

KVANTUMELEKTRONIKA 2014

VII. SZIMPÓZIUM A HAZAI KVANTUMELEKTRONIKAI KUTATÁSOK EREDMÉNYEIRŐL

RENDEZTE:

**ELFT Atom-, Molekulafizikai és Kvantumelektronikai
Szakcsoport**

**MTA Lézerfizikai Tudományos Bizottság
BME TTK Fizikai Intézet Atomfizika Tanszék**

BUDAPEST, 2014. NOVEMBER 28.

*A jelen kötet a KVANTUMELEKTRONIKA 2014
szimpóziumon bemutatott poszterek rövid összefoglalóit
tartalmazza*

Szerkesztő:

Ádám Péter, Almási Gábor

ISBN 978-963-642-697-2



Kiadó: Pécsi Tudományegyetem
Természettudományi Kar
Fizikai Intézet

ELŐSZÓ

A jelen kötetben a **KVANTUMELEKTRONIKA 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről** című rendezvényen szereplő meghívott előadások és poszterek anyagainak összefoglalóit tesszük közzé. A szimpózium hat éves szünet után kelt ismét életre, és a hagyományokhoz igazodva áttekintést nyújt az optika, az atom- és molekulafizika és a plazmafizika területén folyó kutatásokról és azok eredményeiről. A változó idők megkívánták, hogy aktualizáljuk a kiadványt: az ELI megvalósítása örvendetesen megnövelte a Magyarországon dolgozó nem magyar anyanyelvű kutatók számát, így a kötet „munkanyelve” is változott, a magyar nyelvű közlések mellett angol nyelvű összefoglalók is szép számban szerepelnek a kötetben.

A kötet szerkesztési módszerében ismét az intézmények szerinti csoportosítást választottuk (intézményen belül pedig az első szerzők névsora szerint szerepelnek a közlemények), mivel a tematikus csoportosítást megnehezíti, hogy az összefoglalók számos, gyakran nem élesen elkülöníthető témakörökbe sorolhatóak. A teljesség igénye nélkül a fontosabb tárgykörök: lineáris és nemlineáris optika, kvantumoptika és kvantuminformatika, gázkisülések, lézerfizika, lézerspektroszkópia, lézeres mérés technika, lézerek orvosi és biológiai alkalmazásai és lézeres anyagmegmunkálás. A beküldött összefoglalók igen nagy számban kötődnek az ELI megvalósításához. Az összefoglalók első szerzői a következő intézményekből kerültek ki:

- Az MTA Atommagkutató Intézet,
- Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,
- ELI-HU nonprofit Kft,
- OMI Optika-Mérnökiroda Kft,
- Pécsi Tudományegyetem,
- Semmelweis Egyetem,
- MTA Szegedi Biológiai Kutatóközpont,
- Szegedi Tudományegyetem,
- MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont.

A felsorolás nem teljes, csak az első szerzők intézményeit tartalmazza.

A rendezők nevében szeretnénk megköszönni a szerzők lelkiismeretes munkáját, bízunk benne, hogy a kötet hasznos olvasmány lehet a tudományterületet művelők számára.

A szerkesztők

Budapest, 2014. november 28.

TARTALOMJEGYZÉK

Meghívott előadások

Hebling János (PTE):

Extrém fényforrások kutatása a PTE Fizikai Intézetében..... E1

Dombi Péter (Wigner):

Ultragyors nanooptika és a Wigner FK ELI-hez kapcsolódó kutatásai..... E2

Geretovszky Zsolt (SZTE):

Vékonyréteg napelemek lézeres megmunkálása E3

Varjú Katalin (SZTE):

Izolált attoszekundumos impulzus keltése nagy energiájú, sok-ciklusú lézerimpulzussal..... E4

Czirják Attila (SZTE):

Optikai alagutazás és kvantumösszefonódottság E5

Vukics András (Wigner):

Az A-négyszet probléma eliminálása a rezonátoros kvantumelektrodinamikából E6

Hartmann Péter (Wigner):

Poros plazma: az erősen csatolt rendszerek laboratóriuma E7

Beleznai Szabolcs, Sepsi Örs, Koppa Pál (BME):

Fényemittáló diódák E8

Bordács Sándor, Kézsmárki István (BME):

Új optikai jelenségek magnetoelektromos anyagokban E9

BME

Bacsárdi László, Belső Zoltán, Bérces Márton, Gombkötő Balázs, Gulácsi Loránd,

Gyöngyösi László, Imre Sándor, Jahn Kornél, Kis Zsolt, Koller István, Kornis János,

Mazroa Dániel, Mráz Albert, Orosz László, Paksy Géza, Papp Zsolt, Szabó Áron:

KÍSÉRLETEK FOLYTONOS VÁLTOZÓJÚ KVANTUMOSKULCSMEGOSZTÓ ESZKÖZ

MEGVALÓSÍTÁSÁRA..... P01

Szarvas Tamás és Kis Zsolt:

HULLÁMTERJEDÉS MODELLEZÉSE PERIODIKUSAN STRUKTÚRÁLT FELÜLET.

DIELEKTRIKUMOKBAN..... P02

ELI

Vladimir Chvykov, Mikhail Kalashnikov, Karoly Osvay:

FINAL EDP TI: SAPPHIRE AMPLIFIERS FOR ELI – PROJECT P03

A. Drozdy, Á. Börzsönyi, B. Kiss, M. Gstalter, N. Khodakovskiy, D. Tátrai, K. Osvay, M.P.

Kalashnikov:

CROSS-CORRELATOR FOR 532 NM PICOSECOND PULSES BASED ON OPTICAL

PARAMETRIC AMPLIFICATION P04

Farkas Balázs, Geretovszkyné Varjú Katalin, Divéki Zsolt, Paraskevas Tzallas:

GÁZ MAGAS-HARMONIKUS NYALÁBVONAL A SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEMEN ... P05

M. Gstalter, A. Börzsönyi, A. Andrásik, A.P. Kovács, K. Osvay:

Comparison of Three Angular Dispersion Measurement Methods P06

OMI

G. Szabó István, Koncsár Péter, Réz István, Baki Mihály:

NEUTRONOS KÉPALKOTÓ MÉRŐRENDSZEREK MEGVALÓSÍTÁSA..... P07

PTE

Fülöp J.A., Ollmann Z., Lombosi Cs., Polónyi Gy., Monoszlai B., Pálfalvi L., Almási G., és Hebling J.:

ÉLVONALBELI TERAHERTZES FORRÁSOK. THZ-ES LEHETŐSÉGEK A PTE-N ÉS AZ ELI-ALPS-BANP08

Jánosi TZ, Beke D, Szekrényes Zs, Kamarás K, Gali A, Erostyák J:

SZILICIUM-KARBID KVANTUM DOTOK FLUORESCHKÁLÓ CENTRUMAINAK SZÉTVÁLASZTÁSA IDŐEMISSZIÓS MÁTRIX ANALÍZISÉVELP09

Kiss Mátyás, Szász János, Sapolov Anatolij, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej:

A Z-PINCH HULLÁMVEZETŐ PLAZMA VIZSGÁLATAP10

Cs. Lombosi, I. Márton, Z. Ollmann, J. Hebling, Gy. Farkas, P. Dombi, J. A. Fülöp:

THZ-INDUCED STRONG-FIELD ELECTRON EMISSION FROM A GOLD SURFACEP11

Mechler Mátyás, Ádám Péter, Bódog Ferenc, Sánta Imre, Koniorczyk Mátyás:

PERIODIKUS EGYFOTON-FORRÁSOK OPTIMALIZÁLÁSAP12

G. Mogyorosi, P. Adam, E. Molnar, A. Varga, M. Mechler and J. Janszky:

Construction of quantum states by special superpositions of coherent statesP13

Emese Molnar, Arpad Varga, Gabor Mogyorosi, Peter Adam:

QUANTUM STATE ENGINEERING WITH LINEAR OPTICAL TOOLSP14

Pálfalvi László, Tibai Zoltán, Fülöp József, Tóth György, Almási Gábor, Hebling János:

THZ-PULSE-DRIVEN PARTICLE ACCELERATORSP15

Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Szász János, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej:

3-ELEKTÓDÁS LÁGY-RÖNTGEN LÉZER TERVEZÉSE ÉS KIVITELEZÉSE, VALAMINT AZ AKTÍV KÖZEG ELMÉLETI VIZSGÁLATAP16

Szász János, Kiss Mátyás, Kuhlevszkij Szergej, Sánta Imre, Szatmári Sándor:

MAGNETOELEKTROMOS Z-PINCH STABILIZÁLÁS KAPILLÁRIS KISÜLÉSSSEL GERJESZTETT AR+8 LÁGYRÖNTGEN LÉZERBENP17

Tibai Zoltán, Tóth György, Nagy-Csiha Zsuzsanna, Mechler Mátyás, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János:

EGYCIKLUSÚ, ALAKFORMÁLT, STABIL VÍVŐ-BURKOLÓ-FÁZISÚ ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSA SZINKROTRON SUGÁRZÁSSAL ...P18

Márta Unferdorben, Zsuzsanna Szaller, Ivett Hajdara, János Hebling, László Pálfalvi:

MEASUREMENT OF REFRACTIVE INDEX AND ABSORPTION COEFFICIENT OF CONGRUENT AND STOICHIOMETRIC LITHIUM NIOBATE IN THE TERAHERTZ RANGEP19

Árpád Varga, Péter Ádám, János A. Bergou:

Quantum measurement of qubits yielding maximum informationP20

SOTE

Haluszka Dóra, Lőrincz Kende, Wikonkál Norbert, Szipőcs Róbert:

AZ *IN VIVO* KÉTFOTON MIKROSKÓPIÁBAN HASZNÁLATOS, KÖZELI INFRAVÖRÖS TARTOMÁNYBAN MŰKÖDŐ FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZEREK BIZTONSÁGTECHNIKAI VIZSGÁLATAP21

Haluszka Dóra, Szipőcs Róbert, Wikonkál Norbert, Kolonics Attila:

AZ ELHÍZÁS HATÁSÁNAK *EX VIVO* CARS ÉS *IN VIVO* SHG MIKROSKÓPIÁS VIZSGÁLATA EGÉRBŐR MODELLEN ÚJ, Yb-SZÁLERŐSÍTŐN ALAPULÓ STOKES FÉNYFORRÁSSALP22

SZBK**Búzás András, Vajda Balázs, Geretovszky Zsolt:**NANOSZEKUNDUMOS LÉZERREL INDUKÁLT MECHANIKAI FOLYAMATOK MO
VÉKONYRÉTEGEKEN P23**Sarlós Ferenc, Dér András és Groma Géza:**A HOFMAISTER EFFEKTUS SZABÁLYZÓ HATÁSA A FAD MOLEKULA
KONFORMÁCIÓS ÁLLAPOTAINAK POPULÁCIÓJÁRA: ULTRAGYORS
FLUORESZCENCIA KINETIKAI VIZSGÁLATOK P24**SZTE****Andrásik A., Nagymihály R.S., Tóth Sz., Börzsönyi F., Jójárt P., Börzsönyi Á., Osvay K.:**ULTRARÖVID IMPULZUSOK ERŐSÍTÉSE 80 MHZ ISMÉTLÉSI FREKVENCIÁN IN-VIVO
KÉTFOTONOS ABSZORPCIÓ ALAPULÓ MIKROSZKÓPIAI ALKALMAZÁSOKHOZ..... P25**Ayadi Viktor, Benedict Mihály és Földi Péter:**HIDROGÉNATOM GERJESZTÉSE ÉS IONIZÁCIÓJA RÖVID
LÉZERIMPULZUSOKKAL..... P26**Balogh I., Bódi B., V. Tosa, E. Goulielmakis, Varjú K., és Dombi P.:**

ATTOSZEKUNDUMOS FÉNYFORRÁS GENETIKUS OPTIMALIZÁLÁSA P27

Balogh Imre, Major Balázs, Varjú Katalin:

ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUS-KELTÉS ELMÉLETI VIZSGÁLATA P28

Balogh Imre, Major Balázs, Varjú Katalin:INTENZÍV XUV SUGÁRZÁS KELTÉSE NEMESGÁZOKBAN KÉT INFRAVÖRÖS
IMPULZUS KOMBINÁCIÓJÁVAL P29**A. Börzsönyi, A.P. Kovács, B. Kiss, M. Gstalter, H. Cao, B. Farkas, R.S. Nagymihály, M.****Kovács, K. Untener, A. Andrásik, P. Jójárt, K. Osvay:**
A TEWATI ÉS AZ SZTE HELIOS NAGY-INTENZITÁSÚ FEMTOSZEKUNDUMOS
LÉZERLABORATÓRIUMAI P30**A. Börzsönyi, R.S. Nagymihály, K. Osvay:**THERMAL ORIGINATED DRIFT AND NOISE OF CARRIERENVELOPE PHASE IN
TI:SAPPHIRE BASED MULTIPASS AMPLIFIERS..... P31**Czimmer Sándor, Zölei-Szénási Dániel, Smausz Kolumbán Tomi, Domoki Ferenc, Hopp
Béla, Bari Ferenc, Kemény Lajos:**AZ ÉLŐ SZÖVETBEN MOZGÓ VÖRÖSVÉRTESTEK SEBESSÉGELOSZLÁSÁNAK
MEGHATÁROZÁSA LÉZERES SZÓRÁSI INTERFERENCIA KÉPALKOTÁSSAL..... P32**Dömötör Piroška, Földi Péter, Benedict Mihály, Bruce W. Shore, Wolfgang P. Schleich:**FORGÓ MOLEKULÁK ÁTHALADÁSA APERTÚRÁN:
EGY EGYSZERŰ KVANTUMMECHANIKAI MODELL P33**Flender Roland, Vass Csaba, Kiss Bálint, Osvay Károly:**POLIMEREKBE KÉSZÍTETT OPTIKAI RÁCSOK KIALAKULÁSÁNAK IDŐBONTOTT
VIZSGÁLATA..... P34**Földi Péter, Márton István, Német Nikolett és Dombi Péter:**FÉM NANORÉSZECSKÉK FOTOEMISSIONS JÁRÁSÁNAK KONTROLLJA RÖVID,
PLAZMONIKUSAN ERŐSÍTETT LÉZERIMPULZUSOKKAL P35**Gárdián Anett, Budai Judit, Füle Miklós, Tóth Zsolt:**

FERDE LYUKFÚRÁS TITÁN-ZAFÍR LÉZERREL..... P36

Gilicze Barnabás, Trényi Róbert, Szatmári Sándor:

NEMLINEÁRIS FOURIER-SZŰRÉS KORLÁTJAINAK A VIZSGÁLATA P37

Gyíhó László, Szántó Zoltán, Szatmári Sándor:

IMPULZUS ÜZEMŰ RÖNTGEN-FORRÁS FEJLESZTÉSE..... P37A

Grósz Tímea, Csonti Katalin, Gulyás Lénárd, Kovács Attila Pál, Szipőcs Róbert: FOTONIKUS KRISTÁLY SZERKEZETŰ ÉS BRAGG OPTIKAI SZÁLAK DISZPERZIÓJÁNAK NAGYPONTOSSÁGÚ MÉRÉSE	P38
Guba Tibor, Filus Zoltán, Horváth Zoltán, Bozóki Zoltán, Szabó Gábor: MEMBRÁNOK GÁZ-PERMEÁCIÓS PARAMÉTEREINEK FOTOAKUSZTIKUS ELVŰ MEGHATÁROZÁSA.....	P39
P. Jójárt, Á. Börzsönyi, K. Osvay, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, C. Michel, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer: AN ALL-LINEAR-OPTICAL TECHNIQUE FOR RELATIVE CEP-SHIFT MEASUREMENT OF PICOSECOND PULSES	P40
Kákonyi Róbert, Sinkó József, Gajdos Tamás, Varga Dániel, Szabó Gábor és Erdélyi Miklós: ARTIFAKTUMOK VIZSGÁLATA LOKALIZÁCIÓS MIKRÓSZKÓPIÁBAN	P41
Kecskeméti Gabriella, Smausz Kolumbán Tomi, Berta Zsófia, Hopp Béla: ARANY-TEFLON KOMPOZIT VÉKONYRÉTEGEK SENZORTECHNIKAI ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGEINEK VIZSGÁLATA	P42
Kohut Attila, Hopp Béla, Kopniczky Judit, Kószó Eszter, Szörényi Tamás, Geretovszky Zsolt: NANOSTRUKTÚRÁLT EZÜST RÉTEGEK LÉZERES KIALAKÍTÁSA ÉS ALKALMAZÁSUK A SZÁLOPTIKÁS ÉRZÉKELÉSBEN	P43
Kondász Bence, Kecskeméti Gabriella, Smausz Tomi, Tápai Csaba, Kopniczky Judit, Hopp Béla: NITINOL NANORÉSZECSKÉK ELŐÁLLÍTÁSA LÉZERES BESUGÁRZÁSSAL	P44
M. Kovacs, K. Osvay: OPTIKAI SZÁLAK DISZPERZIÓS TULAJDONSÁGÁNAK MEGHATÁROZÁSA A KÖZELI INFRAVÖRÖS TARTOMÁNYBAN	P45
Major Balázs, Nemes Dániel, Miguel A. Porras, Kovács Attila Pál, Horváth Zoltán: FÓKUSZÁLT FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZERIMPULZUSOK VIVŐ.-BURKOLÓ FÁZISÁNAK VÁLTOZÁSA	P46
Nemes Dániel, Major Balázs, Horváth Zoltán, Kovács Attila Pál: ULTRARÖVID LÉZERIMPULZUSOK IDŐBELI ÉS TÉRBELI KARAKTERIZÁLÁSA.....	P47
Novák Tibor, Kopniczky Judit, Smausz Tomi, Hopp Béla: KÉPANALIZÁLÓ ELJÁRÁS GRAFÉN RÉSZECSKÉK OPTIKAI MIKROSZKÓPOS GYORS AZONOSÍTÁSÁRA	P48
Orosz László, Csizmadia Tamás, Smausz Tomi, Kopniczky Judit, Gilicze Barnabás, Hopp Béla: NS-OS ÉS FS-OS EXCIMER LÉZERES BESUGÁRZÁS HATÁSÁRA BEKÖVETKEZŐ REFLEXIÓVÁLTOZÁS VIZSGÁLATA RÉZ MINTÁN	P49
Pintér Máté, Ajtai Tibor, Utry Noémi, Bozóki Zoltán, Szabó Gábor: MESTERSÉGES ÉS LÉGKÖRI KOROM AEROSZOLOK OPTIKAI ABSZORPCIÓS TULAJDONSÁGAINAK VIZSGÁLATA SAJÁT FEJLESZTÉSŰ NÉGY-HULLÁMHOSSZÚ FOTOAKUSZTIKUS SPEKTROMÉTERREL	P50
Sárosi Krisztina, Prof. Chikan Viktor: TERAHERTZ SUGÁRZÁS KELTÉSE KÉT HULLÁMHOSSZÚ LEVEGŐPLAZMÁBAN.....	P51
Sinkó József, Varga Dániel, Kákonyi Róbert, Gajdos Tamás, Szabó Gábor és Erdélyi Miklós: KROMATIKUS HIBA VIZSGÁLATA ÉS KORREKCIÓJA A LOKALIZÁCIÓS MIKRÓSZKÓPIÁBAN	P52

Sipos Áron, Somogyi Anikó, Szabó Gábor, Csete Mária: SPEKTRUMMÓDOSÍTÁS KOLLOIDGÖMB MONORÉTEGEK INTERFEROMETRIKUS KIVILÁGÍTÁSÁVAL LÉTREHOZOTT PLAZMONIKUS MINTÁZATOKKAL	P53
Somoskői Tamás, Vass Csaba, Merő Márk, Mingesz Róbert, Bozóki Zoltán, Osvay Károly: LÉZERES RONCSOLÁS DETEKTÁLÁSI MÓDSZEREINEK ÖSSZEHASONLÍTÁSA 532 NM ÉS 266 NM-ES HULLÁMHOSSZAKON	P54
Szabó Anna, Mohácsi Árpád, Tuboly Eszter, Boros Mihály, Tarnai Zsófia, Berkovits Csaba, Rakonczay Zoltán, Turzó Kinga, Nagy Katalin, Szabó Gábor: KILÉLEGZETT GÁZ ANALÍZIS FOTOAKUSZTIKUS ELVEN ALAPULÓ MÉRŐBERENDEZÉSSSEL	P55
Szalai Anikó, Csapó Edit, Tóth László, Somogyi Anikó, Dékány Imre és Csete Mária: ÁLLÓ ÉS TERJEDŐ PLAZMONIKUS MÓDUSOK NANORÉSZECSCSKE AGGREGÁTUM MINTÁZATOKON	P56
Szaszkó-Bogár Viktor, Földi Péter, Benedict Mihály: KVANTUMOS TRANSPORTFOLYAMATOK OSZCILLÁLÓ SPIN-PÁLYA KÖLCÖNHATÁS JELENLÉTÉBEN	P57
Szekeres Gábor, Szenes András, Szabó Gábor, Csete Mária: PLAZMONIKUS STRUKTÚRÁKKAL INTEGRÁLT INFRAVÖRÖS EGY-FOTON DETEKTOROK ABSZORPCIÓJA ÉS POLARIZÁCIÓ-KONTRASZTJA	P58
Tátrai Dávid, Gulyás Gábor, Bozóki Zoltán, Szabó Gábor: FOTOAKUSZTIKUS SPEKTROSKÓPIAI VÍZGŐZ-KONCENTRÁCIÓ- MÉRŐ- RENDSZER REPÜLŐGÉPES LÉGKÖRKUTATÁSHOZ	P59
Vass Csaba, Kiss Bálint, Flender Roland, Felházi Zoltán, Ujhelyi Ferenc, Osvay Károly: OPTIKAI RÁCSOK KÉSZÍTÉSE LÉZERES ELJÁRÁSOKKAL	P60
Vinkó József, Székely Péter, Szalai Tamás, Szatmáry Károly, Hopp Béla: LÉZERREL KELTETT LÖKÉSHULLÁMOK TERJEDÉSÉNEK HIDRODINAMIKAI MODELLEZÉSE	P61
Zölei-Szenási Dániel, Kozák Gábor, Farkas Eszter, Menyhárt Ákos, Hertelendy Péter, Smausz Kolumbán Tomi, Szrnka Áron, Bari Ferenc: A MOZGÁS TÍPUSÁNAK MEGHATÁROZÁSA LÉZERES SZÓRÁSI INTERFERENCIA KÉPALKOTÁSON ALAPULÓ ÁRAMLÁSMÉRÉS ESETÉN	P62
Wigner Peter Adam, Matyas Mechler, Viktor Szalay, Emese Molnar, Matyas Koniorczyk: INTELLIGENT STATES FOR NUMBER OPERATOR-ANNIHILATION OPERATOR UNCERTAINTY RELATION	P63
Csákányi Attila, Szipőcs Róbert: FIBERSCOPE PÁSZTÁZÓ NEMLINEÁRIS MIKROSKÓP OPTIKAI RENDSZERÉNEK TERVEZÉSE	P64
Csákányi Attila, Szipőcs Róbert: GRIN LENCSES CARS ENDOMIKROSKÓP OPTIKAI LEKÉPEZŐ RENDSZERÉNEK SZÍNHIRIBA KORREKCIÓJA	P65
G.P. Djotyan, J.S. Bakos, D. Dzsotján, P. Ignácz, M.A. Kedves, B. Ráczkevi, N. Sándor, Zs. Sörlei, J. Szigeti, K. Varga-Umbrich: KOHERENS KONTROLL FÁZISMODULÁLT RÖVID LÉZERIMPULZUSOKKAL: ALKALMAZÁSA MAGASABBRENDŰ HARMONIKUSOK KELTÉSÉNél ÉS RÉSZECSCSKE-GYORSÍTÁSNAI	P66

Kis Zsolt, Mandula Gábor, Lengyel Krisztián, Hajdara Ivett, Kovács László, és Mirco

Imlau:

ITTERBIUM ÉS ERBIUM IONOK HOMOGÉN VONALSZÉLESSÉGÉNEK MÉRÉSE
SZTÖCHIOMETRIKUS ÉS KONGRUENS LÍTIUM NIOBÁT EGYKRISTÁLYOKBANP67

Ihor Korolov, Aranka Derzsi, Zoltán Donkó:

ELECTRIC BREAKDOWN IN SYNTHETIC AIR IN THE RADIOFREQUENCY DOMAINP68

Kovács Anikó Zs., Hartmann Péter, Donkó Zoltán:

DINAMIKUS VISZKOZITÁS KÉTDIMENZIÓS KOMPLEX PLAZMÁBANP69

Magyar Péter, Korolov Ihor, Donkó Zoltán:

FRANCK-HERTZ KÍSÉRLET: 100 ÉVE ÉS MAP70

Mandula Gábor, Kis Zsolt, Lengyel Krisztián:

VÁLTOZTATHATÓ HULLÁMHOSSZÚ DIÓDALÉZER VALÓS IDEJŰ KALIBRÁCIÓJA
FABRY-PÉROT INTEROMÉTERRELP71

Nagy Benedek J., Vámos Lénárd, Oszetzky Dániel, Rácz Péter, Dombi Péter:

FEMTOSZEKUNDUMOS RONCSOLÁSI KÜSZÖB MÉRÉSE KHZ ÉS MHZ ISMÉTLÉSI
FREKVENCIÁNP72

Mihály András Pocsai, Sándor Varró, Barna Imre Ferenc:

PARTICLE ACCELERATION IN UNDERDENSE PLASMASP73

Rácz Péter, Márton István, S.M. Teichmann, M. F. Ciappina, A. Thai, Fekete Júlia, Veisz

László, J. Biegert, Dombi Péter:

Ultragyors plazmonika közép-infravörös hullámhosszonP74

Sándor N., Demeter G., Dzsotjan D., Djotyan G. P.:

KOHERENCIA LÉTREHOZÁSA OPTIKAILAG SŰRŰ KÖZEGBEN TERJEDŐ
IMPULZUSPÁR SEGÍTSÉGÉVELP75

Tichy-Rács Éva, Hajdara Ivett, Komlai Krisztina, Szaller Zsuzsanna, Lengyel Krisztián,

Kovács László, Mandula Gábor:

LÍTIUM-ITTRIUM-ORTOBORÁT KRISTÁLYOK INFRAVÖRÖS ÉS UV ABSZORPCIÓS
SPEKTROSKÓPIÁJAP76

Tichy-Rács Éva, Komlai Krisztina, Mandula Gábor, Lengyel Krisztián, Kis Zsolt, Kovács

László, Corradi Gábor:

RITKAFÖLDFÉM IONOK SPEKTROSKÓPIAI TULAJDONSÁGAI LÍTIUM-ITTRIUM-
ORTOBORÁT EGYKRISTÁLYOKBANP77

Varró Sándor, Kroó Norbert, Rácz Péter:

FELÜLETI PLAZMONOK ÁLTAL INDUKÁLT EFFEKTÍV VONZÁS
ELEKTRONOK KÖZÖTTP78

Varró Sándor:

INTENZÍV PLAZMON-HULLÁMMAL KÖLCSÖNHATÓ TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK DIRAC-
ÉS KLEIN-GORDON-EGYENLETÉNEK EGZAKT MEGOLDÁSAIP79

Varró Sándor:

ÚJ KVANTUMOPTIKAI FÁZISOPERÁTOR ÉS SPEKTRÁLSEREG ELŐÁLLÍTÁSA SU(1,1)
KOHERENS ÁLLAPOT BÁZISBANP80

ATOMKI

Sándor Borbély, Attila Tóth, Károly Tókési, and Ladislau Nagy:

SPATIAL INTERFERENCE EFFECTS DURING THE IONIZATION OF ATOMS BY FEW-
CYCLE LASER PULSESP81

ELŐADÁSOK

EXTRÉM FÉNYFORRÁSOK KUTATÁSA A PTE FIZIKAI INTÉZETÉBEN

Hebling János^{1,2,3}

¹Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

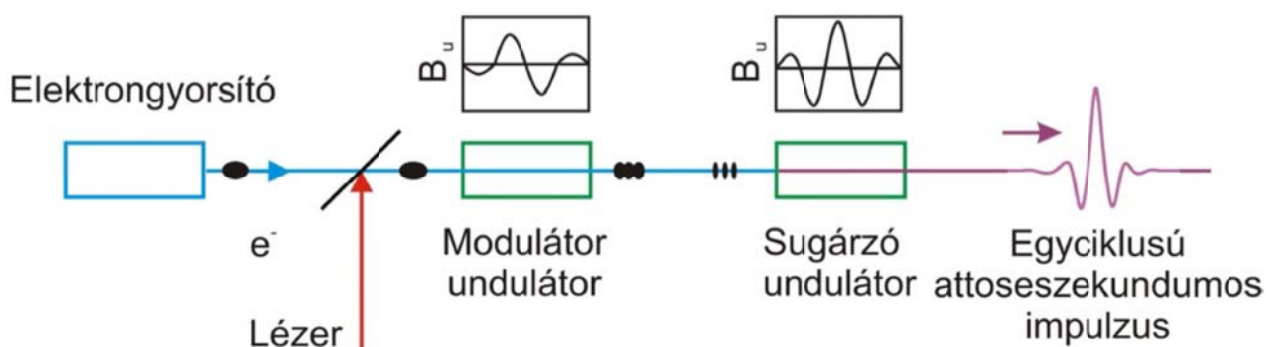
²Pécsi Tudományegyetem Szentágotthai János Kutatóközpont, 7624 Pécs, Ifjúság útja 20.

³MTA-PTE Nagyintenzitású Terahertzes Kutatócsoport, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

A PTE Fizikai Intézetében több mint egy évtizede folynak extrém fényforrások (kisé pontatlanul extrém „lézerek”) fejlesztésére és alkalmazására vonatkozó eredményes kutatások. E „lézerek” az extrém jelzőt –egyéb tulajdonságaik mellett– a működési hullámhosszukkal is kiérdemlik.

Európában elsőként 2002-ben Olaszországban sikerült Kuhlevszkij Szergej meghatározó közreműködésével kifejleszteni egy extrém ultraibolya (XUV) tartományon működő, elektromos kisüléssel gerjesztett lézert [1]. Az utóbbi években e lézert a Fizikai Intézetben jelentősen továbbfejlesztette Kuhlevszkij Szergej csoportja. Egy néhány tízed mbar nyomású argon gázt tartalmazó közel 0,5 m hosszú kapillárisban Z-pinch kisüléssel létrehozott 8-szorosan ionizált (neon szerű) plazmával 46,9 nm hullámhosszú, 0,1 mJ energiájú, 1,5 ns időtartamú XUV impulzusokat tudtak előállítani. Megfelelő geometria esetén nem volt szükség előionizációra [2,3]. A kisülés külső impulzuslézerral való beindítására vonatkozó szabadalmuk bejegyzésre került az USA-ban [4]. Legutóbb egy kompaktabb Z-pinch gerjesztő rendszert terveztek és építették meg. Ennek 3 elektródás kialakítása a korábbi feszültség felén (< 100 kV) történő működést tesz lehetővé [5].

Egydimenziós magneto-hidrodinamikai modellel végzett számolások szerint a kifejlesztett Z-pinch elrendezésben megfelelő paraméterek esetén parabolikus radiális elektroneloszlás alakul ki, lehetővé téve a hullámvezetőként való működést [6]. Ez azt jelenti, hogy ezzel a berendezéssel nemcsak XUV lézerműködéshez, hanem várhatóan lézeres elektron- és iongyorsításhoz is alkalmas, magasan ionizált, sűrű plazmát lehet előállítani.



1. ábra. Stabil vivő-burkoló-fázisú XUV attoszekundumos impulzusokat előállító elrendezés vázlatos rajza.

Nemrég javaslatot tettünk egy szintén az XUV tartományon működő, de extrém rövid, stabil vivő-burkoló fázissal rendelkező attoszekundumos impulzusokat előállító elrendezésre (1. ábra) [7]. Ez három fő részből áll. Egy lineáris elektron gyorsítóból, amely rövid (pl. 100 fs) relativisztikus elektroncsomagot állít elő. Egy moduláló undulátorból, ami –a moduláló lézerral közösen–

megváltoztatja az elektroncsomag elektronjainak az energiáját/sebességét az elektronnak az elektroncsomagbeli pozíciójától függő mértékben. Emiatt, egy bizonyos távolságban az elektroncsomag nanocsomókba rendeződik. A nanocsomósodás helyén elhelyezett harmadik fő elem, a sugárzó undulátor mágneses tere a nanocsomók elektronjait keresztirányú oszcillációra készíti, amelyek emiatt sugároznak. Az így létrehozott sugárzás időbeli alakját a sugárzó undulátor mágneses terének a terjedési irány menti eloszlása határozza meg. Ezáltal egy stabil vivő-burkoló fázissal rendelkező impulzust lehet előállítani.

A hamburgi DESY által üzemeltetett FLASH II elektrongyorsító által előállított elektroncsomag paramétereit ($E=1000$ MeV, össztöltés 250 pC), és egy 516 nm-es, 10 TW-os lézert feltételező szimulációnk szerint például a sugárzó undulátor periódusát 7, 14, illetve 42 cm-nek választva, 6, 27, illetve 120 nJ energiával és 10, 20, illetve 60 nm központi hullámhosszal rendelkező, stabil vivő-burkoló fázisú egyciklusú attoszekundumos impulzust lehet előállítani [7,8].

A PTE Fizikai Intézetében kifejlesztett harmadik típusú extrém fényforrások a látható fénynél több százszor hosszabb hullámhosszal rendelkező terahertzes (THz) impulzusokat állítanak elő. 2002-ben javasoltuk a döntött impulzusfrontú gerjesztést (DIF) egyciklusú THz-es impulzusok hatékony gerjesztésére [9]. Kezdetben 0,1 nJ energiájú THz-es impulzusokat tudtunk előállítani. Nagyobb energiájú gerjesztő lézereket használva és a DIF elrendezést továbbfejlesztve ma már 0,4 mJ-os THz-es impulzusokat is elő tudunk állítani [10,11].

Megmutattuk, hogy ezek az extrém THz-es impulzusok felhasználhatóak, és a közeli-infravörös lézerrimpulzusoknál sokkal alkalmasabban elektronok és protonok gyorsítására és egyéb manipulálására [12,13,14]. Jelenleg folytatott kísérletekben 10 μ J energiájú THz-es impulzusokkal fotoemissziót sikerült kiváltanunk arany lemezből [15]. A THz-es impulzusok nagy energiája és kis frekvenciája lehetővé teszi a fotoemisszió vizsgálatát a Keldysh paraméter $\gg 1$ -től $\ll 1$ -ig terjedő tartományán.

A bemutatott kutatásokat támogatta az OTKA (K101846), a TÁMOP (4.2.2/A-11/1/KONV-2012-0065, 4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0002) és a HELIOS (ELI_09-1-2010-0013) pályázat.

- [1] G. Tomassetti et al., Eur. Phys. J. D **19**, 73 (2002).
- [2] J. Szász et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 183902 (2013).
- [3] G. Almási et al., USA szabadalmi bejegyzés, Lajstromszám: US 8,792,522 B2 (2014).
- [4] Szász J., Kiss M., Kuhlevszkij Sz., Sánta I., Szatmári S., jelen kötet P17.
- [5] Sapolov A., Kiss M., Szász J., Sánta I., Kuhlevszkij Sz., jelen kötet P16.
- [6] Kiss M., Szász J., Sapolov A., Sánta I., Kuhlevszkij Sz., jelen kötet P10.
- [7] Z. Tibai et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 104801 (2014).
- [8] Tibai Z., Tóth Gy., Nagy-Csiha Zs., Mechler M., Fülöp J., Almási G., Hebling J., jelen kötet P18
- [9] J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, J. Kuhl, Optics Express **10**, 1161 (2002).
- [10] J. A. Fülöp et al., Optics Express **22**, 20155 (2014).
- [11] Fülöp J. A., et al., jelen kötet P08.
- [12] J. Hebling et al., arXiv1109.6852v1 (2011)
- [13] L. Pálfalvi et al., Phys. Rev. ST Accel Beams **17**, 031301 (2014)
- [14] L. Pálfalvi et al., jelen kötet P15.
- [15] Cs. Lombosi et al., jelen kötet P11.

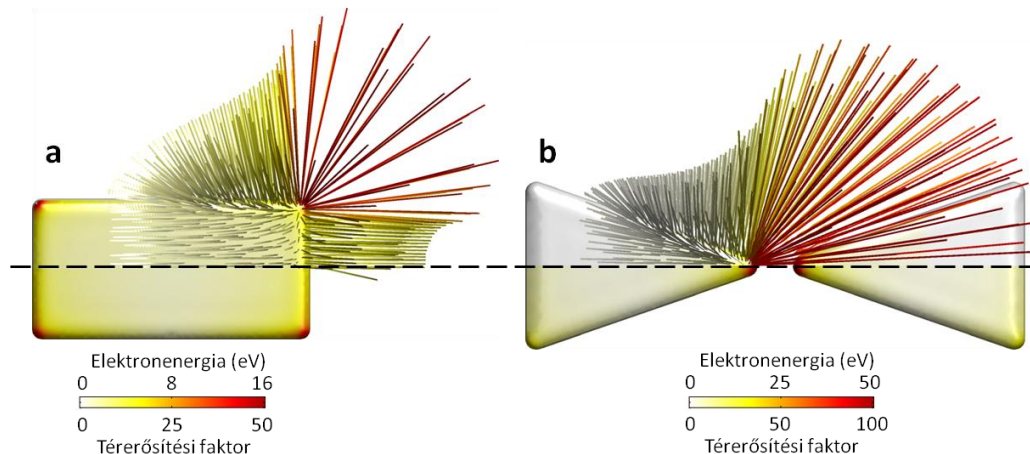
ULTRAGYORS NANOOPTIKA ÉS A WIGNER FK ELI-VEL KAPCSOLATOS KUTATÁSAI

Dombi Péter

MTA „Lendület” Ultragyors Nanooptika Csoport,
Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A nanooptika módszereivel az elmúlt években számos alapvető fény-anyag kölcsönhatási jelenség új aspektusát sikerült kimutatni, különösen az ultragyors (femto- és attoszekundumos) időskálán lejátszódó folyamatok esetén [1-4]. Az előadásban bemutatom azokat a módszereket, melyekkel a fényt hullámhossz alatti térbeli és az optikai oszcillációs ciklus alatti időbeli tartományba lehet koncentrálni és kompakt femtoszekundumos lézerekkel nagy lokális teljesítménysűrűséget elérni. Az ilyen elektromágneses tér fém nanorészecskékre gyakorolt hatása számos alapvető, új fizikai jelenség megfigyelését tette lehetővé [2-4].

A közelmúltban csoportunknak nem csak az ún. „erős-tér” fotoemisszió (ld. 1. ábra) nanorészecskék felületi plazmonrezonanciájával való korrelációját sikerült kimutatnia [4], hanem közép-infravörös megvilágítással minden korábbinál alacsonyabb intenzitáson ($< 1 \text{ GW/cm}^2$) végbemenő alagútmissziót is [5], mely további érdekes alkalmazások felé nyitja meg az utat a szokásos, látható vagy közeli infravörös tartományban végzett plazmonikai kísérleteken túlmutatva.



1. ábra Ultragyors fotoemisszió és elektrongyorsítás különböző geometriájú plazmonikus fém nanorészecskék környezetében. A plazmonos térerősítési faktor a felületen színekódolva látható, míg a fotoemittált elektronok trajektóriái 1-1 negyed térrészre ábrázolva jelennek meg.

Az alapkutatási eredmények áttekintése után lehetséges alkalmazásokat is bemutatok majd a nanotechnológia, az attofizika, és az optikai jelfeldolgozás területéről, melyek elősegíthetik például olyan, ultragyors optikai jelekkel vezérelhető, integrált nanoarchitektúrák megalkotását, melyekkel logikai műveleteket femtoszekundumos gyorsasággal is végre lehet hajtani [6,7].

Legvégül pedig az MTA Wigner Kutatóközpont ELI-hez kapcsolódó egyéb kutatásait tekintem át a gázfázisú felharmonikusokkeltési kísérletektől kezdve a méréstechnikai fejlesztéseken át egészen az élettudományi alkalmazásokig.

- [1] P. Dombi et al., Opt. Express **18**, 24206 (2010).
- [2] M. Krüger et al., Nature **475**, 78 (2011).
- [3] G. Herink et al., Nature **483**, 190 (2012).
- [4] P. Dombi et al., Nano Lett. **13**, 674 (2013).
- [5] S. Teichmann, P. Rácz et al., Sci. Rep., közlésre benyújtva (2014).
- [6] K. F. MacDonald et al., Nature Phot. **3**, 55 (2009).
- [7] F. Krausz, M. I. Stockman, Nature Phot. **8**, 205 (2014).

VÉKONYRÉTEG NAPELEMEK LÉZERES MEGMUNKÁLÁSA

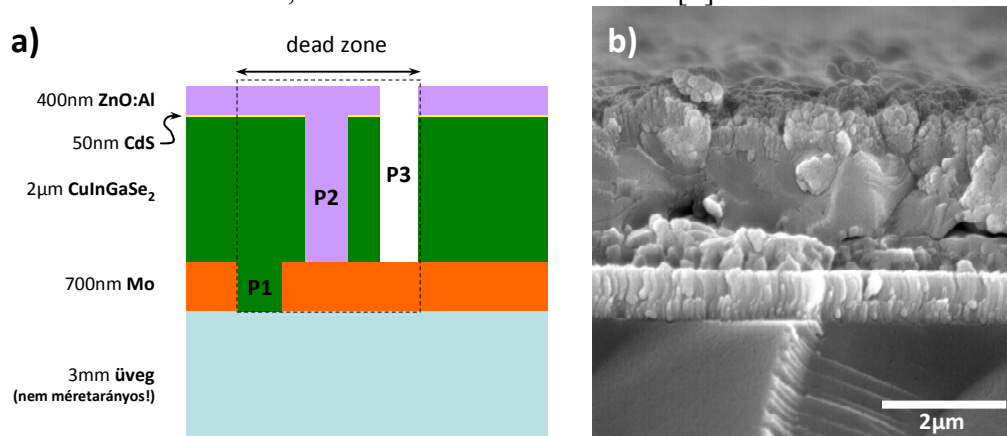
Geretovszky Zsolt¹ és Búzás András²

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

²Szegedi Biológiai Kutatóközpont, Biofizika Intézet, 6726 Szeged, Temesvári krt. 62.

A napenergia az emberiség számára legnagyobb mennyiségben rendelkezésre álló zöld energiaforrás. A napenergiát azért csak rossz hatásfokkal tudjuk elektromos energiává konvertálni, mert a hatékony technológiai lépések túl drágák, az olcsóbb megoldások pedig jelentősen rontják a modulok konverziós hatásfokát. A lézeralapú alternatív megoldások élen járnak a fejlődéshez szükséges gyártástechnológiai forradalom terén. Már ma is számos napelemtechnológiai lépés, mint pl. EWT típusú c-Si cellák fűrése, kizárólag lézerek segítségével valósítható meg. Az előadásban egy ezekhez hasonló, az utóbbi évek során széles ipari elfogadásra találó lézeres technológiáról, a lézeres karcolásról vagy vágásról (angol nevén *laser scribing*) lesz szó.

A vékonyréteg napelemstruktúrák esetén a modulok kialakításának egyik lépése a cellák sorba kapcsolása, amire azért van szükség, hogy a kis kapocsfeszültségű napelem cellákból nagy teljesítményt leadni képes szabványos modulok készülhessenek. Ehhez a réterendszer készítése közben a rétegeket megmintázzák, jellemzően bizonyos területeken csíkokban eltávolítják. Az 1. ábra az általunk vizsgált $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{Se}_2$ (CIGS) aktív közegű vékonyréteg napelem struktúra esetén mutatja a P1, P2 és P3 vágatok elhelyezkedését és a kísérletekhez használt réterendszer pásztázó elektronmikroszkópos (SEM) keresztmetszeti képét. Bár a P1 és P3 szigetelő és P2 vezető karcolatoknak eltérő kívánalmaknak kell megfelelniük elmondható, hogy a rétegek megmintázásának fontos kihívása a modul fénykonverzióból kieső területe, az ún. *dead zone* méretének csökkentése. A karcolatok keskenyítésével és egymáshoz közelítésével ugyanis hatékonyan lehet minimalizálni a tipikusan 5-10 mm szélességű cellák modulba integrálása miatti hatásfok csökkenést. A cella, illetve modul hatásfok értékei közti különbséget jól mutatják a vékonyréteg napelemek között rekordernek számító CIGS szerkezet aktuálisan legmagasabb, független mérésekkel dokumentált $20.5\% \pm 0.6\%$, illetve $15.7\% \pm 0.5\%$ értékei [1].

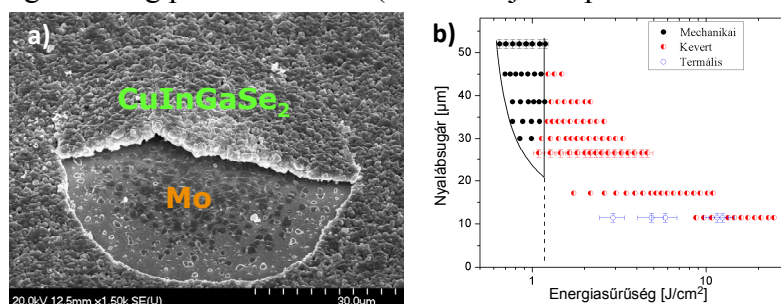


1. ábra: $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{Se}_2$ aktív közegű szubsztrát geometriájú vékonyréteg napelem struktúra **a)** sematikus, illetve **b)** pásztázó elektronmikroszkópos keresztmetszeti képe.

Kutatásunk célja annak tanulmányozása, hogy lézerek alkalmazásával lehetséges-e a CIGS aktív közegű vékonyréteg napelem struktúra rétegeinek lézeres megmunkálása. S jóllehet mindhárom réteg; a hátoldali és elülső oldali ablak elektród, valamint az abszorber rétegek hatékony megmunkálására tudunk lézeres megoldást javasolni jelen előadás keretei között az abszorber réteg szelektív lézeres eltávolításának lehetőségét és az ezt lehetővé tevő, mechanikai feszültséggel segített rétegeltávolítási mechanizmust fogom részletesen bemutatni.

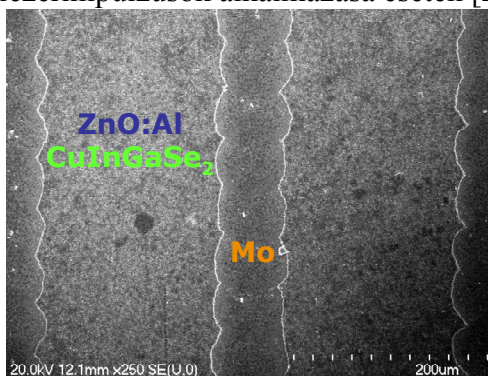
Kísérleteinkben teljes és részleges rétegrendszereket sugároztunk be 1064 nm hullámhosszú diódapumpált Nd:YVO lézer 5 kHz ismétlési frekvenciájú, 25 ns hosszúságú, 2-60 μJ energiájú impulzusaival. Az 50 cm/s-os előtolási sebességgel mozgatott minták lézernyalábhoz képesti kismértékű döntésével elértük azt, hogy 10 és 70 μm között változó átmérőjű, különálló mintafelkszínemet világítottunk meg. A lézerimpulzussal kezelt területek morfológiáját és elemösszetételét optikai, atomerő mikroszkópiával és SEM-mel vizsgáltuk, míg a domborzati viszonyokat kontakt profilometriával ellenőriztük.

A vizsgált paramétertartományban a lézerkezelt területek háromféle morfológiai típusát különböztettük meg. A lokális olvadás és párolgás markáns jeleit mutató, ún. *termikus alaptípus* mellett a másik alaptípust a Mo rétegről mechanikai feszültség hatására lepattanó, tört éllel jellemezhető (ld. 2a) ábra), ún. *mechanikai típus* alkotta. Végül a mechanikai és termális hatások jeleit egyaránt mutató, ún. *kevert típus* adta a harmadik morfológiai kategóriát. A 2 μm vastag abszorber réteg egyimpulzusos és szelektív módon történő eltávolítása céljára nyilvánvaló módon a mechanikai típus felel meg. Az egyetlen lézerimpulzussal történő maradványmentes és szelektív mechanikai rétegeltávolítást eredményező kísérleti körülményeket a 2.b) ábra mutatja a nyalábméret – energiasűrűség paramétersíkon (feketével jelölt pontok és tartomány).



2. ábra: Az egyetlen lézerimpulzussal mechanikai feszültség keltése révén szelektíven eltávolított CIGS réteg **a)** SEM képe és **b)** a három morfológiai típus eloszlása a nyalábsugár – energiasűrűség síkon.

Vizsgálataink révén megértettük, hogy miként tehető dominánssá a kalkopirit szerkezetű aktív réteg lézeres eltávolításának mechanikai feszültségen alapuló mechanizmusa akár nanoszekundum hosszúságú lézerimpulzusok alkalmazása esetén [2].



3. ábra: Teljes rétegrendszer ZnO:Al és CIGS rétegeinek szelektív eltávolítása a hátoldali Mo réteg felszínéről (mintamozgatás sebessége 25cm/s, nyalábátmérő 45 μm , energiasűrűség kb. 1J/cm²)

Végezetül a 3. ábra azt mutatja, hogy az egymást követő impulzusok átfedésével a mechanikai anyageltávolítási mechanizmus akár folyamatos karcolatok kialakítására is alkalmas.

Felhasznált irodalom:

- [1] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E.D. Dunlop, Prog. Photovolt: Res. Appl. **22**, 701 (2014)
- [2] A. Búzás and Zs. Geretovszky, Phys. Rev. B **85**, 245304 (2012)

IZOLÁLT ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUS KELTÉSE NAGY ENERGIÁJÚ, SOK-CIKLUSÚ LÉZERIMPULZUSSAL

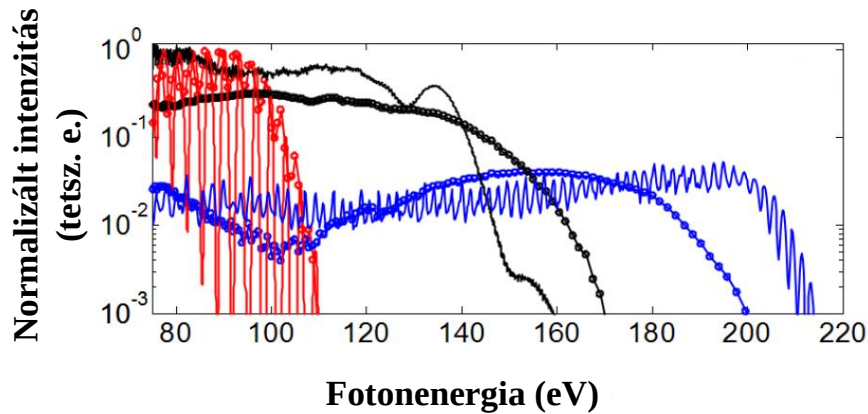
Varjú Katalin^{1,2}, Balogh Imre¹, Major Balázs¹

¹ SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

² ELI-HU Non-profit Kft., 6720 Szeged

A magasharmonikus keltés (HHG) egy egyedülálló technika, mellyel ultrarövid XUV - röntgen impulzusok kelthetők az intenzív lézertér és gáz atomok kölcsönhatása nyomán. Ezek az impulzusok lehetővé teszik ultragyors elektron folyamatok vizsgálatát egészen az attoszekundumos időskáláig [1]. A keltett spektrum felső határa a keltő lézertér hullámhosszának négyzetével nő, ugyanakkor a sugárzás intenzitása λ^{-6} szerint csökken. Emiatt a harmonikus sugárzást alkalmazó kutatások többnyire a 100 eV alatti tartományra korlátozóztak.

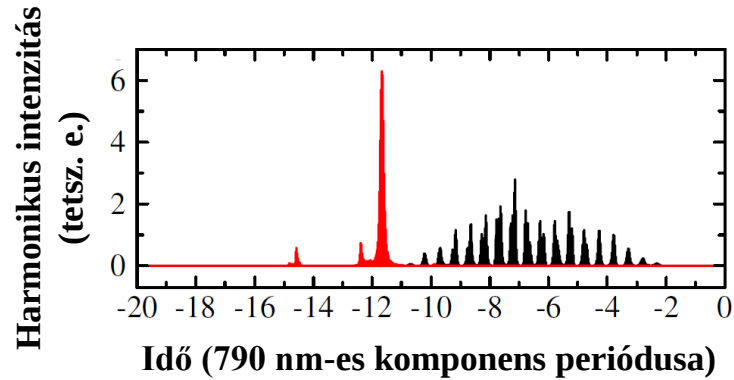
A berlini Max Born Institute kutatólaboratóriumában egy titán-zafír lézer által szolgáltatott 35 mJ energiájú, 35 fs impulzusokat használtunk magas harmonikus generálásra, 100 eV feletti fotonenergiájú intenzív izolált attoszekundumos impulzusok keltése céljából. Egy parametrikus erősítő segítségével a lézerimpulzus energiájának egy részét hosszabb hullámhosszú tartományba konvertáltuk, és az így kapott, szinkronizált 790 nm (6 mJ) és 1300 nm (4 mJ) impulzusokkal 500 mbar nyomáson Ne atomokat két-színű gerjesztésnek vetettük alá. Kísérletileg megfigyeltük, ahogy a két tér együttes hatására az XUV tartományban egy kiszélesedett plató keltődik.



1. ábra. Kísérleti (szimbólumok) és elméleti (folytonos vonal) harmonikus spektrumok a NIR (790 nm, $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, piros) és MIR (1300 nm, $6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ kék) impulzusokkal külön, és közösen ($5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ NIR és $5.2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ MIR, fekete) keltve.

Modellszámításaink is alátámasztották a megfigyelést, hogy megfelelő fókuszálási geometria esetén elérhető, hogy a két impulzus által közösen keltett spektrum intenzitása lényegesen nagyobb a MIR impulzus által keltett sugárzásénál és magasabb fotonenergiákig tart, mint a NIR impulzus által keltett spektrum. A két színű generálás lehetővé tette, hogy a 100 - 140 eV tartományban viszonylag nagy intenzitású sugárzást keltsünk.

A keltett sugárzás időbeli tulajdonságait numerikus 3D és 1D modellek segítségével vizsgáltuk. A spektrumban megfigyelhető folytonos plató eredetét időbeli kapuzási hatásoknak tulajdonítjuk, mely izolált attoszekundumos impulzus keltéséhez vezethet. Már az egyetlen



2. ábra. A keltett XUV sugárzás időbeli alakja a NIR impulzus esetén (fekete) és a két impulzus együttesével keltve (piros).

atom és a kombinált terek kölcsönhatásának szintjén megfigyelhető, hogy a sugárzás időképében a két komponens periódusának legkisebb közös többszörösének megfelelő ismétlődéssel jelennek meg XUV impulzusok, vagyis jelen esetben ez közel 2,5-szerese a NIR impulzus periódusának. A makroszkópikus közeg hatása a keltő impulzusok torzulásában és fázisillesztési szerepében mutatkozik meg. Mindkét hatás arra vezet, hogy hatásos (a propagáció során erősödő) harmonikus keltés csupán a lézerimpulzusok elején egy rövid ideig (ami közel 2,5 NIR periódusnak felel meg) történik.

Arra a következtetésre jutottunk, hogy mikroszkópikus és makroszkópikus hatások megfelelő kihasználásával a két színű gerjesztéssel intenzív izolált attoszekundumos impulzusok kelthetők, annak ellenére, hogy a keltő impulzusok közel 50 fs hosszúságúak [2].

Hivatkozások

- [1] F. Krausz, M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
- [2] Bernd Schütte, Paul Weber, Katalin Kovács, Emeric Balogh, Balázs Major, Valer Tosa, Nguyen Xuan Truong, Marc J J Vrakking, Katalin Varjú, Arnaud Rouzée, kézirat

OPTIKAI ALAGUTAZÁS ÉS KVANTUMOS ÖSSZEFONÓDOTTSÁG

Czirják Attila^{1,2}, Majorosi Szilárd¹, Hack Szabolcs¹, és Benedict Mihály¹

1: Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 84-86

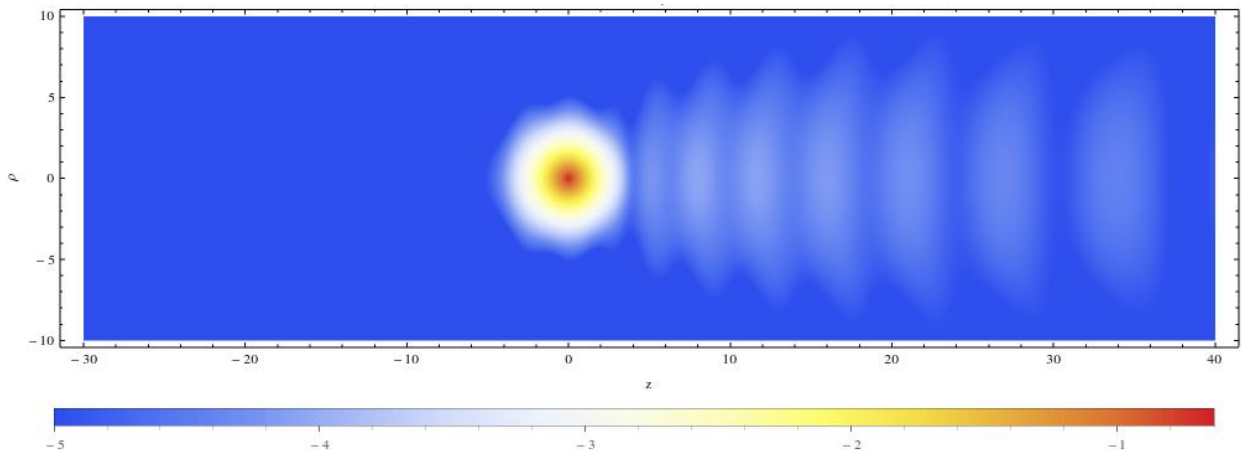
2: ELI-ALPS, ELI-HU Nonprofit Kft., 6720 Szeged, Dugonics tér 13.

Az attoszekundumos fényimpulzusok [1] által lehetővé tett kísérletek már új fejezetet nyitottak az atom és molekulafizikában, valamint a szilárdtest-felületek kutatásában [2]. Az új lehetőségek közül is kiemelkednek a néhány-ciklusú közeli infravörös lézerimpulzus és az általa generált egyetlen attoszekundumos fényimpulzus [3] felhasználásával elvégezhető pumpa-próba kísérletek, amelyek az „attosecond streaking” módszerének [4] segítségével attoszekundumos időfelbontással képesek a legalapvetőbb atomi és molekuláris folyamatok vizsgálatára [5-7].

Az alagúteffektus, amely önmagában is rendkívül érdekes és fontos kvantumfizikai jelenség, fundamentális szerepet játszik abban a folyamatban, amely az attoszekundumos fényimpulzusok létrehozásának jelenleg legjobb kísérleti módszere. Nemesgáz mintába fókuszált nagy intenzitású ultrarövid lézerimpulzus hatására egy elektron alagúteffektus révén – azaz optikai alagutazással – elhagyja az atomot, majd a lézertér által dominált mozgása során jelentős energia-többlettel visszatér ugyanahhoz az ionhoz, amelyből kilépett, és azzal rekombinálódva nagy energiájú fotont emittál [8-10]. Ezt a folyamatot, továbbá a fent említett attoszekundumos időfelbontású kísérletek eredményeinek értelmezését is jelentősen befolyásolják az optikai alagutazás pontos kvantummechanikai részletei.

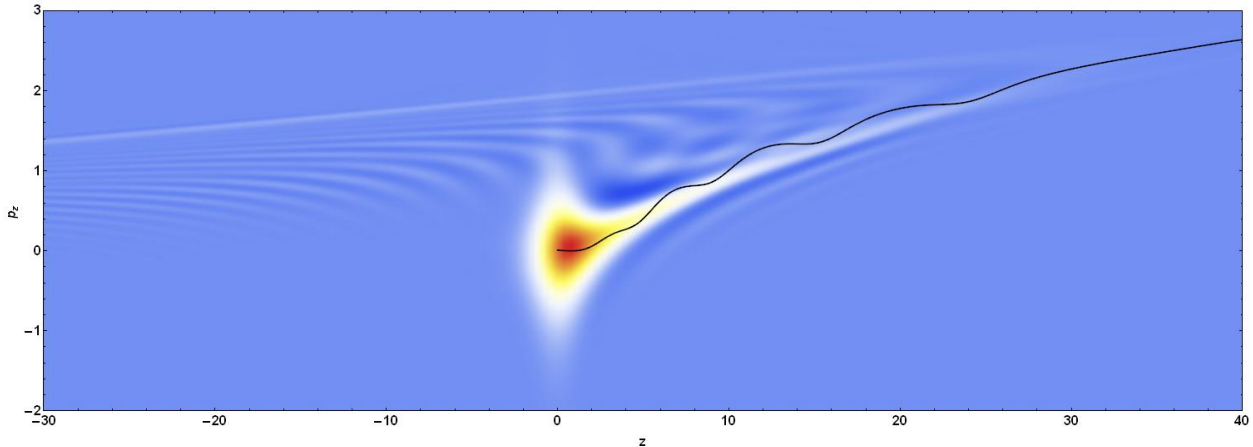
Az előbbieken leírt, optikai alagutazással induló folyamat nem csak rekombinációval érhet véget, hanem a lézerimpulzus az elektront az ionon (akár többször is) elasztikusan szórva egy olyan részecske-párt hozhat létre, amelyben az elektron és az ion folytonos változók szerint összefonódott kvantumállapotban van [11]. Ilyen részecskepárok segítségével újfajta kísérletek végezhetőek el pl. fundamentális kvantumelméleti problémákkal kapcsolatban [12].

Fenti motivációk alapján az optikai alagutazással és a kvantumos összefonódottsággal kapcsolatos vizsgálatainkat egy egyszerű elméleti modell keretében végeztük: a lineárisan polarizált, 3-ciklusú, közeli infravörös központi frekvenciájú lézerimpulzus az alapállapotából gerjeszti az egy aktív elektronnal rendelkező atomot, dipól-kölcsönhatást és hossz-mértéket használunk. A tömegközépponti és relatív koordinátákban az időfüggő Schrödinger-egyenlet szeparálható, a relatív mozgás 3D egyenletét a forgásszimmetriát kihasználva hengerkoordináta-rendszerben oldottuk meg egy saját fejlesztésű numerikus módszerrel.



1. ábra: A relatív hullámfüggvény abszolút értékének négyzete 10-alapú logaritmikuskálán, a lézerimpulzus fő maximuma után negyed periódussal. Adatok atomi egységekben.

Az 1. ábra egy pillanatfelvételt mutat az optikai alagutazás folyamatából, a hullámfüggvény segítségével. Mélyebb betekintést nyerhetünk a folyamatba a Wigner függvény [13], illetve a vele természetes kapcsolatba hozható, helytől függő impulzus függvény segítségével, amely jól illeszkedik a Wigner függvény fő pozitív hullámvonulataihoz, mint azt a 2. ábra mutatja. Az alagút „kijáratánál” (kb. $z = 10$ a.u.) az elektron impulzusa nem zero, ellentétben a szokásos feltevessel. Az ebből a pontból induló klasszikus trajektória jól követi a kvantumos dinamikát.



2. ábra: Az alagutazó elektron Wigner függvénye és a helytől függő impulzus függvény, 10 atomi időegységgel a lézerimpulzus fő maximuma után, 3D modellszámítás alapján.

Az elektron és az iontörzs kvantumos összefonódottságának mértékét a lineáris entrópiával jellemezhetjük. Ennek időbeli változását a lézerimpulzussal összevetve kiderül, hogy a lézer elektromos terének zero értékeinél az összefonódottságnak lokális maximumai vannak, mégpedig a lézerimpulzus vivő-burkoló fázisától függetlenül. Ezt az érdekes összefüggést egydimenziós modell potenciálok esetén korábbi munkánkban részletesen is vizsgáltuk [14], és az eddig elvégzett 3D szimulációk esetén is igaznak bizonyult.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönetüket fejezik ki Gyémánt Ivánnak és Papp Györgynek (SZTE Elméleti Fizikai Tanszék) illetve Varró Sándornak (MTA Wigner SZKI és ELI-HU Nonprofit Kft.) a hasznos konzultációkért. Kutatómunkánkat az OTKA T81364 pályázata, valamint az Európai Unió és az Európai Regionális Fejlesztési Alap által finanszírozott "TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060" és "TÁMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0010" projektek támogatták.

Hivatkozások

- [1] Gy. Farkas and Cs. Tóth, Phys. Lett. A **168**, 447 (1992)
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009)
- [3] A. Baltuška, et.al. Nature **421**, 611 (2003)
- [4] M. Drescher, et.al. Science **291**, 1923 (2001)
- [5] M. Uiberacker, et.al., Nature **446**, 627 (2007)
- [6] M. Schultze, et.al., Science **328**, 1658 (2010)
- [7] A. L. Cavalieri, et.al. Nature **449**, 1029 (2007)
- [8] P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993)
- [9] M. Lewenstein, et al., Phys. Rev. A **49**, 2117 (1994)
- [10] W. Becker, et.al., Quantum Semiclass. Opt. **7**, 423 (1995)
- [11] M. G. Benedict, et.al., J. Phys. A: Math. Theor. **45**, 085304 (2012), and references therein
- [12] A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935)
- [13] A. Czirják, et.al., Opt. Com. **179**, 29 (2000)
- [14] A. Czirják, et.al., Phys.Scr. **T153**, 014013 (2013)

AZ A-NÉGYZET PROBLÉMA ELIMINÁLÁSA A REZONÁTOROS KVANTUMELEKTRODINAMIKÁBÓL

Vukics András¹, Tobias Grieser², Domokos Péter¹

¹ MTA Wigner FK, SZFI, Kvantumoptikai és Kvantuminformatikai Osztály,
1525 Budapest, Pf.: 49.

² Universität Innsbruck, Institut für Theoretische Physik, Technikerstr. 25,
6020 Innsbruck, Austria

Ismeretes, hogy a fény–anyag-kölcsönhatás Coulomb-mértékbeli *ab initio* leírásában megjelenik egy problematikus, a vektorpotenciál négyzetét tartalmazó tag. A gyakorlatban az esetek jelentős részében, amikor az atomok sűrűsége elegendően kicsiny, ez a tag elhagyagolható, és az így kapott modellek (pl. a Jaynes– ill. Tavis–Cummings-modell) akár kvantitatíven is jól írják le a megfigyelhető jelenségeket. Vannak azonban olyan szituációk, amikor a rendszer kvalitatív viselkedése is kérdéssé válik e tag jelenléte miatt. Ilyen példa a Dicke-modell, ahol az elméletileg jóslott szuperradiáns fázisátalakulás léte teljesen a használt effektív modell érvényességén múlik [1, 2].

Ebben az előadásban főként egy nemrégiben megjelent cikkünk eredményeit és előzményeit mutatom be [3], melyben megmutattuk, hogy a rezonátoros kvantumelektrodinamika felépíthető egy olyan Hamilton-operátorra, amely eliminálja az A-négyzetes tag problémáját. A Coulomb-mértékből kiindulva egy olyan kanonikus transzformációt vezetünk be, amely nyilvánvalóvá teszi, hogy az A-négyzetes tagot egzaktul kompenzálja az atomok közötti dipól–dipól-kölcsönhatást leíró tag, abban az értelemben, hogy egyazon kanonikus transzformációval mindkettő eltüntethető. Ez a szabad tér esetéből már korábban ismert Power–Zineau–Woolley-transzformáció (PZW) [4] kiterjesztése tetszőleges topológiájú, tökéletes vezetővel határolt tértartományokra, vagyis a lehető legáltalánosabb rezonátoros szituációra. A problémát egy nagyon magas absztrakciós szinten sikerült megragadnunk, így matematikailag elegáns és általános megoldás születhetett.

Kiindulópontunk a ponttöltések Coulomb-mértékbeli Hamilton-operátora:

$$H = \sum_{\alpha} \frac{[\mathbf{p}_{\alpha} - q_{\alpha} \mathbf{A}(\mathbf{r}_{\alpha})]^2}{2m_{\alpha}} + \frac{\varepsilon_0}{2} \int_{\mathcal{D}} d^3r (\nabla U)^2 + H_{\text{field}}, \quad (1)$$

amely a kohomologikus mezők megfelelő kezelésével tetszőleges $\mathcal{D}$ tértartomány esetében felírható ilyen alakban. Ebből hosszúhullám- és elektromosdipól-közelítésben a

$$H_{\text{ED}} = \sum_A \left[H_A - u \mathbf{p}_A \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_A) + v \mathbf{A}^2(\mathbf{r}_A) + V_{\text{Coulomb}}^{\text{dipole-self}}(\mathbf{r}_A) + \sum_B V_{\text{Coulomb}}^{\text{dipole-dipole}}(\mathbf{r}_{A-B}) \right] + H_{\text{field}} \quad (2)$$

Hamilton-operátort kapjuk, ahol A , B immár az „atomokat” (elektromos dipólokat) indexeli, és H_A a szokásos egyatomos Hamilton-operátor $H_A = \sum_{\alpha \in A} \left(\frac{\mathbf{p}_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} + \frac{q_{\alpha}}{8\pi\varepsilon_0} \sum_{\substack{\beta \in A \\ \beta \neq \alpha}} \frac{q_{\beta}}{|\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_{\beta}|} \right)$. A rezonátoros kvantumelektrodinamika standard modelljeihez (Jaynes– ill. Tavis–Cummings-, Dicke-modell) ebből az alakból úgy jutunk el, hogy egyrészt alacsony dipólsűrűséget feltételezve elhanyagoljuk a harmadik (az A-négyzetes) és az ötödik (a dipól–dipól-kölcsönhatást leíró) tagot; majd alkalmazzuk az egymódus- és a kétállapotúatom-közelítéseket:

$$\left\{ \begin{array}{c} H_{\text{Dicke}} \\ H_{\text{Tavis-Cummings}} \end{array} \right\} = \omega_A S_z + \left\{ \begin{array}{c} \frac{y}{\sqrt{N}} (a + a^{\dagger}) S_x \\ \frac{y}{\sqrt{N}} (a S^{\dagger} + a^{\dagger} S) \end{array} \right\} + \omega_C a^{\dagger} a, \quad (3)$$

ahol az S -ek jelölik az atomok állapotát leíró, spinalgebrát megvalósító kollektív operátorokat. Érdemes megjegyezni, hogy az egymódus-közelítésnek megvan az az elvi problémája ebben a mértékben, hogy az A -négyzetes tag az összes móduzt csatolja, beleértve a nullafrekvenciás (kohomologikus) módusokat. Az (1) Hamilton-operátorból kiindulva a PZW-képbe való átmenet elektromosdipól-rendben a

$$H'_{\text{ED}} = \sum_A \left(H'_A - \mathbf{d}_A \cdot \frac{\mathbf{D}(\mathbf{r}_A)}{\varepsilon_0} \right) + H'_{\text{field}} \quad (4)$$

Hamilton-operátort eredményezi. Látható, hogy ebben a képben a Hamilton-operátor tagróltagra megfelel a (3) modelleknek, így itt a Coulomb-mértékkel ellentétben nincs szükség arra, hogy tagokat hanyagoljunk el.

A PZW-transzformáció megváltoztatja az egyatomos Hamilton-operátor alakját

$$H'_A = \sum_{\alpha \in A} \frac{\mathbf{p}'_{\alpha}{}^2}{2m_{\alpha}} + \frac{1}{2\varepsilon_0} \int_{\text{supp}(\mathbf{P}_A)} d^3r \mathbf{P}_A^2 \quad (5)$$

(ahol $\mathbf{P}_A$ a kérdéses atom által létrehozott polarizációmező), amelyre elvben egy egészen új atomfizika építhető fel. Az új képben az egyatomos Hamilton-operátor tökéletesen izotróp, vagyis egyáltalán nem érzékeny a határfeltételekre, annak megfelelően, hogy az atomok egymás jelenlétét sem érzik közvetlenül, csak a mező fotonjain keresztül. A mező leírása az új képben ugyancsak megváltozik, mivel a kanonikus változó immár nem a vektorpotenciál (illetve az elektromos mező), hanem az elektromos eltolásmező. A rendszer két (anyagi és mező-) összetevője tehát az új képben megváltozik: az anyagi összetevő esetében az egyatomos Hamilton-operátor új alakja miatt más rezonanciákra számíthatunk, míg a mező esetében a rezonanciák ugyan nem változnak, fizikai interpretációjuk mégis merőben más. A teljes csatolt rendszer rezonanciái azonban nem változnak, hiszen az új képet egy kanonikus transzformáció köti össze az eredetivel. Viszont amennyiben elvégezzük a rezonátoros kvantumelektrodinamika standard modelljeihez szükséges közelítéseket (kétállapotúatom-, ill. egymódus-közelítés), a kanonikus ekvivalencia sérül, és más fizikai tartalommal bíró modellhez jutunk. Ez már abból is nyilvánvaló, hogy az eltolásmező egyetlen módusa általában az elektromos mező *összes* módusát magában foglalja.

Eredményeinkből következik többek között, hogy elvben semmi sem zárja ki a szuper-radiáns fázisátalakulás megvalósíthatóságát atomi dipólokkal egy optikai rezonátor elektromágneses mezejében, amennyiben a Dicke-modellt az új képben értelmezzük.

Hivatkozások

- [1] K. Rzażewski, K. Wódkiewicz, and W. Żakowicz, Phys. Rev. Lett. **35**, 432 (1975).
- [2] J. Keeling, J. Phys.: Cond. Mat. **19**, 295213 (2007).
- [3] A. Vukics, T. Grieser, and P. Domokos, Phys. Rev. Lett. **112**, 073601 (2014).
- [4] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, Photons and Atoms (Wiley-Interscience, 1997).

POROS PLAZMA: AZ ERŐSEN CSATOLT RENDSZEREK LABORATÓRIUMA

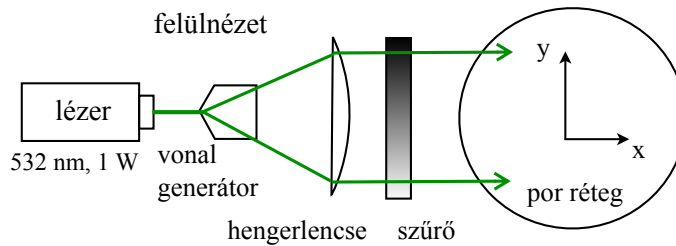
Hartmann Péter, Kovács Anikó Zsuzsa, Donkó Zoltán

MTA Wigner FK SZFI, Komplex Folyadékok Osztály, 1525 Budapest, Pf.: 49.

Poros plazmák, vagyis alacsony nyomású gázkisülésekben lebegő, elektromosan töltött mikron méretű szemcsékből álló felhők meglepő tulajdonságokkal bírhatnak. A kísérlet körülményeit gondosan megválasztva a porszemcsék egy vízszintes sík rétegbe rendeződve kristályos rendbe állhatnak be, vagy épp ellenkezőleg, függőleges láncot alkothatnak. Dinamikájuk lehet lassú, ilyenkor közel alapállapotú rendezett rendszert látunk, vagy lehet gyors, amikor folyadék vagy gáz fázisra emlékeztető viselkedést mutatnak. Bizonyos esetekben érdekes az egészen kis szemcseszámú klasztereket megfigyelni, de amikor tömbi anyagi jellemzőket keresünk, preparálhatunk sok ezer szemcséből álló sokaságot is. Akármelyik rendszert is vizsgáljuk éppen, közös bennük, hogy a porszemcsék kollektív jellemzőit a köztük ható jelentős Coulomb taszítás dominálja. A szemcsék mozgását egyszerű módszerekkel térben is időben egyaránt fel tudjuk bontani, ezáltal részecske szinten tudunk erősen kölcsönható (csatolt) sokrészecske rendszereket kísérletileg modellezni.

Az elmúlt években megvalósítottuk saját kísérleti berendezésünket, amelyen feltártuk a mikroszkopikus részleteit olyan kollektív, ill. transzport folyamatoknak mint pl. (i) kollektív gerjesztések és hullámterjedés erősen csatolt kettősrétegekben [1], (ii) folyadék állapotú rendszer gyors hűtését követő kristályosodás [2], (iii) stacionárius és periódikusan gerjesztett nyírási viszkozitás [3], (iv) hullámdiszperzió extrém nagy effektív mágneses terekben [4], (v) lassú plasztikus deformáció (kúszás) homogén nyírófeszültség hatására [5], stb.

Előadásomban a legutóbbi, a lassú plasztikus deformáció vizsgálata során elért eredményeket mutatom be. Ebben a kutatásban egyrétegű, kristályos állapotú porfelhőt állítottunk elő, amelyben egy lézerforrás síkra kitágított, majd egy lineáris gradiens szűrővel modulált nyalábjával keltettünk homogén nyírást (lásd 1. ábra).



1. ábra. A kísérleti elrendezés sematikus vázlata.

A porfelhő fizikai paramétereit (mint pl. a szemcsesűrűséget, a szemcsék elektromos töltését, a Debye árnyékolási hosszát, a porkomponens kinetikus hőmérsékletét, stb.) a mára már standaddá vált „particle tracking velocimetry” (PTV) és az ennek adataiból meghatározható hullámdiszperzió méréssel határoztuk meg. A mechanikus nyírási feszültséget a nyomástenzor nem-diagonális eleme adja

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{A} \left[\sum_i m v_{i,x} v_{i,y} + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} r_{ij,y} F_{ij,x} \right],$$

ahol m és v a porszemcse tömege és sebessége, $\mathbf{r}_{ij}$ és $\mathbf{F}_{ij}$ pedig két szemcse közötti távolság vektor és kölcsönhatási erő, amelyre árnyékolt Coulomb (vagyis Yukawa) erőtvényt feltételezünk. A porszemcsék pozícióit meghatározva Delaunay háromszögelést alkalmazva megkerestük a szemcsék által kifeszített hatszögrácsban jelenlévő rácshibákat (5, ill. 7 szomszédal rendelkező szemcséket), valamint a rendszerben fellépő deformációs sebességet.

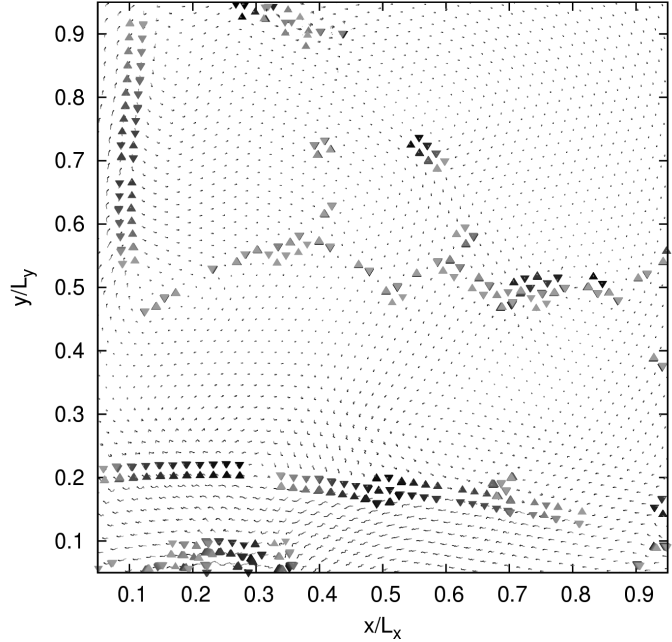
Az anyagtudományban használt makroszkopikus alapmennyiségek a homológ hőmérséklet (valamely folyamat és az olvadáspont hőmérsékletének hányadosa), a mechanikai feszültség, valamint a deformációs ráta. Deformációs kísérletekben (pl. szakítópróbák során) ezen mennyiségek közötti összefüggést tárják fel és kapcsolnak össze olyan mikroszkopikus mennyiségekkel, mint pl. a diszlokációsűrűség. Összehasonlítva a poros plazma kísérleteinket az anyagtudományban sok évtized alatt összegyűlt ezirányú adattal, azt találjuk, hogy jelen rendszerünk kvalitatív módon jól modellezi az egyszerű polikristályos fémek (pl. réz, nikkel) mechanikus tulajdonságait. Ezen, a makroszkopikus mennyiségeken alapuló megállapítás szolgáltatja az alapot arra, hogy a poros plazma kísérletekben megfigyelhető mikroszkopikus folyamatoknak is relevanciát tulajdonítsunk.

Deformáció során megfigyelve a rácshibák (elsősorban diszlokációk) dinamikáját a következő megfigyeléseket tettük: (i) a mechanikai feszültség hatására kristálydomének belsejében ellentétes Burgers-vektorú diszlokációpárok keletkeznek, (ii) a keltett diszlokációk (időszakosan szuperszonikus sebességgel) glide (csúszó) mozgást végeznek, (iii) ezen mobilis diszlokációk a kisszőgű doménfalakba ütközve annihilálódnak.

A kutatást az OTKA az NN-103150 és K107476 pályázatok keretében támogatta.

Hivatkozások

- [1] P. Hartmann, Z. Donkó, G.J. Kalman, S. Kyrkos, K.I. Golden, M. Rosenberg M, Phys. Rev. Lett. **103** 245002 (2009).
- [2] P. Hartmann, A.M. Douglass, J.C. Reyes, L.S. Matthews, T.W. Hyde, A.Zs. Kovács, Z. Donkó, Phys. Rev. Lett. **105** 115004 (2010).
- [3] P. Hartmann, M.Cs. Sándor, A.Zs. Kovács, Z. Donkó, Phys. Rev. E **84** 016404 (2011).
- [4] P. Hartmann, Z. Donkó, T. Ott, H. Kählert, M. Bonitz, Phys. Rev. Lett. **111** 155002 (2013).
- [5] P. Hartmann, A.Zs. Kovács, A.M. Douglass, J.C. Reyes, L.S. Matthews, T.W. Hyde, Phys. Rev. Lett. **113** 025002 (2014).



2. ábra. Hibahely térkép egymást követő pillanatfelvételek szuperpozícióján. ▲: szemcsék 7 szomszédal; ▼: szemcsék 5 szomszédal. Halványabb árnyalat későbbi időt jelöl.

FÉNYEMITTÁLÓ DIÓDÁK

Beleznai Szabolcs¹, Sepsi Örs¹, Koppa Pál¹, Tóth Zoltán²

¹Atomfizika Tanszék, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Budapest, 1111
Budafoki út 8.

²GE Hungary KFT

Bevezetés

A fényemittáló diódákkal kapcsolatos modern kutatás-fejlesztések napjainkban olyan korszerű LED-es megvilágító rendszerek megvalósítását jelenti, amelyek megfelelnek napjaink legszigorúbb elvárásainak: magas hatásfok és fényintenzitás, hosszú élettartam, egyenletes fénysűrűség eloszlás és a természetes fényhez közeli meleg színhőmérséklet.

Korszerű, nagy számítási kapacitást igénybe vevő optikai modellezés segítségével ma már lehetővé válik ezen speciális igényeket kiszolgáló rendszerek magas szintű tervezése. Segítségével új, innovatív megoldások kifejlesztésére van lehetőség, amelyekre korábban nem álltak rendelkezésre megfelelő eszközök. Ezáltal lehetővé válik pl. extrém nagy térszögben egyenletesen világító utcai fényforrások vagy fém nanostruktúrák segítségével polarizált fényt kibocsátó fényforrások kifejlesztése.

A BME Atomfizika Tanszék ipari partnereivel közösen számos új fényemittáló diódák segítségével megvalósítható speciális megvilágító rendszer kifejlesztésében és megvalósításában vesz részt. Az alábbi összefoglalóban három konkrét kutatás-fejlesztés projekt eredményeinek rövid áttekintését mutatjuk be.

1. Nagy felületű LED mátrix fejlesztése, a hagyományosan beltéri megvilágítást szolgáló kompakt fénycső rendszereket kiváltása céljából. Egy rugalmas alak-formálható, akár nagy falfületeket is beborító, egyenletes fénysűrűség-eloszlást biztosító fényforrás gyakorlati megvalósítása.

2. Kültéri, utcai megvilágítás céljából széles térszögben világító, ezáltal az útfelület egyenletes megvilágító fényforrás fejlesztése, amely magas hatásfokkal rendelkezik, így energia-takarékos.

3. Polarizált fényt kibocsátó LED fényforrások fejlesztése (alkalmazási területei: LCD kijelzők, autólámpák, mikroszkópia, jelfeldolgozás)

Nagy felületű, egyenletes beltéri megvilágítást biztosító LED megvilágító rendszer

Sugárkövetésen alapú Monte Carlo modellezés segítségével nagy felületű beltéri LED-es fényforrás tervezését végeztük el a GE Lighting Kft.-vel közösen. jellemzéséhez. Egy nagy kiterjedésű, síkban elrendezett fényemittáló diódák által kibocsátott fénysűrűség-eloszlás optimalizáltuk, ezáltal egy egyenletes, homogén megvilágítást nyújtó, rugalmasan alakformálható fényforrást hozunk létre. Térfogai szórással rendelkező rétegstruktúrák és felületi diffúzorok alkalmazásával homogén, átlagosan 10% alatti fénysűrűség inhomogenitást, és 70% feletti optikai hatásfokot értünk el. A lámpa kísérleti prototípusa is elkészült [1].



1. ábra Fénysűrűség mérése a kísérleti fényforráson

Kültéri, utcai megvilágítást szolgáló széles térszögben sugárzó LED fényforrás

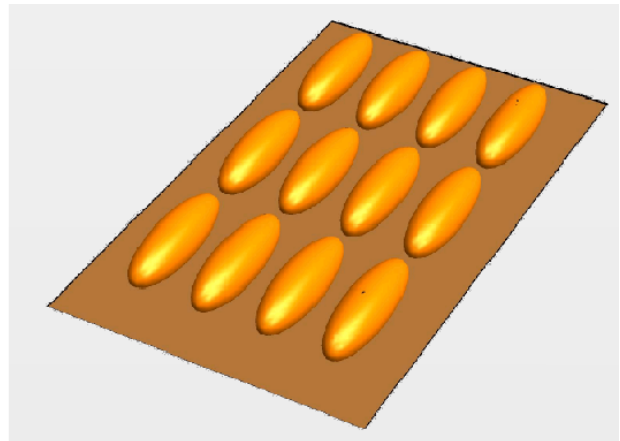
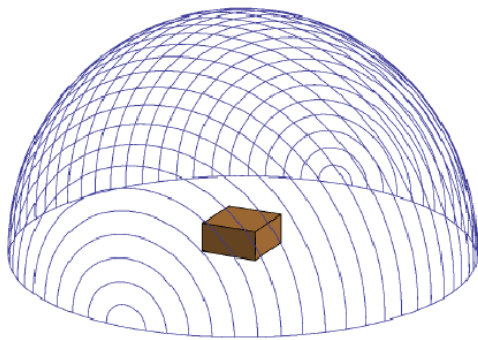
Kültéri, utcai megvilágítás céljából széles térszögben világító, az útfelület egyenletes megvilágító fényforrást fejlesztettünk. Sugárkövetésen alapú Monte Carlo modellezés segítségével olyan LED sorra szerelhető optikai leképező rendszert terveztünk, amely az úttestet érő fénysűrűséget 40-50% hatásfokkal, 40% alatti fénysűrűség inhomogenitás elérve, közel egyenletesen osztja el. A úttestet megvilágító rendszer annak ellenére, hogy nagy térszögben, lapos szögekben világít, nem vakítja el az úttesten közlekedőket. A lámpa kísérleti prototípusa elkészült, utcai környezetben történő tesztelése folyamatban van.

Polarizált fényt kibocsátó LED fényforrás

Fém nanostruktúrák polarizáló tulajdonságát vizsgáltuk elektromágneses modellezéssel fénykibocsátó diódákban (LED-ek) történő felhasználás céljából. Két különböző megoldást mutatunk mint lehetséges polarizáció-szelektív szűrő.

Vékony alumínium szálakból készített polarizátort vizsgáltunk meg a csatolt hullám elmélet segítségével. A model eredményét felhasználtuk a LED-ek geometriai optikai modelljében. Ezzel a modellel a 2.72 fölötti polarizációs kioltást értünk el úgy, hogy a LED kicsatolási hatásfoka meghaladta a LED+külső polarizátor elrendezés hatásfokát.

Ezüst nanoellipszoidokat vizsgáltunk a kvázisztatikus közelítés segítségével vékonyréteg rendszerben. A polarizációs fok és a teljes transzmissziós spektrum vizsgálatát végeztük el a rácsperiódus, tengely-arány és részecskeméret függvényében. Megmutattuk optimalizáció segítségével, hogy 100 nm-es részecskékkel elérhető az 50%-os polarizációs fok és 15%-nál kisebb abszorpció egy planáris LED és kollimálatlan forráseloszlás esetén [2].



2. ábra Vékony alumínium szálakból és nanoellipszoidokból készített LED-es polarizátorok

Referenciák

- [1] Beleznai Szabolcs, Koppa Pál, Hórvölgyi Zoltán, Balázs László, Makkai Máté, Tóth Zoltán, Új optikai megoldások nagy felületű homogén világítás létrehozásához, V. LED Konferencia, Budapest, 2014. február 4-5.
- [2] Örs Sepsí, Gál Tibor, Koppa Pál, Optics Express **22**:(S4) pp. A1190-A1196. (2014)

ÚJ OPTIKAI JELENSÉGEK MAGNETOELEKTROMOS ANYAGOKBAN

Bordács Sándor¹, Kézsmárki István¹

¹ *Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizika Tanszék, 1111 Budapest, Budafoki út 8.*

Az időtükrözési és inverziós szimmetriák együttes sérülésének köszönhetően, a magnetoelektromos anyagokban a mágneses tér elektromos polarizációt, az elektromos tér pedig mágnesezettséget hozhat létre [1]. Az ún. multiferro anyagokban, melyek egyszerre bírnak ferroelektromos és mágneses renddel is, ez a relativisztikus keresztcsatolás fölerősíthető [2]. Az elmúlt évtizedben, ezért a multiferro vegyületek a szilárdtestfizikai kutatások homlokterébe kerültek, mivel számos új alkalmazással kecsegtetnek, mint például mágneses tér szenzorok, gyorsabb és energia takarékosabb mágneses adattárolók, spintronikai eszközök.

Kutatómunkánk során, polarizáció felbontott THz spektroszkópia segítségével, megmutattuk, hogy multiferro anyagok esetén nemcsak az alapállapot mutat magnetoelektromos effektust, hanem ezen vegyületek alacsony energiás gerjesztéseinek mágnesezettség és polarizáció dinamikája is összeesetett. Az általunk vizsgált kobalt ($\text{Ba}_2\text{CoGe}_2\text{O}_7$, $\text{Ca}_2\text{CoSi}_2\text{O}_7$, $\text{Sr}_2\text{CoSi}_2\text{O}_7$, $\text{CaBaCo}_4\text{O}_7$, Co_3TeO_6) és vas (BiFeO_3 , $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$) oxidokban kimutattuk, hogy a mágneses rezonanciák a fény elektromos komponensével is gerjeszthetők, mely új optikai jelenségeket eredményez. Szokatlan módon, az egymással szemben terjedő fénysugarak esetén az abszorpció és a törésmutató különböző lehet még polarizálatlan nyalábok esetén is [3]. Ez az optikai anizotrópia az irányfüggő dikroizmus és kettőtörés, melyet multiferro vegyületek széles körében figyeltünk meg. Mivel az irányfüggő anizotrópia aszimmetria faktora közel egységnyi [4], tehát a mágneses rezonanciákat csak az egyik terjedési irányból lehet számottevoen gerjeszteni, ezért ez a jelenség optikai egyenirányítókban nyerhet alkalmazást. Nem-centroszimmetrikus kobalt mágnesekben a THz frekvencia tartományban mérhető polarizáció forgatás detektálásával megfigyeltük, hogy külső mágneses tér segítségével egy királis fázis is létre hozható [5]. Ebben a fázisban a jobb és bal kezes módosulatok között a mágneses tér 90°-os forgatásával kapcsolgathatunk, mely a természetes optikai aktivitás [5], valamint az irányfüggő abszorpció [4] előjel váltása kíséri.

Hivatkozások

- [1] M. Fiebig, J. Phys. D. **38**, R123 (2005).
- [2] K.F. Wang, et al., Adv. Phys. **58**, 321 (2009).
- [3] I. Kézsmárki, et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 057403 (2011).
- [4] I. Kézsmárki, et al., Nat. Comms **5**, 3203 (2014).
- [5] S. Bordács, et al., Nat. Phys. **8**, 734 (2012).

POSZTEREK

KÍSÉRLETEK FOLYTONOS VÁLTOZÓJÚ KVANTUMOS KULCSMEGOSZTÓ ESZKÖZ MEGVALÓSÍTÁSÁRA

**Bacsárdi László^a, Belső Zoltán^a, Bérces Márton^a, Gombkötő Balázs^c, Gulácsi Loránd^c,
Gyöngyösi László^a, Imre Sándor^a, Jahn Kornél^c, Kis Zsolt^d, Koller István^a, Kornis János^c,
Mazroa Dániel^b, Mráz Albert^a, Orosz László^c, Paksy Géza^b, Papp Zsolt^c, Szabó Áron^b**

^aBME Hálózati Rendszerek és Szolgáltatások Tanszék, 1117 Budapest, Magyar tudósok krt. 2.

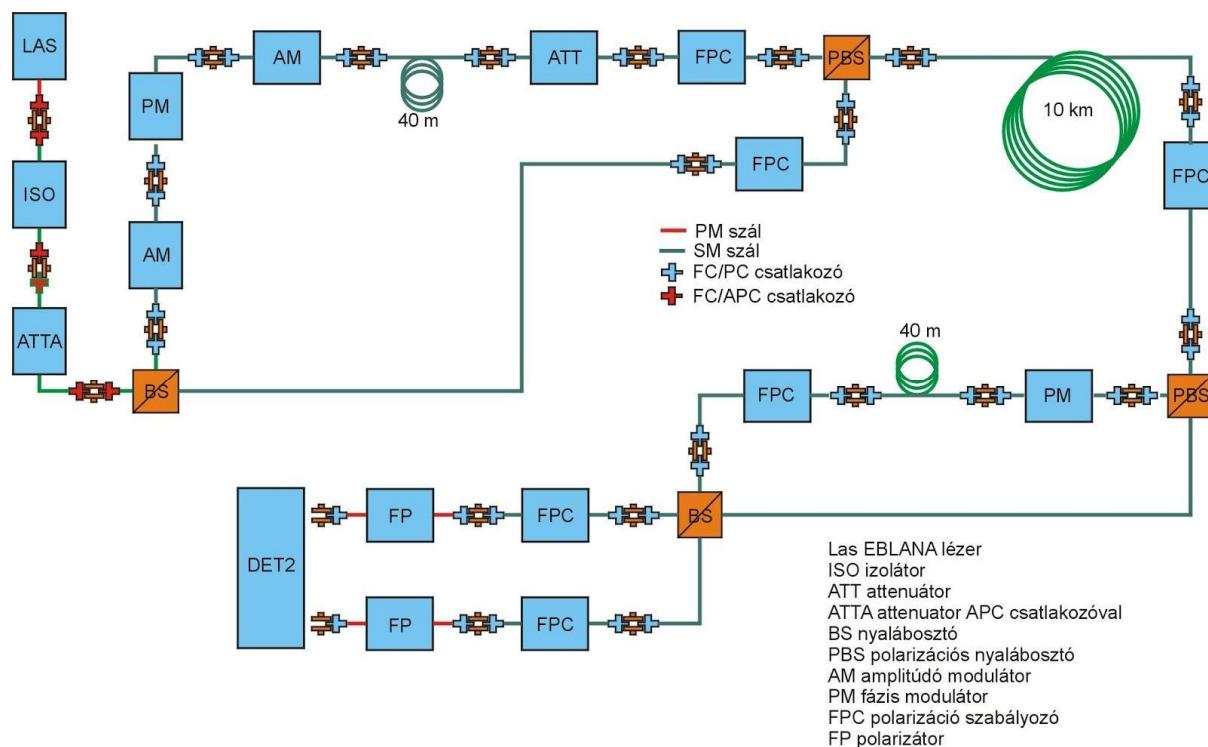
^bBME Távközlési és Médiainformatikai Tanszék, 1117 Budapest, Magyar tudósok krt. 2.

^cBME Fizika Tanszék, 1111 Budapest, Budafoki út 8.

^dMTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

^eIDACO Szolgáltató és Tanácsadó Kft., 8230 Balatonfüred, P. Horváth Ádám utca 51/B

A folytonos változójú kvantumos kulcsmegosztás (CWQKD) [1] egy lehetséges alternatívája az egyfotonos kulcsmegosztó eljárásoknak. Alice és Bob egy folytonos, Gauss-eloszlású valószínűségi változó nagyszámú realizációját használja a titkos kulcs létrehozására. Alice generálja a valószínűségi változó N darab értékét, melyet egy száloptikás interferométerben leképez igen gyenge, legfeljebb néhány száz fotonos fényimpulzusok amplitúdójára és fázisára. A hasznos jel impulzusokat és referenciaimpulzusokat továbbítja Bob felé. Az impulzusok akár több tíz kilométert is megtehetnek az optikai szálban.



1. ábra.

Bob a referenciaimpulzusok segítségével megméri a hasznos jel impulzusok amplitúdóját, és ebből szintetizál egy számsorozatot, mely korrelál Alice eredeti sorozatával. Ezt követően mindkét fél lefuttat egy matematikai algoritmust, mely magába foglal klasszikus, nyílt kommunikációt is. Ennek eredményeképpen mindkét oldalon előáll egy-egy azonos bitsorozat, mely felhasználható titkos kulcsként adattovábbításra Alice és Bob között bármelyik irányban. Ez a protokoll azt is lehetővé teszi, hogy egy esetleges lehallgató jelenlétét felfedezzék. Ekkor a kvantum kommunikációt meg kell ismételni mindaddig, amíg biztosra vehető, hogy a hallgatózó nem jutott elég információhoz, hogy ő is előállítsa az Alice és Bob által nyert titkos kulcsot.

Az adó és vevő sematikus elrendezését az 1. ábra mutatja. Alice és Bob egy-egy száloptikás interferométert használ a Gauss-eloszlású hasznos jelek keltésére (Alice) és detektálására (Bob). A fényjelek végig optikai szálban terjednek. A detektorok kivételével valamennyi eszköz készen megvásárolható. A detektorok saját fejlesztésűek: a velük szemben támasztott követelmény az igen alacsony zaj, nagyfokú érzékenység és stabilitás.

A gyakorlatban alkalmazható eszköz megvalósítása során az egyik legnagyobb kihívás az interferométerek megfelelő fázisstabilitásának elérése. Ezt a feladatot a jelen építési szakaszban csak részben tudtuk megoldani, ezért a kvantum kommunikáció folyamán bemérő impulzusokat küldünk, melyek segítségével a jelfeldolgozás alatt döntjük el, hogy mely hasznos jel impulzusokat tartjuk meg és melyeket vetjük el (utólagos szelekció). Ez a módszer csökkenti a hasznos jelek küldésének rátáját, viszont lényegesen leegyszerűsíti az eszköz építését, mivel nincs szükség az interferométerek aktív stabilizálására. A száloptikás amplitúdó és fázismodulátorokat, valamint a detektorok jeleit egy saját fejlesztésű, PC-be illeszthető mérési adatgyűjtő kártya vezérli és olvassa ki, melyet egy ugyancsak saját fejlesztésű program kontrollál.

A projektet számos különböző szakterületen dolgozó mérnökök és kutatók együttműködésével hajtjuk végre.

A kutatás a GOP-1.1.1-11-2012-0092 (Biztonságos kvantum kulcsszétosztás megvalósítása hagyományos távközlési optikai hálózaton két egység között) projekt keretében zajlott. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Strukturális Alap társfinanszírozásával valósul meg. Köszönjük a Prysmian Csoportnak a kutatásunkhoz nyújtott támogatását is.

[1] F. Grosshans, G. Van Assche†, J. Wenger, R. Brouri, N.J. Cerf, and P. Grangier, Nature **421**, 238 (2003).

HULLÁMTERJEDÉS MODELLEZÉSE PERIODIKUSAN STRUKTÚRÁLT FELÜLETŰ DIELEKTRIKUMOKBAN

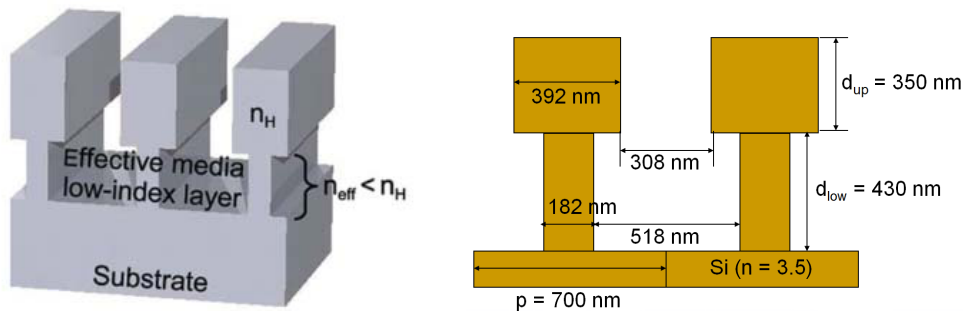
Szarvas Tamás^a és Kis Zsolt^b

^a BME Atomfizika Tanszék, 1111 Budapest, Budafoki út 8.

^b MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

Hullámhossz közeli, vagy azalatti mérettartományba eső struktúrák vizsgálatához a szokásos skaláris diffrakció-elméletek nem alkalmazhatóak. Vektordiffrakciós számítások szükségesek, melyek általában csak numerikus módszerekkel értékelhetőek ki. Célszerű ezért már a Maxwell-egyenletek szintjén elvégezni a diszkretizációt. A szimulációs eljárások két nagy csoportra oszthatók: integrális (Method of Lines, Boundary Element Method) és differenciális (FDTD, FDFD, RCWA, MoL, FEM). A modellezéshez mi a differenciális módszereket használjuk. Röviden a különböző módszerek tulajdonságai:

- FDTD (Finite Difference Time Domain): időbeli és térbeli véges differenciák, időbeli léptetés. [1]
- FDFD (Finite Difference Frequency Domain): frekvencia függő Maxwell egyenletek térbeli diszkretizációja. Mátrix invertálásra vezet. [2]
- MoL (Method of Lines): frekvenciafüggő Maxwell egyenletek szemi-analitikus diszkretizálása, térbeli léptetés. [3]
- RCWA (Rigorously Coupled Wave Analysis): frekvencia függő Maxwell egyenletekbe a térkomponensek térfrekvenciára bontott összetevőit beírva, azokra egy mátrix egyenletet kapunk, ezt oldjuk meg. [4]



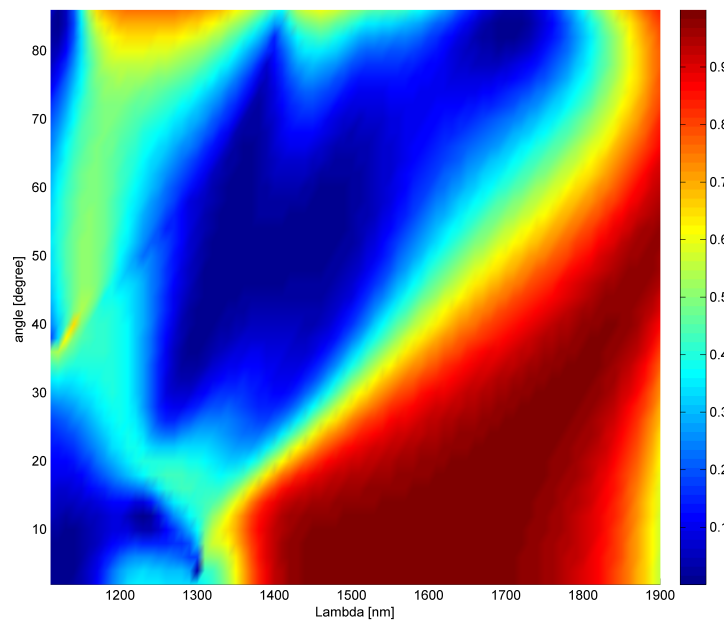
1. ábra. A vizsgált fotonikus struktúra

Az iparban alapvetően fontos fotonikus struktúrák a dielektrikum vékonyrétegek (dielectric layers): tükrök, szűrők, dichroic eszközök. Ezek a rétegvastagságban és törésmutatókban különböznek, 1D-struktúrák, a Transfer Matrix módszerrel (TMM¹) kiválóan lehet őket modellezni. Eggyel bonyolultabb, ugyanakkor lényegesen sokoldalúbb fotonikus szerkezetek a dielektromos rácsok (dielectric gratings): 2D-struktúrák, általában periodikusak. Ezeket lehet effective medium modellel TMM-mel vizsgálni, a 2. dimenzióban lévő különböző geometriák miatti eltérés hatását pontosabb, 2D-s szimulációkkal lehet megkapni.

¹TMM: 1D-s struktúrában a térkomponensek vannak tökéletesen illesztve a réteghatárokon

Vizsgálatainkat az 1. ábrán látható speciális dielektromos rácson végeztük [5]. Ezen dielektrikum tükör reflexiós spektrumának viselkedését vizsgáltuk különböző paramétereinek változtatásának hatására a 1100–1900 nm-es NIR hullámhossz tartományon. Optimalizációs eljárást is készítettünk az elérhető legszélesebb reflexiós tartomány meghatározására.

Ezen struktúra reflexiójának hullámhossz és beesési szögfüggése látható a 2. ábrán. A paraméterek variálásának hatását, valamint az optimalizációs eljárást az RCWA módszerrel valósítottuk meg. Eredményeinket mindig összevetettük más módszerrel kapottakkal, mely a legjobb ellenőrzési mód numerikus szimulációk esetén.



2. ábra. Reflexió hullámhossz és szögfüggésének szintvonalas ábrája

A munkát az Országos Tudományos Kutatási alap a K83858 szerződés keretében támogatta.

Hivatkozások

- [1] A. Taflove, Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method 2d ed (Artech House, 2000)
- [2] R. C. Rumpf, Simple implementation of arbitrarily shaped total-field/scattered field regions in finite-difference frequency-domain, PIER B, Vol. 36, 221-248, 2012
- [3] Pregla, R. and W. Pascher, The method of lines, Numerical Techniques for Microwave and Millimeter Wave Passive Structures (T. Itoh (ed.), 381-446, J. Wiley Publ. 1989)
- [4] M. G. Moharam et al., Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 5/May 1995
- [5] Frank Brückner et al., Monolithic dielectric surfaces as new low-loss light-matter interfaces, OPTICS LETTERS / Vol. 33, No. 3 / February 1, 2008

FINAL EDP TI: SAPPHIRE AMPLIFIERS FOR ELI – PROJECT

Vladimir Chvykov^{1*}, Mikhail Kalashnikov^{1,2}, Karoly Osvay¹

¹*ELI-Hu Nkft., Dugonics ter 13, H-6720 Szeged, Hungary*

²*Max.Born-Institute, Max-Born-Strasse 2a, 12489 Berlin, Germany*

**Author e-mail address: Vladimir.Chvykov@eli-alps.hu*

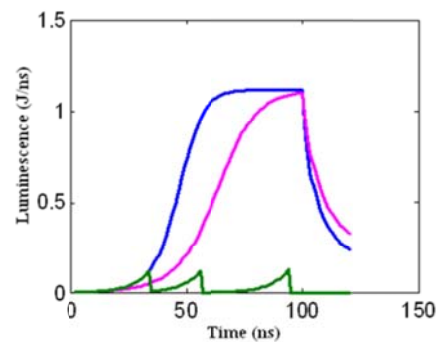
For the new generation of the ultra-high power lasers with tens of PW of output power the kJ-energy level has to be reached. There are two solid-state candidates for the final amplifier in such systems: Optical Parametrical Amplifiers (OPA) and laser amplifiers. Both systems possess advantages and shortcomings. OPA places severe requirements on pump-beam spatial amplitude and phase fluctuations. It requires control of the pump pulse duration along with an accurate spatial and temporal matching between the pump and the signal. Large aperture laser amplifiers, being free from these restrictions, are subjected to severe losses due to Transverse Amplified Spontaneous Emission (TASE), and Transverse Parasitic Generation (TPG). These effects cause significant depletion of the inverted population, leech stored energy, and limit extracted energy.

In [1] it was demonstrated, that TASE in addition restricts the storing and the extracting energy in larger gain apertures even stronger than TPG. The threshold for the latter can be increased with the development of new index matching materials for cladding absorbers. Since the thickness of active elements is fixed to several centimeters, TASE necessarily increases with the aperture size, at big aperture of the pump area typically limiting the stored energy to 20-30% of the pumped maximum. Nevertheless, it was demonstrated that Extracting During Pumping (EDP) [2, 3] can significantly reduce parasitic losses due to both TASE and TPG making EDP-based final laser amplifiers be an excellent candidate for the new generation of CPA-laser systems. The EDP-method was applied at several Ti:Sapphire booster amplifiers of a PW-scale, and has allowed output energies in excess of 72 J with the current record power of 2 PW reached in a single channel [4, 5]. The capability of EDP-amplifiers to reduce the TASE-losses was demonstrated using an exemplary design. With existing technology EDPCPA-systems are able to achieve kJ-level output energy and several kJ if larger crystals for amplifiers are provided.

In this paper we study the concept of EDP amplification for the 10-100PW level laser systems. In the three pillars of ELI, several PW-class lasers have been planned to build. The HF PW laser of ELI-ALPS (and the L2 laser of the ELI-Beamlines) with 2 PW peak power and <20 fs pulse duration, while the L4 of the ELI-BEAMLINES as well as the ELI-NP lasers aiming at 300 J / 10 PW lasers. The 200 PW laser facility is still on the roadmap of the ELI consortium.

The design of EDP – duty amplifiers required to achieve the mentioned above parameters was done and will be reported.

For numerical simulations we used the method especially elaborated for the geometry [1] of Ti:Sa amplifiers. Main parameters for the ELI-ALPS amplifier are as follows: the diameter of the pump area and the crystal are 8 and 9 cm, the pump energy – 170 J, the input and the output energy are 10 J and 90 J. The dependence of calculated TASE losses for this crystal with thickness of 3cm (purple) and 2cm (blue) measured on the moment of the pump arrival are



presented in the figure. As visible the losses for the EDP-amplifier can be reduced to less than 5% (compare the green curve with the blue one). The calculated main parameters for ELI-BEAMLINES and ELI-NP amplifiers are: the diameter of the pump area and crystal - 19 and 20 cm, the pump energy – 960 J, the input and the output energy – 60 and 600 J, the losses with the EDP technology can be made also under 5%. Besides that, the design of EDP Ti:Sa power amplifiers for a 200 PW class system required for the forth-high intensity pillar of the ELI facility will be presented.

- [1] V. Chvykov, J. Nees, K. Krushelnick *Optics Communications* v.**312**, 216. (2014)
- [2] V. Chvykov, V. Yanovsky, S.-W. Bahk, G. Kalintchenko and G. Mourou, OSA Technical Digest *CLEO 2003*, paperCWA34 (2003)
- [3] V. Chvykov, K. Krushelnick *Optics Communications* v.**285**, 8, 2134. (2012)
- [4] Fabien Plé, Moana Pittman, Gerard Jamelot Jean-Paul Chambaret, *Opt. Lett.*, **32**, 238 (2007)
- [5] Jae Hee Sung, Seong Ku Lee, Tae Jun Yu, Tae Moon Jeong, and Jongmin Lee, *Optics Letters* 35,18, 3021-3023 (2010); *Optics Express*, **21** (24), 29231-29239 (2013)

CROSS-CORRELATOR FOR 532 NM PICOSECOND PULSES BASED ON OPTICAL PARAMETRIC AMPLIFICATION

A. Drozdy¹, Á. Börzsönyi^{1,2}, B. Kiss^{1,2}, M. Gstalter¹, N. Khodakovskiy³,
D. Tátrai², K. Osvay^{1,2}, M.P. Kalashnikov^{1,3}

¹ ELI-ALPS, ELI-Hu Kft.

² Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged

³ Max Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy

Experiments with ultrashort pulses generally require high temporal cleanness. Modern high peak power lasers operating mostly in the near infrared (790 nm – 1064 nm) can deliver pulses with a temporal contrast of 10^{10} and beyond [1]. There is an emerging need of high power sub-picosecond green laser pulses for biological and biomedical applications [2]. Recent developments of broadband optical parametric (chirped pulse) amplifiers requires green pump pulses with a pulse duration from 2 ps up to 90 ps [3-4]. For the NIR spectral range, there are even commercially available cross correlators exhibiting a dynamic range of 10^{12} , but no such a device exists for the green part of the spectrum yet. The goal of our work is to develop a device, capable of measuring a temporal contrast of pico- and femtosecond pulses with a dynamic range higher than 10^8 around 532 nm.

Several possible schemes with different nonlinear frequency conversion processes and crystal combinations have been studied. The scheme used successfully in NIR, which is sum frequency generation with the signal and its second harmonic replica, cannot be applied here due to the lack of suitable crystals working efficiently in VUV. The scheme of difference frequency generation (DFG) used for UV pulses [5] would not be very efficient in this application. To increase the efficiency of the DFG process, we approached it from the point of view of optical parametric amplification. Modeling the necessary interactions of the OPAC-type correlator [6] by the Miro code [7] revealed that with high-angle, non-collinear interaction sufficient gain can be achieved for operation.

This poster is about our layout and testing of the first prototype. Our layout uses green OPAC (Fig. 1). The input 532 nm light is split into two parts on a Brewster window. The larger part is converted to 266 nm in a BBO crystal and delayed with a 10 cm long programmable translation stage. Precision of this delay stage allows for 80 fs temporal resolution, while the total scanning range is over 600 ps. The 266 nm beam acts as a pump in the OPA crystal, and amplifies the diverted part of the 532 nm beam in case of temporal coincidence. The generated idler beam is directed into a well-covered photomultiplier with a dynamic range of four orders of magnitude. Another six orders of intensity variation can be achieved by the filter wheel inserted into the seed beam. With this, the total the dynamic range of the device covers over nine orders of magnitude in intensity.

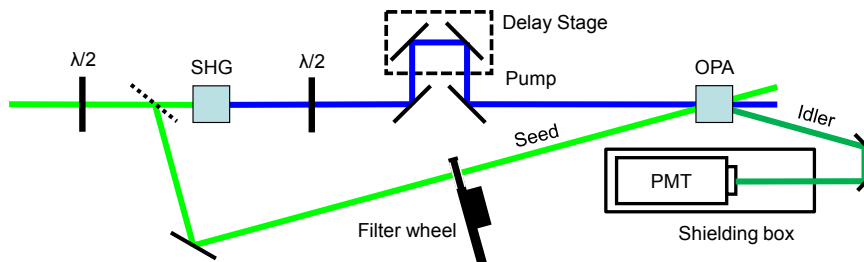


Fig. 1. Schematic layout of the 532 nm cross-correlator

The green light for testing was generated from the amplified pulses at 800 nm of Ti:Sapphire source of the TeWaTi research laboratory, in a scheme based on white light generation and non-collinear OPA, similarly as seen in [8,9]. Part of the 800 nm beam is used to generate white light, the other part is frequency doubled. Then the frequency doubled pulse is used as a pump pulse to amplify the white light in a non-collinear OPA. The amplification is tunable over almost the entire visible spectral range. We selected 532 nm as the central wavelength of the amplification, which provided 5 μ J pulse energy at 200 Hz repetition rate.

Testing the correlator with these pulses is in progress. The preliminary tests have shown the basic functionality of the cross-correlator with 20 picosecond, second harmonic pulses from a custom made mode-locked and Q-switched Nd:YAG.

The work was supported by Laserlab-Europe, EC-GA 284464.

- [1] Mourou, G. A., Toshiki Tajima, and Sergei V. Bulanov, "Optics in the relativistic regime." *Reviews of Modern Physics* 78.2 (2006): 309.
- [2] Fábrián, László, et al. "Protein-based ultrafast photonic switching." *Optics express* **19.20** (2011): 18861-18870.
- [3] D. Herrmann et al., "Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification" *Opt. Lett.* **34**, 2459 (2009)
- [4] S. Banerjee et al., "Conceptual Design of the Laser Systems for the Attosecond Light Pulse Source" CLEO: 2013, San Jose, USA 9-14 Jun. 2013, paper CTu2D.6
- [5] Osvay, K., et al. "High dynamic range measurement of temporal shape and contrast of ultrashort UV pulses." *Applied Physics B* 69.1 (1999): 19-23.
- [6] Divall, Edwin J., and Ian N. Ross. "High dynamic range contrast measurements by use of an optical parametric amplifier correlator." *Optics letters* 29.19 (2004): 2273-2275.
- [7] Morice, Olivier. "Miró: Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems." *Optical Engineering* 42.6 (2003): 1530-1541.
- [8] Brida, D., et al. "Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers." *Journal of Optics* 12.1 (2010): 013001.
- [9] Mero, Mark, et al. "Generation of energetic femtosecond green pulses based on an OPCPA-SFG scheme." *Optics express* 19.10 (2011): 9646-9655.

GÁZ MAGAS-HARMONIKUS NYALÁBVONAL A SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEMEN

Farkas Balázs^{1,2}, Geretovszkyné Varjú Katalin^{1,2}, Divéki Zsolt^{1,3}, Paraskevas Tzallas^{1,4}

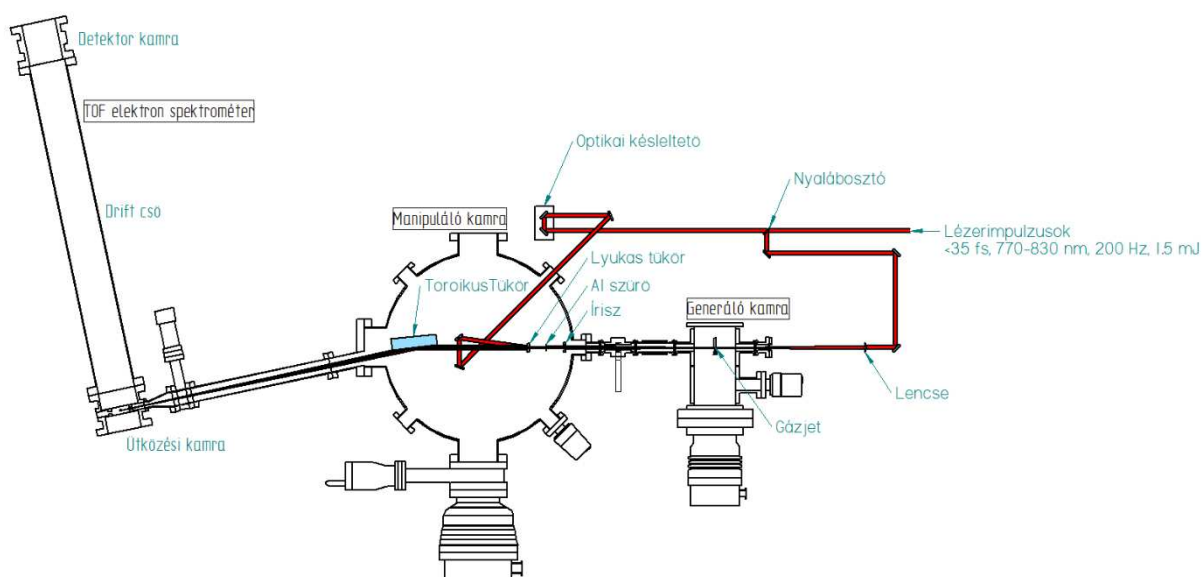
¹ELI-HU Nonprofit Kft., H-6720 Szeged, Dugonics tér 13.

²SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, H-6720 Szeged, Dóm tér 9.

³Department of Physics, 606 Blackett Laboratory, Imperial College, South Kensington Campus, SW7 2AZ London, United Kingdom

⁴IESL-FORTH, GR-71110 Heraklion, Crete, Greece, PO Box 1527.

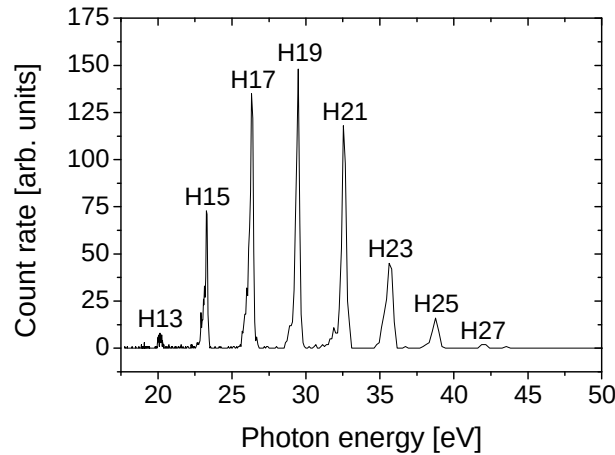
A lézer elvén kelthető legrövidebb fényimpulzusok legalább néhány femtoszekundum hosszúságúak. Ennél rövidebb – attoszekundumos – elektromágneses impulzusok előállításához a nagyintenzitású femtoszekundumos lézerimpulzusokat egy nemesgázzal töltött cellába vagy gázjetbe fókuszálják, az így keletkező XUV magas-harmonikus sugárzásból optikai szűréssel lehet attoszekundumos hosszúságú impulzusokat előállítani [1]. A magas-harmonikusok vizsgálata hozzásegít az intenzív fény-anyag kölcsönhatás megértéséhez, továbbá attoszekundumos impulzusokkal nagyon gyors folyamatok, például kötött elektronok mozgásának vizsgálata is lehetővé válik [2]. Az 1. ábra a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi laboratóriumában [3] felépített magas-harmonikusok keltésére és karakterizálására szolgáló kísérleti elrendezés sematikus felépítését mutatja.



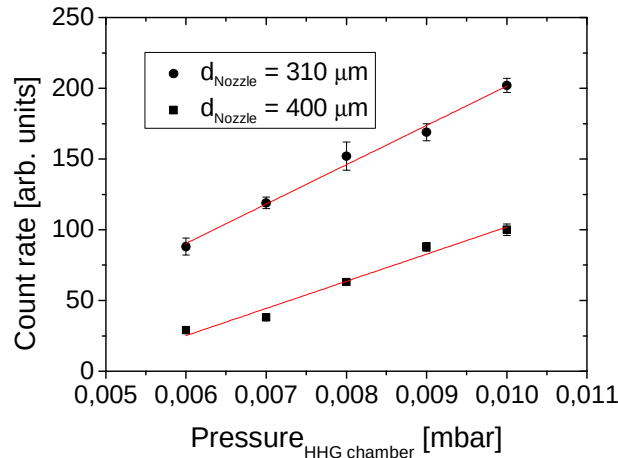
1. ábra. Magas-harmonikusok keltésére és karakterizálására szolgáló kísérleti elrendezés sematikus felépítése

A keltett harmonikusokat a manipuláló kamrában szűrés után a keltő lézerimpulzus késleltetett replikájával kombináljuk, majd egy toroikus tükör segítségével fókuszáljuk a repülési-idő elektronspektrométerbe, mellyel a spektrális intenzitás mellett a csoportkésleltetés is meghatározható. Megvizsgáltuk a harmonikusok intenzitásának különböző kísérleti paraméterekkel való változását. Vizsgáltuk a gázjet nyomásától (amire a generáló kamrában lévő háttérnyomásból következtettünk), a HHG fúvóka nyílásának méretétől és annak x, y, z pozíciójától, a repülési-idő elektronspektrométer ütközési kamrájában lévő nyomástól, a TOF fúvóka z pozíciójától, az MCP detektor nagyfeszültségétől, a generáló kamra előtt lévő fókuszáló

lencse előtt elhelyezett írisz és retarder ($\lambda/2$ hullámlemez) átmérőjétől, illetve szögétől és a keltő lézerimpulzusok csoportkésleltetés-diszperziójától való függését. A 2. ábra egy argon gázban keltett magas-harmonikus spektrumot mutat, míg a 3. ábra a jel nagyságának a generáló kamrában lévő nyomástól és a gázfúvóka nyílásának méretétől való függését mutatja. A harmonikus jel nagyságának jellemzésére a legerősebb csúcs alatti területet használtuk (a teljes spektrumra vonatkozó összebeütésszám, vagy valamelyik harmonikus csúcs félértékszélessége/magassága helyett). Az elméleti számításokkal is alátámasztott kísérleti eredmények alapján a magas-harmonikus keltés hatékonyságának növeléséhez lazább fókuszálásra és nagyobb gázsűrűsége van szükség.



2. ábra. Argon gázban keltett magas-harmonikus spektrum



3. ábra. Magas-harmonikus jel nagyságának a generáló kamrában lévő nyomástól és a gázfúvóka nyílásának méretétől való függése

- [1] R. Lopez-Martens, K. Varju, P. Johnsson, J. Mauritsson, Y. Mairesse, P. Salieres, M.B. Gaarde, K.J. Schafer, A. Persson, S. Svanberg, C.-G. Wahlstrom and A. L'Huillier, Phys. Rev. Lett. **94**, 033001 (2005).
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. 81, 163 (2009).
- [3] www.tewati.eu

Comparison of Three Angular Dispersion Measurement Methods

M. Gstalter ¹, A. Börzsönyi ^{1,2}, A. Andrásik ², A.P. Kovács ², K. Osvay ^{1,2}

¹ ELI-ALPS, ELI-Hu Kft, Dugonics ter 13, H6720 Szeged, Hungary

² Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, P.O. Box 406, H-6701 Szeged, Hungary

e-mail: Marion.Gstalter@eli-alps.hu

In a laser beam, angular dispersion can be described as the variation of propagation direction regarding the different spectral components. Most often considered as a default, this angular dispersion can lead to pulse distortions such as pulse-front tilt or lengthening of the pulse duration [1]. Since this effect is more pronounced for shorter pulse durations and for high stretching-compression ratio chirped pulse amplification (CPA) lasers, considerable efforts have been paid during the last decades to measure it and correct for [2-6]. On the contrary, the control and knowledge of angular dispersion have been recently demonstrated as essential in generation of single attosecond pulses and energetic terahertz waves [7,8].

In this study, comparative results about the accuracy, the measurement limitations, and the ease-of-use of the three methods based on linear optical elements are given. The novel two-dimensional (2D) angular dispersion measurement method applies a Fabry-Perot etalon (FPE) to create well-designed spectral components, which are then imaged on a CCD chip by an objective [6]. Alternatively, an acousto-optical programmable shaper of the laser system, if available, can be used to generate the separate spectral components, so that the FPE can be omitted. A simple method to measure propagation angular dispersion is based on recording the intensity distribution spatially and spectrally of the focused beam [4]. The last method under testing allows to measure phase-front angular dispersion by spectrally and spatially resolved interferometry, based on the combination of a two-beam interferometer and a two-dimensional spectrograph [2].

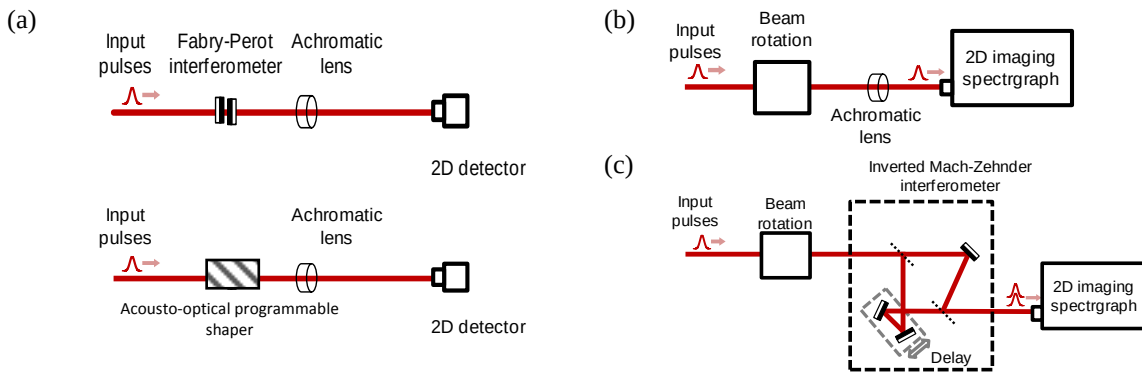


Fig. 1 Schematic layouts of the methods: (a) the 2D angular dispersion measurement technique, (b) the imaging spectrograph measurement technique, (c) the spatially and spectrally resolved measurement method

In our experiment, 800 nm pulses with 120 nm bandwidth were sent through a transmission grating compressor. The three methods were then implemented. The acousto-optical programmable shaper was used to select two spectral peaks of 1 nm bandwidth at 780 nm and 850 nm in the case of the 2D measurement. Regarding the two other methods, a mechanical beam rotator was used to rotate the beam for a complete characterization.

Several series of measurements were performed at different gratings orientation in both horizontal and vertical direction, in order to create angular dispersion in horizontal and vertical plane. We have found that all angular dispersion measurement methods present high accuracy.

The 2D technique gave a precision of $0.12\mu\text{rad}/\text{nm}$, while the method with the imaging spectrograph provided an accuracy of $0.1\mu\text{rad}/\text{nm}$. The precision of the spectrally and spatially resolved interferometry has been experienced to be $0.05\mu\text{rad}/\text{nm}$. [2,4-6].

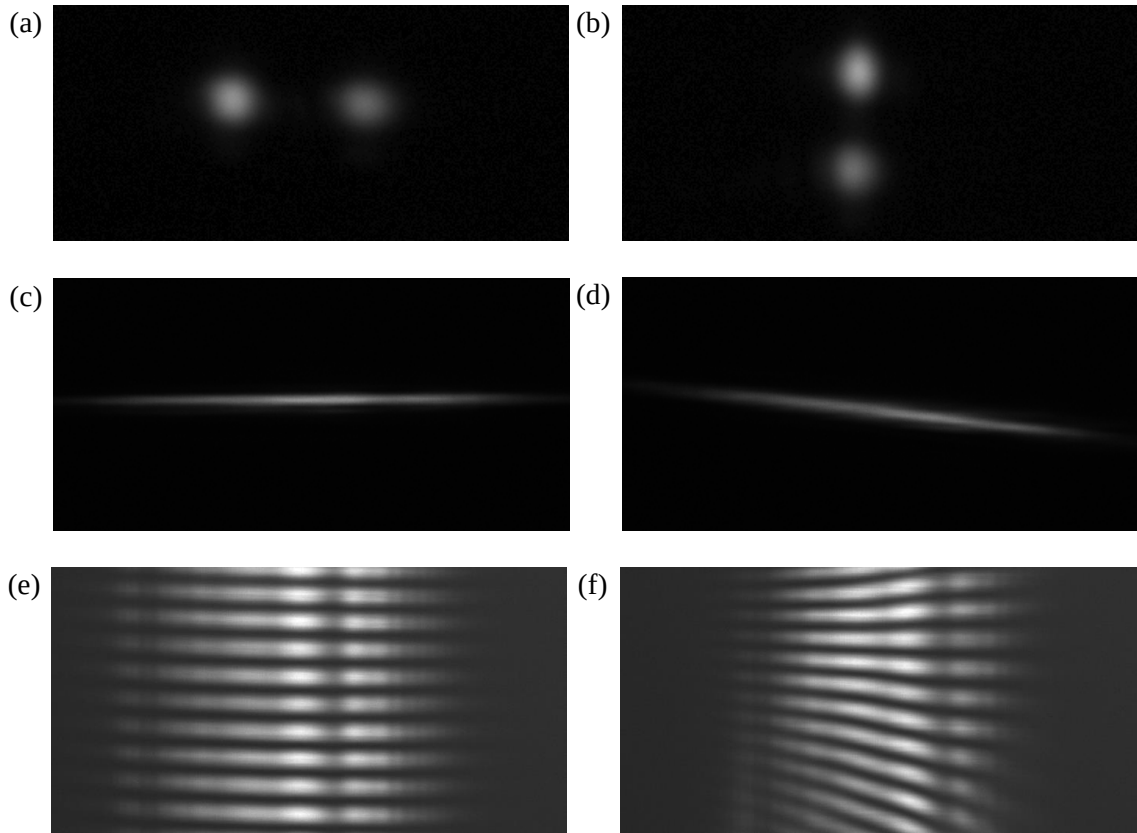


Fig. 2 Image processing of the methods: (a-b) the 2D angular dispersion measurement technique, (c-d) the imaging spectrograph measurement technique, (e-f) the spatially and spectrally resolved measurement method
This gives example of results for (a) horizontal and (b) vertical angular dispersion and of (c-e) low angular dispersion and (d-f) significant amount of angular dispersion

The two dimensional technique is the easiest to install and presents the advantage to offer a complete single-shot measurement, compared to the two other methods requiring beam rotation for a complete characterization. It can also be used without processing, allowing to align the compressor in-situ. However, this method is very sensitive to the beam quality and its precision decreases for small values of angular dispersion. The method with the imaging spectrograph seems to be the less sensitive to the beam quality and is quite simple to align. The spectrally and spatially resolved interferometry is the most difficult to align, but it is the more precise even with small amount of angular dispersion to measure.

References

- [1] J.C. Diels and W. Rudolph, Ultrashort laser pulse phenomena (Elsevier Inc., 2006).
- [2] K. Varjú et al, Appl. Phys. B **74**, S259 (2002)
- [3] Trebino, GRENOUILLE
- [4] K. Osvay et al, IEEE JSTQE **10**, 213 (2004)
- [5] J. Qiao et al, OE **15**, 9562 (2007)
- [6] A. Börzsönyi et al, Opt. Lett. **38**, 410 (2013)
- [7] J.A. Wheeler et al, NP **6**, 828 (2012)
- [8] J. Hebling et al, OE **10**, 1161 (2002)

NEUTRONOS KÉPALKOTÓ MÉRŐRENDSZEREK MEGVALÓSÍTÁSA

G. Szabó István¹, Koncsár Péter², Réz István², Baki Mihály²

*OPTIKA Mérnökiroda kft, 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.¹
BME Gépészmérnöki Kar, MSC hallgató, 1111 Budapest, Műegyetem rkp. 3.²*

Az MTA Energiatudományi Kutatóközpont (korábban MTA IKI és MTA KFKI AEKI) szakemberei több évtizede alkalmaznak neutronos képalkotó eljárásokat, melynek eszközparkja a közelmúltban két jelentősebb berendezéssel korszerűsödött (2012: PGAA-NIPS, 2014: ImageFrame).

Az MTA EK kutatói, Kis Zoltán és Szentmiklósi László specifikációi alapján és folyamatos szakmai konzultációja mellett az OPTIKA Mérnökiroda kft által épített és telepített mérőrendszerek tervezésében és kivitelezésében három BME MSC hallgató, Koncsár Péter, Réz István és Baki Mihály vállalt kulcsszerepet.

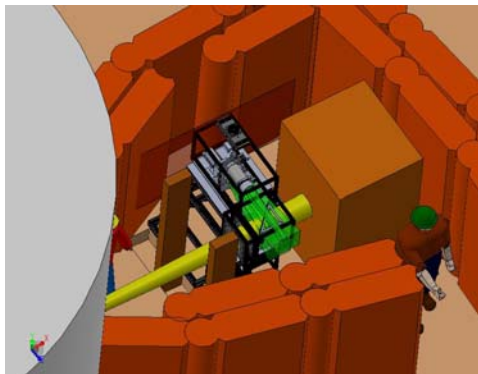
Ezen komplex neutronradiográfiai berendezések működésében a fényforrás, mint fogalom átvitt és konkrét értelemben is értelmezhető: egyrészt a tesztanyagon áthaladó, általa szelektíven gyengített neutron, mint egy „fényforrás” sugárnyalábja hozza létre az arra alkalmas szcintillátor felületén azt a már látható (árnyék)képet, ami már tényleges (jellemzően zöld fényű) fényforrásként működve, érzékeny kamerával rögzíthető. A kép kalibrálása pedig a szcintillátor helyére tett, hasonló színű homogén LED háttérfénnyel megvilágított tesztábrá segítségével végezhető el.



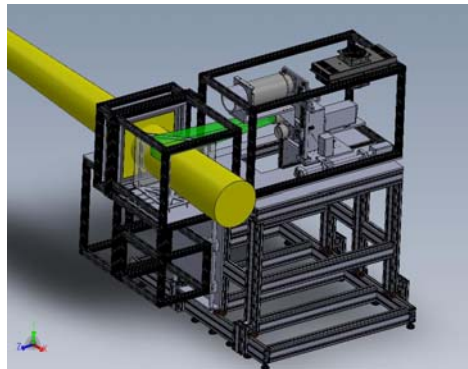
1. ábra. A PGAA-NIPS berendezés a BNC hideg neutron forrásának maximálisan 40x40mm keresztmetszeti méretű nyalábját használva alkalmas mind neutron tomográfiás, mind 3 dimenziós elemanalízis vizsgálatok elvégzésére, melyek a roncsolásmentes anyagvizsgálatok fontos és korszerű módszerei. Az eszköz tervezése és építése során messzemenően figyelembe kellett venni a neutronos környezet speciális követelményeit, így erősen felaktiválódó anyagok használatának mellőzésével ill. neutrontól védett elhelyezésével kellett biztosítani a szigorú mechanikai (pl. visszaállási pontosság <0.025mm, 200x200x200mm térrészben) és optikai követelményeket (pl. felületi tükör nagy tisztaságú kvarc hordozón). A térbeli elemanalízis pontosságát

alapvetően befolyásoló neutron nyaláb keresztmetszeti méretét meghatározó, vezérelhető X-Y blende mozgásának térbeli felbontóképesség követelménye (<0.05mm) és a Li tartalmú blende lapok nagy neutron kontrasztot biztosító kialakítása és teljes összezárhatósági lehetősége jelentős kihívást jelentett mind a tervezés, mind a megvalósítás során.

Az ImageFrame berendezés közvetlenül a Budapesti Kutatóreaktor tövében, a neutron keletkezési helyétől mintegy 6m távolságban, a DNR mérőhely ~átm. 250mm-es keresztmetszeti méretű neutron nyalábját használva alkalmas statikus és dinamikus neutronradiográfiai vizsgálatok, valamint neutron tomográfiai mérések végzésére.



2. ábra



3. ábra

A mérőhely sajátosságai (a nagy nyalábkeresztmetszet ill. neutron fluxus, a szórt neutronok elleni körkörös fizikai védelem miatti korlátozott férőhely) és a specifikációs követelmények (az elérhető legrövidebb expozíciós idők, optimális felbontóképesség megvalósítása változtatható nagyítások esetén, cserélhető kamerák) különös követelményrendszert alkottak, melyek kielégítése a konkrét kiviteli paraméterek többszintű és ismételt iterációjával vált csak lehetségessé.

A változtatható nagyításokat nagyfényerejű objektívek precíziós léptetőmotoros cseréjével sikerült megoldani és ez a berendezés is teljes körű ethernet vezérléssel, távolról működtethető. A használt digitális kamera nagyérzékenységű, front-illuminated sCMOS érzékelőjén 2560x2160db aktív, egyenként 6.5x6.5 μ m méretű pixel található. A minél zajmentesebb képeket a mérőhely légkondicionálása ill. az sCMOS külön vízhűtése biztosítja. Az elkészült berendezés sikeres telepítést, üzembe helyezést és beszügyalóyzást követően alkalmas akár 15kg tömegű tárgyak roncsolásmentes neutronradiográfiai vizsgálatára.



4. ábra



5. ábra

ÉLVONALBELI TERAHERTZES FORRÁSOK. THZ-ES LEHETŐSÉGEK A PTE-N ÉS AZ ELI-ALPS-BAN

**Fülöp J.A.,^{1,3,4} Ollmann Z.,^{2,4} Lombosi Cs.,^{2,4} Polónyi Gy.,^{2,4} Monoszlai B.,^{2,3,4} Pálfalvi L.,²
Almási G.,² és Hebling J.^{1,2,4}**

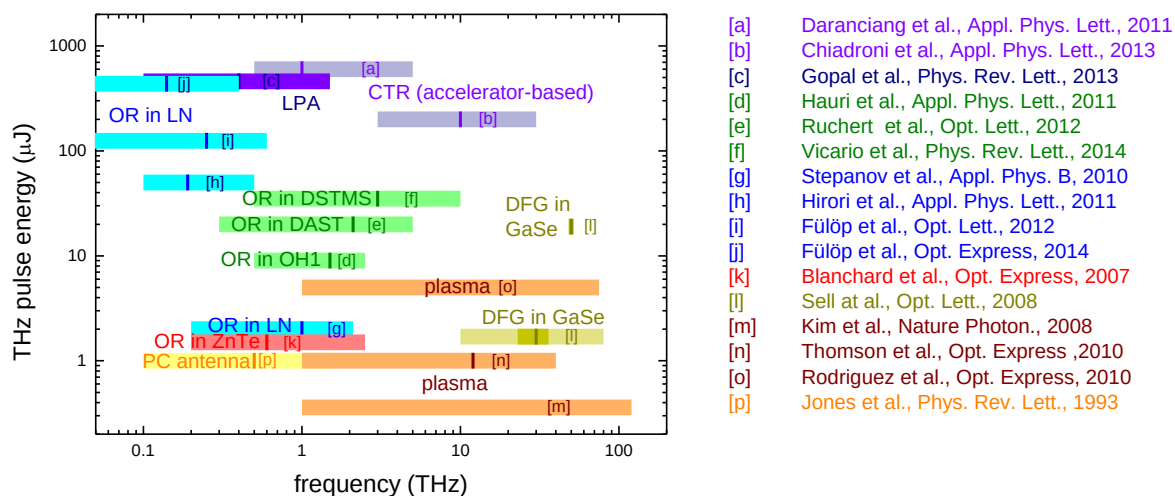
¹MTA-PTE Nagy Intenzitású Terahertzes Kutatócsoport 7624 Pécs, Ifjúság ú. 6.

²PTE, Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság ú. 6.

³ELI-ALPS, ELI-Hu Nkft., 6720 Szeged Dugonics tér 13.

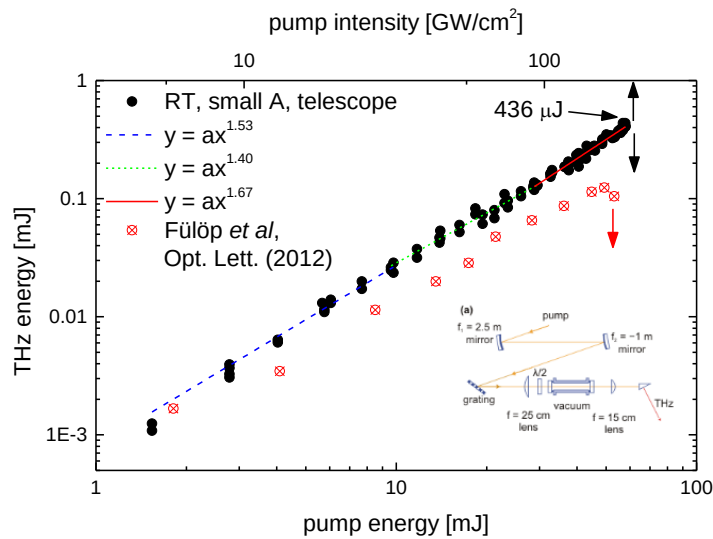
⁴PTE Szentágotthai János Kutatóközpont, 7624 Pécs, Ifjúság ú. 20.

Az utóbbi időben elérhetővé vált, intenzív terahertzes (THz) források új típusú kísérleteket tesznek lehetővé. THz-es pumpa-próba mérések szilárd és egyéb anyagok széles körű vizsgálatát tették lehetővé [1]. A különböző THz-es források, mint például az optikai egyenirányítás lítium niobátban (LN) [2], félvezetőkben [3] és szerves kristályokban [4], továbbá a különbségi-frekvencia keltés [5], illetve a plazma alapú források biztosítják a THz-es spektrális tartomány lefedettségét. Az elmúlt néhány évben az élvonalbeli THz-es forrásokkal elért energia és csúcs-térerősség értékek megközelítették a mJ [2] és meghaladták a MV/cm [4, 5] korlátokat (1. ábra). Ezek az értékek olyan, új alkalmazási lehetőségeket nyitnak, mint töltött részecskék manipulálása és gyorsítása, vagy anyagok viselkedésének tanulmányozása extrém nagy THz-es térerősségeknél.

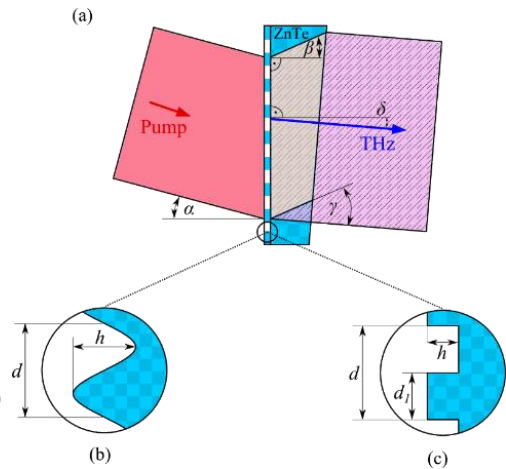


1. ábra. Különböző típusú THz-es forrásokkal elért legnagyobb energiák és a jellemző frekvenciatartományok.

A Pécsi Tudományegyetemen (PTE) létrehozott nagyenergiájú THz-es laboratóriumban jelenleg 10 μJ energiájú, >300 kV/cm csúcs-térerősségű, 0,35 THz központi frekvenciájú, közel egyciklusú impulzusok kelthetők. Megvalósítás előtt áll a jelenlegi pumpáló források továbbfejlesztése, mellyel a THz-es energia $>0,5$ mJ értékekre növelhető. A garching-i Max Planck Intézet munkatársaival $>0,4$ mJ energiájú THz-es impulzusokat keltettünk (2. ábra) [2]. A THz-es impulzusok energiájának és térerősségének további felskálázására ad lehetőséget a döntött impulzusfrontú pumpálás egy speciális változata az ún. kontaktrács elrendezés (3. ábra) [6], mely különösen ígéretesnek bizonyul LN illetve félvezető alapú források esetén [7]. A pécsi laboratórium THz-es forrásai és spektroszkópai berendezései mérések széles skáláját teszik lehetővé és a labor nyitott együttműködő partnerek számára.



2. ábra Optikai egyenirányítás LN-ban



3. ábra Félvezető alapú kontaktrács

Az ELI-ALPS-ban is elérhető lesz, egy általunk fejlesztett, sokoldalú THz-es műszer együttes. Két fő modulja a nemlineáris THz-es spektroszkópiai elrendezés, és a nagyenergiájú THz-es forrás. A nemlineáris THz-es spektroszkópiai elrendezés két meghatározó egysége a THz pumpa – THz próba kísérleti elrendezés illetve a multi-spektrális képalkotó eszköz. A nagyenergiájú THz-es forrással >1mJ energiájú, alacsony THz-es frekvenciatartományba eső (0,5 - 1 THz) közel egyciklusú elektromágneses impulzusokat lehet majd kelteni, ami ideális például részecskegyorsításhoz.

Az poszter összefoglalja a jelenleg elérhető nagyenergiájú forrásokat és azok hátterét illetve bemutat olyan elrendezéseket, melyek a jövő THz-es forrásai lehetnek.

Hivatkozások

- [1] T. Kampfrath, K. Tanaka, and K.A. Nelson, *Nat Photon*, **7**: 680 (2013).
- [2] J.A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, *Optics Express*, **22**: 20155 (2014).
- [3] F. Blanchard, L. Razzari, H.C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H.F. Tiedje, H.K. Haugen, and F.A. Hegmann, *Optics Express*, **15**: 13212 (2007).
- [4] C. Vicario, B. Monoszlai, and C.P. Hauri, *Physical Review Letters*, **112**: 213901 (2014).
- [5] A. Sell, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Optics Letters*, **33**: 2767 (2008).
- [6] L. Pálfalvi, J.A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, *Applied Physics Letters*, **92** (2008).
- [7] Z. Ollmann, J.A. Fülöp, J. Hebling, and G. Almási, *Optics Communications*, **315**: 159 (2014).

SZILICIUM-KARBID KVANTUM DOTOK FLUORESCHKÁLÓ CENTRUMAINAK SZÉTVÁLASZTÁSA IDŐEMISSZIÓS MÁTRIX ANALÍZISÉVEL

Jánosi TZ^{1,2}, Beke D^{3,4}, Szekrényes Zs³, Kamarás K³, Gali A^{3,4}, Erostyák J^{1,2}

¹PTE, Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

²PTE, SzKK, Spektroszkópia kutatócsoport, 7624 Pécs, Ifjúság útja 20.

³MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, , 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.

⁴Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 1111 Budapest, Műegyetem rkp. 3.

A SiC QD-ok jelentősége

A szilícium quantum dot-ok széles körben és gyakran vizsgált anyagok, köszönhetően előnyös fizikai tulajdonságaiknak, amelyek lehetővé teszik a felhasználásukat olyan fontos alkalmazásokban, mint például: biológiai képalkotó eljárások, új típusú félvezető elektronikai és optoelektronikai eszközök.

A biológiai képalkotó eljárások és fluoreszcenciás vizsgálatok jelentős részében a vizsgált minta láthatóvá tételéhez külső fluoreszcens jelölő hozzáadása szükséges. A biomolekulák jelölése szigorú követelményeket támaszt az alkalmazandó jelölőkkel szemben:

- kémiai és hőmérsékleti stabilitás
- vízzoldhatóság
- stabil fluoreszcencia
- biokompatibilitás (nem mérgező, semleges).

A szilícium-karbid quantum dot-ok (SiC QD) megfelelnek ezeknek az elvárásoknak, sőt további előnyös tulajdonságokkal rendelkeznek [1]:

- a felületi funkciók csoportok lehetővé teszik a célzott kötődést a vizsgálandó anyaghoz
- a mérettel és felületi csoportokkal is hangolhatóak a SiC QD fluoreszcencia tulajdonságai, például az emisszió hullámhossza
- adalékolással elérhető, hogy akár a közeli infravörösben - a biológiai ablakban - is gerjeszthetők legyenek.

Ezen tulajdonságok összességében az egyik legígéretesebb jelöltté teszik a SiC QD-okat a külső fluoreszcens jelölő szerepére, annak ellenére, hogy – mivel indirekt félvezetőről van szó – a fluoreszcencia kvantum-hatásfoka csupán százalékos nagyságrendű. Az intenzív kutatás ellenére a fluoreszcencia eredete még nem tökéletesen tisztázott, és több – egymást nem feltétlenül kizáró – modellről is beszámol az irodalom. Alapvetően három lehetséges módon jöhet létre a foton kibocsátás:

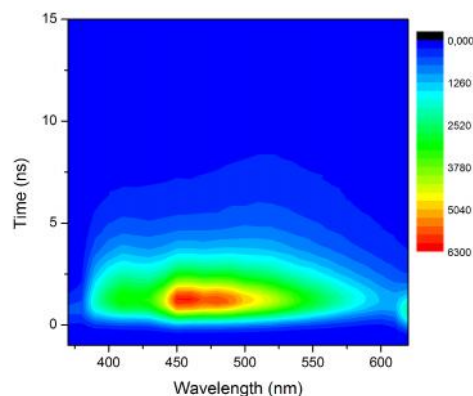
- kvantum bezártság: a nanokristály belsejében a tiltott sávon keresztül tér vissza a gerjesztett állapotból
- a nanokristály magjában gerjesztődik az elektron, ami a felületre vándorol, és ott tér vissza alapállapotba
- a gerjesztés és a rekombináció is felületi csoporthoz köthető.

Láthatóan a felületi csoportoknak alapvető szerepük van a kialakuló fluoreszcencia tulajdonságainak (kvantum hatásfok, hullámhossz) kialakításában, ugyanakkor a felületi csoportok valósítják meg a célzott kötődést a vizsgálandó molekulához. Néha ezek egymásnak ellentmondó követelmények, ezért fontos a vizsgálata és a megértése annak, hogy a SiC QD-ok fluoreszcenciája pontosan milyen folyamat eredményeként jön létre.

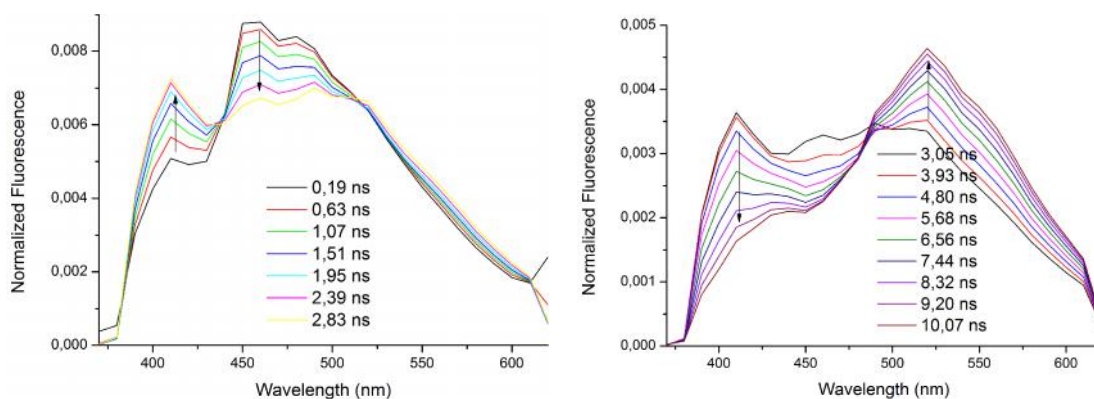
Az időemissziós mátrix és a belőle nyerhető információk

Alumíniummal adalékolt SiC QD mintán vizsgáltuk az időemissziós mátrixból nyerhető adatokat. A mintát rögzített hullámhosszon ($\lambda_{\text{EXC}} = 321 \text{ nm}$) gerjesztettük és a fluoreszcencia lecsengési görbéit különböző hullámhosszakon vettük fel (TCSPC), akkor eredményül az idő-emissziós mátrixot (TEM, 1. ábra) kapjuk.

A következő lépésként különböző időbeli felbontással követtük a kialakuló spektrumok fejlődését az idő előrehaladtával. Az időbontott spektrumokon bekövetkező alakváltozások elemzését a Time-Resolved Area Normalized Spectra (TRANES) módszerrel végeztük el [2] (2. ábra).



1. ábra

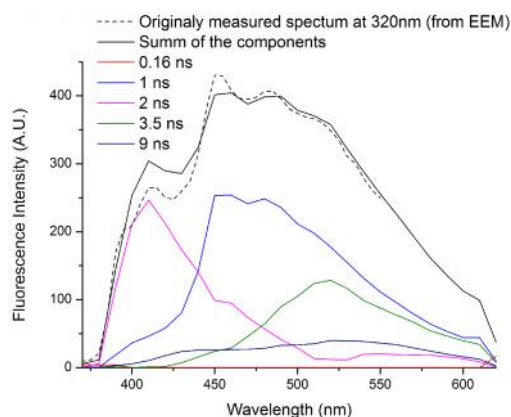


2. ábra

A megjelenő izoemissziós pontok ($\lambda_1=440\text{nm}$ és $\lambda_2=485\text{nm}$) egyértelműen jelzik elkülönült és eltérő élettartamú fotonkibocsátó centrumok jelenlétét.

A további vizsgálatot a Decay Associated Spectra (DAS) [3] módszerrel végeztük. A lényege az, hogy a különböző hullámhosszakon mért lecsengési görbéket minden hullámhosszon azonos élettartamokkal illesztjük. Ha ezeket a komponenseket egy-egy emissziós centrumnak feleltetjük meg, megkapjuk a centrumok intenzitás spektrumát a mért hullámhossz tartományon (3. ábra).

- 1) A módszer alkalmas különböző élettartamú komponensek elválasztására.
- 2) A kapott spektrumok összhangban vannak a TRANES-ben megjelenő és eltűnő csúcsokkal.
- 3) Két, elvileg különböző (steady-state és TCSPC) módszerrel mért fluoreszcencia spektrumok között elhanyagolható mértékű eltérést tapasztaltunk.



3. ábra

- [1] D. Beke, Z. Szekrényes, I. Balogh, Z. Czigány, K. Kamarás, A. Gali, J. Mater. Res. **28** (2012) 44.
- [2] A.S.R. Koti, N. Periasamy, J. Chem. Phys. **115** (2001) 7094.
- [3] H. Marciniak, S. Lochbrunner, Chem. Phys. Lett. **609** (2014) 184.

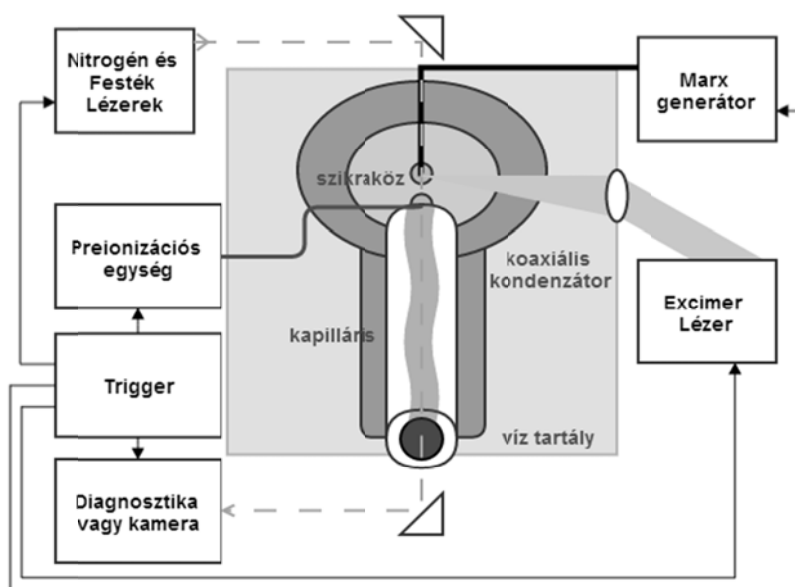
A Z-PINCH HULLÁMVEZETŐ PLAZMA VIZSGÁLATA

Kiss Mátyás, Szász János, Sapolov Anatolij, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej

Fizikai Intézet, Pécsi Tudományegyetem, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

E-mail: matyco@gmail.com

A PTE Fizikai Intézet laboratóriumában épült kapilláris Z-pinch plazmakeltő rendszer (1. ábra). A gerjesztéshez 200 kV feszültségre töltött kondenzátorból nyert 30 kA-es, néhány tíz ns felfutású áramimpulzust használtunk

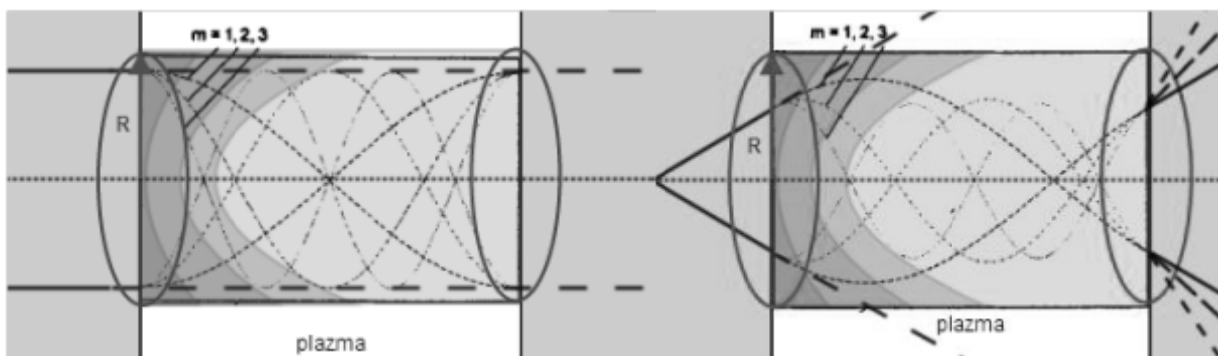


1. ábra, a kapilláris Z-pinch plazmakeltő rendszer sematikus rajza.

A Z-pinch kisülés keltette a magas ionizáció fokú és különböző összetételű plazma tanulmányozása új lehetőségeket teremtett az anyag ezen nehezen előállítható állapotának vizsgálatára. A plazmadiagnosztika során különböző módszerekkel, műszerekkel és kísérleti eljárásokkal határozzuk meg a plazma jellemzőit, úgymint az összetevők sűrűségének időbeli és térbeli eloszlását, az energia függvényében. Amint áram kezd folyni a plazmán keresztül, a részecskék egymás fele húzódnak a Lorentz erő hatására. Az indukció feltétele a változó mágneses mező, az áramot időben folyamatosan növelni kell, hogy létre jöhessen a változó mágneses mező. Ekkor a plazma elkezd összehúzódni. Az összehúzódást akadályozza a plazma egyre növekvő gáznyomása, ami ellensúlyozza a mágneses nyomást. A kapilláris kisülés kezdetekor, az átütés pillanatában (néhány ns-ig) szeparálódnak a töltések, sérül a kvázineutralitás. Ez a kapilláris gázkisülések jellegzetessége. Ekkor az elektronok szinte teljesen eltávolodnak az ionjaik teréből, majd a Coulomb kölcsönhatás újból semlegesíti a plazmát.

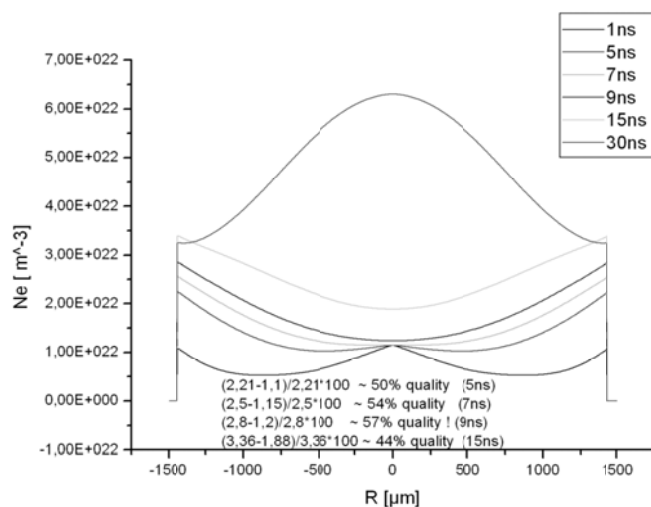
A plazma hullámvezető kevésbé függ az átvinni kívánt frekvenciától, ami egy előnye a hagyományos dielektrikus hullámvezetőkhez képest. Így általa széles frekvencia sávban lehetséges hullámvezetők megvalósítása. A hullámvezetés mechanizmusa az úgy nevezett gradiens szál típusú, ahol a törésmutató folyamatosan változik. A Z-pinch plazmában a hullámvezetés egyik szükséges feltétele a

parabolikus elektron sűrűség eloszlás megvalósítása. Akkor teljesülhet, ha a kapilláris plazma tengelye mentén minimális, a fal közelében pedig maximális az elektron sűrűség eloszlás. A „magban” a sugárzási módus veszteség nélkül vagy alacsony veszteséggel terjedhet, míg a fal közelében keletkező termikus elektronokból álló „köpenybe” a tér csak kis mélységig képes nagy amplitúdóval behatolni, ezért a sugárzás reflektálódik.



2. ábra, a plazma hullámvezető párhuzamos és ferde sugármenetek esetén

Különböző gáz plazmák szimulációi során (hidrogén, neon, klór, xenon) az argon plazma bizonyult időben stabilabbnak, ami tipikusan 10-15 ns-os hullámvezető csatorna élettartamot mutat és az általunk meghatározott hullámvezető „h” minőség is az argon plazma esetében volt a legmagasabb, tipikusan 50% feletti érték. (Hidrogén esetében 1% körüli érték)



3. ábra, a 7-9.ns-ig a „legjobb” 54-57%-os hullámvezető minőséget mutató Argon plazma

A projekt a HELIOS (ELI_09-1-2010-0013) támogatásával valósult meg. A Z-pinch hullámvezető plazma nagy jelentőséggel bírhat a Magyarországon készülő ELI (Extreme Light Infrastructure) lézer részegységeként, nagy energiájú elektronok keltése és gyorsítása céljából.

[1] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S.V. Kikhlevsky, Magnetolectric confinement and stabilization of Z-pinch in soft-x-ray Ar+8 laser, Phys. Rev. Lett. (2013).

[2] Almasi G; Kiss M; Kikhlevszkij Sz.; Santa I.; Szatmari S; Szasz J Method and apparatus for synchronized starting of soft X-ray laser Szabadalmi bejegyzés Amerikai Egyesült Államok,2014, Lajstromszám: US 8,792,522 B2

THz-INDUCED STRONG-FIELD ELECTRON EMISSION FROM A GOLD SURFACE

Cs. Lombosi,¹ I. Márton,² Z. Ollmann,¹ J. Hebling,^{1,3} Gy. Farkas,² P. Dombi,^{2,4} J. A. Fülöp^{3,4}

¹*Institute of Physics and Szentágotthai Research Centre, University of Pécs, Pécs, Hungary*

²*Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary*

³*MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, Pécs, Hungary*

⁴*ELI-ALPS, ELI-Hu Nkft., Szeged, Hungary*

Photoemission of electrons from atoms or metal surfaces is a fundamental process in radiation-matter interaction and has been studied extensively using optical excitation (see for example [1]). Electron emission driven by high-intensity light fields is accompanied by high-harmonic generation (HHG), a process forming the basis for attosecond technology. Enabled by recent development of high-intensity THz sources, HHG driven by intense multi-THz transients was also demonstrated [2]. The photoelectric effect shows a characteristic nonlinear behavior at moderate intensities, where the Keldysh parameter is $\gamma \gg 1$. At very high intensities ($\gamma \ll 1$), (optical) field emission plays a dominant role.

In our ongoing experiments we study the scaling behavior of electron emission from a gold surface irradiated by intense THz pulses. The experimental setup is shown in Fig. 1a. Near single-cycle THz pulses are generated by optical rectification (OR) of 200-fs laser pulses in LiNbO₃ by the tilted-pulse-front pumping technique [3]. Up to 6 mJ pump pulse energy is used. The THz pulses are focused onto a gold surface at $\sim 45^\circ$ angle of incidence, which is placed inside vacuum together with a subsequent electron multiplier (EM) chain to amplify the photocurrent. Energy, focal spot, and waveform measurements give about 300 kV/cm maximum peak electric field strength and 0.35 THz mean frequency for the THz pulses (Fig. 1b). The waveform is measured by electro-optic sampling

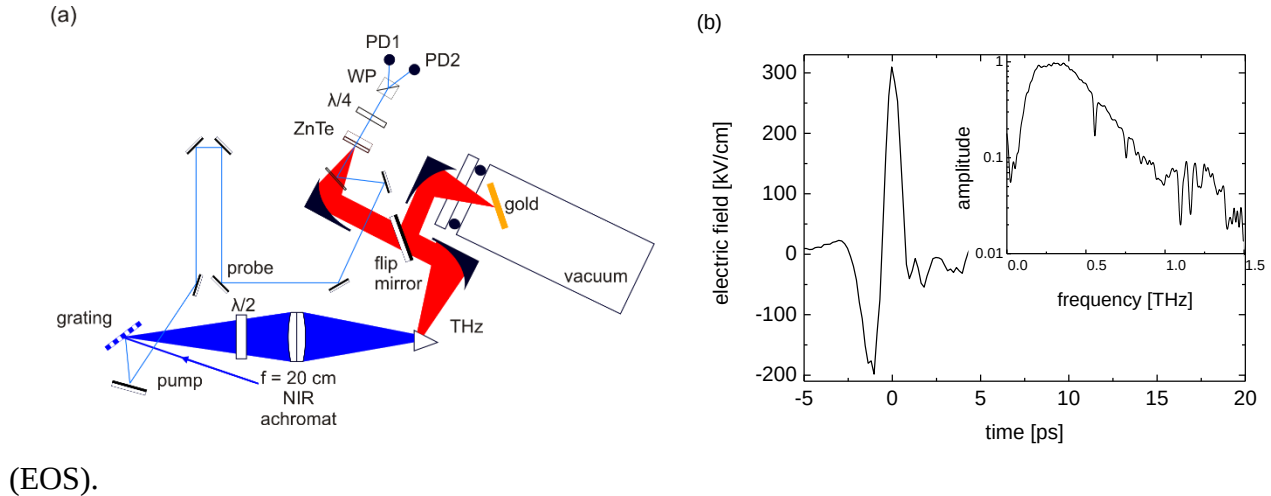


Fig. 1. (a) Experimental setup. (b) Measured THz waveform and spectrum.

One unique feature of THz irradiation is the extremely low photon energy compared to the work function, and consequently, the extremely high order of nonlinearity $n \sim 10^3$ for $\gamma \gg 1$. This

leads to a threshold-like behavior in the scaling of the photocurrent with THz energy. The other unique feature of THz radiation is that the transition region to field emission, i.e. $\gamma \sim 1$, can be accessed with orders of magnitude smaller pulse energies (μJ) than in case of optical pulses, owing to the $\sim 10^3$ times lower frequency. We will present details and results of our experiments in this region (Fig. 2).

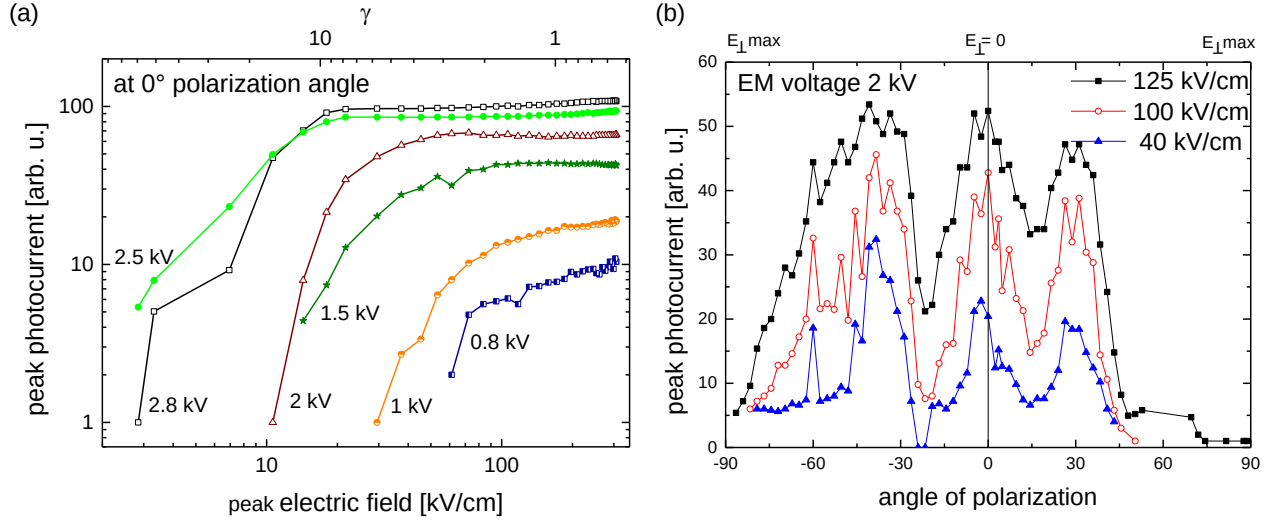


Fig. 2. (a) Measured photocurrent vs. THz peak electric field for different EM bias voltages, and (b) photocurrent vs. polarization angle.

References

- [1] Gy. Farkas et al., Phys. Lett. **39A**, 231 (1972).
- [2] O. Schubert et al., Nature Photon. **8**, 119 (2014).
- [3] J. Hebling et al., Opt. Express **10**, 1161 (2002).

Acknowledgement

This work was carried out with the financial support of the Hungarian Scientific Research Fund (OTKA) grant numbers 101846 and 113083, the SROP-4.2.2/A-11/1/KONV-2012-0065, the SROP-4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0002. JAF acknowledges support from János Bolyai Research Scholarship (Hungarian Academy of Sciences) and OTKA grants 101846 and 113083.

PERIODIKUS EGYFOTON-FORRÁSOK OPTIMALIZÁLÁSA

Mechler Mátyás¹, Ádám Péter^{2,3}, Bódog Ferenc³, Sánta Imre³, Koniorczyk Mátyás⁴

¹MTA-PTE Nagyintenzitású Terahertzes Kutatócsoport, 7624 Pécs, Ifjúság ú. 6.

²MTA Wigner FK Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, 1121 Bp., Konkoly-Thege M. út 29-33.

³PTE TTK Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság ú. 6.

⁴PTE TTK Matematikai és Informatikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság ú. 6.

Az egyfoton-források kiemelt fontosságúak úgy a kvantuminformatika, mint a kvantumoptika területén. A gyakorlati felhasználás szempontjából az ideális forrás egymódusú, periodikus és megkülönböztethetetlen fotonokat ad. A különböző fizikai rendszerekre épülő determinisztikus források mellett a leggyakrabban vizsgált rendszer a spontán parametrikus lekonverzió (SPL) folyamatára épülő, korrelált fotonpárokat adó berendezés. Ezekben az egyik foton (jelző foton) detektálásával időbeli és térbeli információt szerzünk a társfotonról, amelyet így felhasználhatunk. A fotonpárok keltése azonban statisztikus folyamat, a fotonok száma termikus vagy Poisson-eloszlást követ. Így véges valószínűséggel nulla vagy több foton is távozhat a rendszerből a kívánt időpontban még akkor is, ha a megfelelő időzítéshez impulzusüzemű gerjesztést használunk. Az ilyen berendezésekben az egyfoton-valószínűség növeléséhez térbeli [1–4] vagy időbeli multiplexelést [5, 6] használhatunk. Térbeli multiplexelés esetén több független alrendszer jeléből az elsőnek érkezőt használjuk. Egy rendszerben a generált fotonpárok átlagos számának csökkentésével csökkentjük a több foton érkezésének valószínűségét. Az egyes rendszerek számának növelésével pedig csökkentjük annak valószínűségét, hogy ne érkezzen foton. Időbeli multiplexelés esetén egy adott időtartományban kis időablakokban detektáljuk a jelző fotonokat. Egy adott időablakban érkező társfotont pedig a tartomány végéig késleltetjük, hogy végül a kívánt periodikus jelet kapjuk. A multiplexelő rendszerekkel ideális esetben, az egyes alrendszerek illetve az időablakok számának növelésével és a fotonpárok átlagos számának egyidejű megfelelő csökkentésével tökéletes periodikus egyfoton-forrást kaphatunk. A multiplexelő rendszer méretével, az optikai elemek számával arányos veszteségei azonban mindkét multiplexelő rendszerben lerontják a várt eredményt.

A jelen munkában a térben vagy időben multiplexelt periodikus egyfoton-források egységes elméleti leírását adjuk meg, valamennyi lehetséges veszteséget figyelembe véve. Továbbá egy új, hagyományos optikai elemeket tartalmazó időbeli multiplexelő rendszert is javasunk [7].

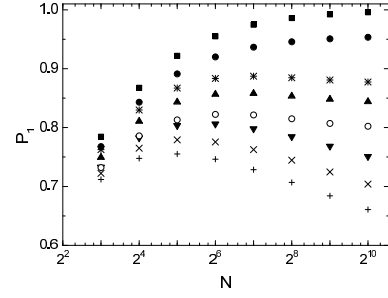
A statisztikai leírás lényege a következő. Ha N multiplexelő egység (időablak vagy térbeli egység) esetén az n -edik egységben j foton érkezik $P_n^{(j)}$ valószínűséggel, akkor annak valószínűsége, hogy i fotont kapunk a multiplexelő rendszer kimenetén:

$$P_0 = (P_n^{(0)})^N + \sum_{n=1}^N (P_n^{(0)})^{n-1} \sum_{j=1}^{\infty} \left[\binom{j}{0} P_n^{(j)} V_n^0 (1 - V_n)^j \right] \quad (1a)$$

$$P_i = \sum_{j=i}^{\infty} \sum_{n=1}^N \binom{j}{i} (P_n^{(0)})^{n-1} P_n^{(j)} V_n^i (1 - V_n)^{j-i}, \quad i \geq 1, \quad (1b)$$

ahol V_n az n -edik egységben generált fotonnak a rendszeren való átjutási valószínűsége; ez különböző multiplexerek esetén különböző alakú, pl. N darab V_R transzmissziójú routerekből álló, piramis elrendezésű, V_b alaptranszmissziójú térbeli multiplexernél $V_n = V_R^{\log_2 N} V_b$, míg az általunk javasolt, optikai kapcsolókból felépített bináris időbeli multiplexernél $V_n = V_r^s V_{r,0}^{m-s} V_t^{(N-n)/N} V_b$, ahol V_r és $V_{r,0}$ rendre a kapcsolók reflexiós és transzmissziós koefficiensei, V_t a terjedési vesztesé-

Jelölés	V_r	$V_{r,0}$	V_t	m_{opt}	λ_{opt}	$P_{1,\text{max}}$
■	1	1	1	15	44.45	0.999
●	1	1	0.95	15	33.62	0.955
*	0.996	0.97	0.99	10	35.24	0.843
▲	0.996	0.97	0.95	10	33.27	0.815
○	0.996	0.97	0.9	9	26.26	0.781
▼	0.98	0.97	0.95	9	26.50	0.749
×	0.97	0.97	0.95	8	22.75	0.715
+	0.96	0.97	0.95	8	22.71	0.684



1. ábra. (Balra) Bináris időbeli multiplexer $P_{1,\text{max}}$ egyfoton-valószínűségei, a λ_{opt} optimális fotonpár- és a késleltető ág-szám ($m_{\text{opt}} = \log_2 N_{\text{opt}}$) különböző V_n veszteségek esetén ($V_D = 0.2$). A táblázat 3. sora a kísérletileg megvalósítható legjobb paramétereket mutatja. (Jobbra) Az egyfoton-valószínűség az időablakok N számának függvényében az optimális $\lambda_{\text{opt}}^{(N)}$ fotonszámnál.

get jellemző transzmisszió, míg V_b egy alaptranszmisszió. Az (1a) egyenletben $\left(P_n^{(0)}\right)^N$ annak a valószínűsége, hogy az N egység egyikében sem detektáltunk fotont, míg a második tag az összes bejövő foton rendszerbeli elvesztését írja le. Ugyanígy az (1b) egyenlet az n -edik egységben érkező j fotonból i -nek az átjutását írja le a multiplexelő rendszerben.

V_D hatásfokú küszöbdetektort feltételezve a $P_n^{(0)}$ és $P_n^{(j)}$ valószínűségekre a következő adódik:

$$P_n^{(0)} = \sum_{k=0}^{\infty} \binom{k}{0} P_n^{(k)'} V_D^0 (1 - V_D)^k, \quad (2a)$$

$$P_n^{(j)} = P_n^{(j)'} \sum_{k=0}^{j-1} \binom{j}{j-k} V_D^{j-k} (1 - V_D)^k, \quad (2b)$$

ahol $P_n^{(k)'}$ a k fotonpár (jelző foton) érkezésének valószínűsége egy egységben. SPL forrás esetén a $P_n^{(k)'}$ valószínűség λ várható értékű Poisson-eloszlással írható le.

Ezt a modellt használva optimalizálhatjuk a multiplexelő rendszereket, azaz adott V_n foton-transzmissziós valószínűségek és V_D detektor-hatásfokok mellett meghatározható a fotonpárok λ_{opt} optimális száma és a multiplexelt egységek optimális N száma, amely mellett a periodikus jelben az egyfoton-valószínűség maximális (1. ábra). Az általunk javasolt kísérleti berendezéssel 85%-os egyfoton-valószínűség kapható valós kísérleti paraméterek mellett ($V_D = 0.9$), ami az irodalomban található rendszerek közül a legjobb.

Hivatkozások

- [1] A. L. Migdall, D. Branning, S. Castelletto, Phys. Rev. A **66**, 053805 (2002).
- [2] J. H. Shapiro, F. N. Wong, Opt. Lett. **32**, 2698 (2007).
- [3] X.-s. Ma, S. Zotter, J. Kofler, T. Jennewein, A. Zeilinger, Phys. Rev. A **83**, 043814 (2011).
- [4] M. Collins, C. Xiong, I. Rey, T. Vo, J. He, S. Shahnian, C. Reardon, T. Krauss, M. Steel, A. Clark, B. Eggleton, Nat. Commun. **4**, 2582 (2013).
- [5] T. B. Pittman, B. C. Jacobs, J. D. Franson, Phys. Rev. A **66**, 042303 (2002).
- [6] J. Mower, D. Englund, Phys. Rev. A **84**, 052326 (2011).
- [7] P. Adam, M. Mechler, I. Santa, M. Koniorczyk, Phys. Rev. A (elfogadva), arXiv:1408.3266

CONSTRUCTION OF QUANTUM STATES BY SPECIAL SUPERPOSITIONS OF COHERENT STATES

G. Mogyorosi¹, P. Adam^{1,2}, E. Molnar¹, A. Varga¹, M. Mechler³ and J. Janszky^{1,2}

¹ *Institute of Physics, University of Pécs, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

² *Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest, P.O. Box 49, Hungary*

³ *MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

There has been a persistent interest in the construction and the production of nonclassical states of a harmonic oscillator system due to their potential applications in quantum optics and quantum information processing. Special attention has also been devoted to the idea of quantum state engineering, that is, to the preparation of arbitrary quantum states in the same experimental scheme. An efficient method of quantum state engineering is to construct nonclassical states via discrete coherent-state superpositions. It has been shown that superpositions of even a small number of coherent states placed along a straight line or on a circle in phase space can approximate nonclassical field states with a high degree of accuracy [1, 2, 3]. This protocol exploits the effect of quantum interference between the constituent coherent states. Several methods have been proposed for generating discrete coherent-state superpositions on a circle or along a line for electromagnetic field in cavities [3, 4, 5, 6] and for the center of mass motion of a trapped ion [7, 8]. Recently, quantum state engineering with linear optical tools has been proposed [9]. The experimental scheme contains only beam splitters and homodyne detectors and it is capable of producing coherent state superpositions along the real axis and on an equidistant lattice in phase space. This scheme is based on an apparatus developed previously for generating Schrödinger cat states [10]. Elliptical states have also been introduced which are coherent-state superpositions on an ellipse in phase space [11]. An experimental scheme was also proposed in the latter reference for generating elliptical states with constant coefficients for the motion of the center of mass of a trapped ion. Nonclassical properties of such states were also analyzed.

Inspired by these results, now we consider quantum state engineering on an ellipse and on a specific lattice in phase space. We show, by using an efficient numerical optimization method, that the superpositions of a small number of coherent states of these geometries can approximate certain nonclassical states with a high accuracy. We have optimized numerically the parameters of the chosen geometry and the coefficients of the coherent states via a genetic algorithm [12], in order to obtain the best feasible approximation. For certain states and parameter ranges the approximation is better than the corresponding one on a circle or along a line.

First, we placed the coherent states equidistantly in their phase on an ellipse. As the ellipse fits to the shape of the Wigner function of certain states, we have expected that for such states we can obtain an approximation superior in quality to the one obtained along a line in phase space. We have found this intuition to be appropriate. In particular, for squeezed number states in a certain parameter range, the elliptical approximation outperforms the one on a straight line.

Next we have considered a 3×3 equidistant lattice of distance d around the origin of phase space. These are the kinds of superpositions which seem to be feasible in travelling-wave optical experiments. We have considered the approximation of number states, special

number-state superpositions, squeezed number states, and amplitude-squeezed states [1, 13, 14]. A relatively large set of states appear to be better approximated in this geometry than with a superposition on a circle.

State	$\epsilon^{(\text{lattice})}$	d_{opt}	$\epsilon^{(\text{circle})}$	R_{opt}
$\frac{1}{\sqrt{2}}(0\rangle + 1\rangle)$	2×10^{-6}	0.257	2.2×10^{-5}	0.54
$\frac{1}{\sqrt{3}}(0\rangle + 1\rangle + 2\rangle)$	1.8×10^{-5}	0.53	0.0004	0.9
$\frac{1}{2}(0\rangle + 1\rangle + 2\rangle + 3\rangle)$	6.6×10^{-5}	0.79	0.0016	1.17
$\frac{1}{\sqrt{5}}(0\rangle + 1\rangle + 2\rangle + 3\rangle + 4\rangle)$	0.0017	1.37	0.0061	1.32
$\frac{1}{\sqrt{72}}(7 0\rangle + 3 1\rangle + 2 2\rangle + 3\rangle + 3 4\rangle)$	0.0016	1.33	0.0035	1.15

Table 1: The misfits $\epsilon^{(\text{lattice})}$ and $\epsilon^{(\text{circle})}$ of the approximation of number-state superpositions on a lattice and on a circle with 9 coherent states and the optimal distances d_{opt} and radii R_{opt} for increasing number of superposed states.

As an example, in table 1 we present the misfits $\epsilon^{(\text{lattice})}$ and $\epsilon^{(\text{circle})}$ characterising the accuracy of the approximations and the optimal distances d_{opt} of adjacent lattice elements, and the optimal radii R_{opt} of circles. The table shows that the accuracy of the approximation on a lattice is quite high for all the considered superpositions, and it is always higher than the accuracy of the approximation on a circle. Increasing the number of constituent number states in the target state including higher number states results in larger optimal distances d_{opt} and optimal radii R_{opt} .

References

- [1] Janszky J, Domokos P and Adam P 1993 *Phys. Rev. A* **48** 2213
- [2] Janszky J, Domokos P, Szabó S and Adam P 1995 *Phys. Rev. A* **51** 4191
- [3] Szabo S, Adam P, Janszky J and Domokos P 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2698
- [4] Domokos P, Janszky J and Adam P 1994 *Phys. Rev. Phys. Rev. A* **50** 3340
- [5] Lutterbach L G and Davidovich L 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023813
- [6] Pathak P K and Agarwal G S 2005 *Phys. Rev. A* **71** 043823
- [7] Moya-Cessa H, Wallentowitz S and Vogel W 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2920
- [8] Wang Z J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043403
- [9] Molnar E, Varga A, Mogyrosi G and Adam P 2014 *21st Central European Workshop on Quantum Optics (Brussels)* (book of abstracts) p 213
- [10] Adam P, Kiss T, Mechler M, Darazs Z 2010 *Phys. Scr.* **T140** 014011
- [11] Wang Y, Liao Q, Liu Z, Wang J and Liu S 2011 *Opt. Commun.* **284** 282
- [12] Goldberg D. E. 1989 *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning* (Boston: Addison-Wesley Publishing Co., Inc.)
- [13] Adam P, Janszky J and Vinogradov A V 1991 *Phys. Lett. A* **160** 506
- [14] Adam P, Mechler M, Szalay V, Koniorczyk M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 062108

QUANTUM STATE ENGINEERING WITH LINEAR OPTICAL TOOLS

Emese Molnar¹, Arpad Varga¹, Gabor Mogyorosi¹, Peter Adam^{1,2}

¹ *Institute of Physics, University of Pécs, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

² *Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest, P.O. Box 49, Hungary*

Generation of special quantum states of light is still under intensive research in quantum optics. A particular interest have been devoted to superpositions of two coherent states often referred to as Schrödinger cat states due to their important applications in quantum communication and information processing. Preparation of such superpositions in traveling wave optics is an experimentally demanding task, although there are a number of proposals (see e.g. [1, 2] and references therein) and some successful experiments [3, 4]. An efficient tool of quantum state engineering is based on discrete coherent-state superpositions. It have been shown that superposition of even a small number of coherent states put along a straight line or on a circle in phase space can approximate nonclassical field states with a high degree of accuracy[5, 6, 7]. Several methods have also been proposed for generating discrete coherent-state superpositions on a circle or along a line for electromagnetic field in cavities [7, 8, 9, 10] and for the center of mass motion of a trapped ion [11, 12].

Recently, a scheme have been proposed based on Gerry's cross Kerr medium scheme [13] for producing even and odd Schrödinger cat states [14]. In Gerry's scheme coherent state superpositions of the form

$$|\Phi_0\rangle = c_\Phi(|\alpha\rangle + |\alpha e^{-i\varphi}\rangle) \quad (1)$$

can be produced with a small phase difference ($\varphi \leq 10^{-5}$) and a large coherent amplitude.

In this communication we show that in the experimental scheme based on the scheme of Ref. [14] and presented in Fig. 1 containing only beam splitters and homodyne detectors, discrete coherent state superpositions on a line and on a lattice in phase space can be produced with a certain degree of freedom in the coefficients. The input states of this device are coherent-state superpositions of the form of Eq. (1).

The states prepared in this scheme depends conditionally on the measurement results of the homodyne detectors in the scheme. The coherent-state superpositions generated on a line and on a lattice in phase space can be written in the following forms:

$$|\psi\rangle^{\text{line}} = \sum_{j=-2}^2 c_j |j\alpha\rangle, \quad |\psi\rangle^{\text{lattice}} = \sum_{k=-1}^1 \sum_{l=-1}^1 c_{kl} |k\alpha + li\alpha\rangle. \quad (2)$$

We have developed a numerical method using genetic algorithm for determining the parameters of homodyne measurements yielding a given set of coefficients in the states in (2) with high accuracy. We show that squeezed coherent, photon-number, squeezed photon-number states, and special number state superpositions can be approximately prepared with a high accuracy via these discrete coherent-state superpositions in the proposed scheme.

We thank the support of the Hungarian Scientific Research Fund OTKA (Contract No. K83858).

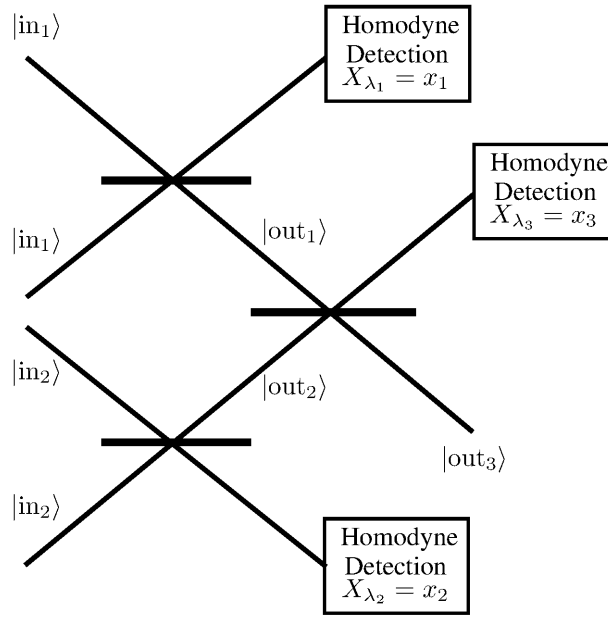


Figure 1: Experimental scheme for producing discrete coherent state superpositions on a line and on a lattice in phase space with a certain degree of freedom in the coefficients

References

- [1] S. Glancy and H.M. Vasconcelos, J. Opt. Soc. Am. B **25**, 712 (2008)
- [2] A. Laghaout, J.S. Neergaard-Nielsen, I. Rigas, C. Kragh, A. Tipsmark, and U.L. Andersen, Phys. Rev. A **87**, 043826 (2013)
- [3] J.S. Neergaard-Nielsen, B. Melholt Nielsen, C. Hettich, K. Mølmer, and E.S. Polzik, Phys. Rev. Lett. **97**, 083604 (2006)
- [4] A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouiri, and P. Grangier, Nature **448**, 784 (2007); H. Takahashi, K. Wakui, S. Suzuki, M. Takeoka, K. Hayasaka, A. Furusawa, and M. Sasaki, Phys. Rev. Lett. **101**, 233605 (2008)
- [5] J. Janszky, P. Domokos, and P. Adam, Phys. Rev. A **48**, 2213 (1993)
- [6] J. Janszky, P. Domokos, S. Szabo, and P. Adam, Phys. Rev. A, **51**, 4191 (1995)
- [7] S. Szabo, P. Adam, J. Janszky, and P. Domokos, Phys. Rev. A. **53**, 2698 (1996)
- [8] P. Domokos, J. Janszky, and P. Adam, Phys. Rev. A **50**, 3340 (1994)
- [9] L.G. Lutterbach and L. Davidovich, Phys. Rev. A **61**, 023813 (2000)
- [10] P.K. Pathak and G.S. Agarwal, Phys. Rev. A **71**, 043823 (2005)
- [11] H. Moya-Cessa, S. Wallentowitz, and W. Vogel, Phys. Rev. A **59**, 2920 (1999)
- [12] Z.J. Wang, Phys. Rev. A **76**, 043403 (2007)
- [13] Christopher C. Gerry, Phys. Rev. A. **59**, 4095 (1999)
- [14] P. Adam, T. Kiss, Z. Darázs, and I. Jex, Phys. Scr. **T140**, 014011 (2010)
- [15] B. He, M. Nadeem, and J. Bergou, Phys. Rev. A. **79**, 035802 (2009)
- [16] H. Takahashi, K. Wakui, S. Suzuki, M. Takeoka, K. Hayasaka, A. Furusawa, and M. Sasaki, Phys. Rev. Lett. **101**, 233605 (2008)

THZ-PULSE-DRIVEN PARTICLE ACCELERATORS

Pálfalvi László¹, Tibai Zoltán¹, Fülöp József^{2,3}, Tóth György^{1,2}, Almási Gábor^{1,2},
Hebling János^{1,2}

¹*Institute of Physics, University of Pécs, 7624 Pécs, Hungary*

²*MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, 7624 Pécs, Hungary*

³*ELI-ALPS, ELI-Hu Nkft., 6720 Szeged, Hungary*

The most important, but also largest and most expensive research facilities are particle accelerators. Because of this, there is a strong effort to make these devices smaller and less expensive. Laser-based accelerators were proposed to achieve this aim. According to numerical studies, with dielectric laser accelerators (DLAs) based on a double-grating dielectric structure it is possible to achieve loaded gradients exceeding 1 GeV/m [1]. Very recently, the working of such a miniature accelerator was demonstrated in proof-of-principle experiments [2]. However, these results also show the drawback of this approach: for a laser with about 1 μm wavelength the gap between the dielectric structures (see also Fig. 2a) can only be a few hundred nm, thereby limiting the charge of the accelerated electron/ion bunch. In a recent publication we drew the attention to the fact that THz pulses with extremely high field strength available at present or becoming available in the near future, owing to their two orders of magnitude longer wavelength, are better suited for charged particle manipulation, including acceleration, bending, spatial or temporal focusing [3]. In this contribution we give an overview of the possibilities and challenges of THz-pulse-driven electron and proton/ion accelerators.

In the last ten years THz pulse generation with tilted-pulse-front-excitation [4] of LiNbO₃ (LN) resulted in the increase of THz energy by seven orders of magnitude (Fig. 1), approaching the mJ level [5]. In the next few years using optimal conditions (contact grating, long-pulse excitation, and cryogenic temperatures) will expectedly result in THz pulses with 10 MV/cm focused electric field strength and energies on the tens-of-mJ level [6].

According to numerical simulations using 20-mJ, 0.6-THz driving pulses for electron acceleration in dielectric-loaded metallic waveguides it is possible to accelerate a 1.6-pC electron bunch from 1 MeV to 10 MeV by simultaneously compressing it from 100 fs to 2 fs [7]. For such a device, and similarly for dielectric grating accelerators [1,2,8], using THz driving pulses rather than visible/near-infrared ones enables to exploit advantages of the two-to-three orders of magnitude longer wavelength and oscillation period of THz pulses. By using THz pulses larger transversal size allows larger bunch charge and results in larger throughput. Longer temporal period also allows a larger temporal jitter tolerance between the electron bunch and the driving pulse.

Post-acceleration of relativistic electrons can be realized by driving the above introduced DLA setup with high energy THz pulses. Based on calculation results corresponding to dielectric grating length of 5 cm and nearly 20 mJ THz pulses with 0.33 and 0.7 THz frequency electrons with 1 MeV initial energy can be accelerated to 4 and 6.5 MeV, respectively.

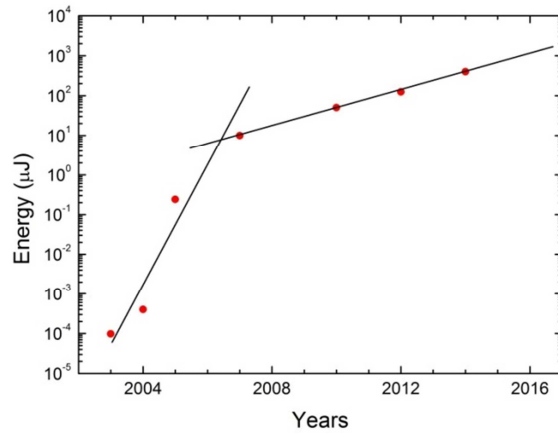


Fig. 1. Increase of THz pulse energy generated by LN in the last 10 years.

Hadron therapy motivates research dealing with the production of particle beams with ~ 100 MeV/nucleon energy and relative energy fluctuation on the order of 1%. Laser-driven accelerators produce ion beams with only tens of MeV/nucleon energy and extremely broad spectra.

Here, a novel method is proposed for post-acceleration and monochromatization of particles, leaving the laser-driven accelerator with velocity that is a fraction of c . It is based on the idea of using the evanescent field of THz electromagnetic pulses between a pair of dielectric crystals as is shown in Fig. 2b. Besides the extremely large available electric field strength, the other advantage of the THz-driven accelerator is that the 0.1–0.5 THz frequency range naturally fits in wavelength to practical sizes of proton beams generated in laser-driven proton accelerators.

For efficient acceleration and monochromatization the precise synchronization between the particle and the THz pulse is needed, that can be solved by well-known techniques. In order to reach the necessary energy the accelerator stages can be cascaded, thereby also allowing the precise adjustment of the synchronization during the acceleration process.

Simple model calculations show that the energy of a proton bunch can be increased from 40 to 56 MeV in five stages and its initially broad energy distribution can be significantly reduced (below 1%).

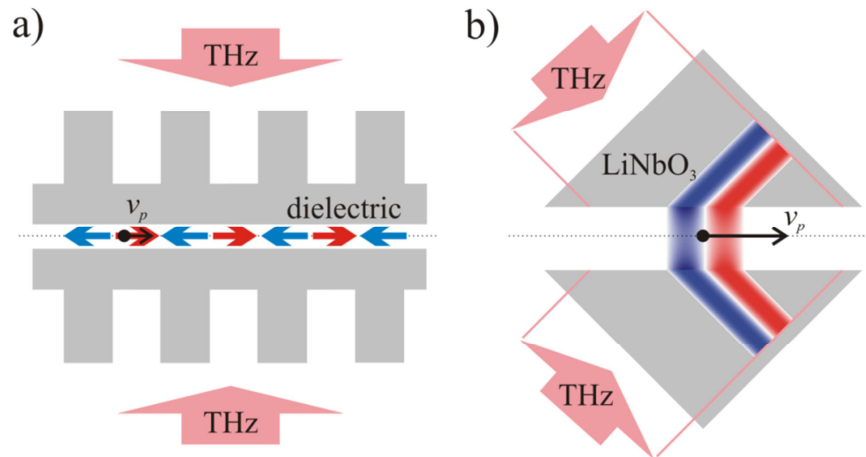


Fig. 2. Scheme of the THz-driven electron (a) and proton (b) acceleration.

The realization of the acceleration methods introduced above requires more detailed theoretical investigations and practical considerations. An important limiting factor is the damage of the dielectric materials caused by the intense THz pulses.

Financial support from Hungarian Scientific Research Fund grant numbers K 101846 and 113083, and SROP-4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0002 are acknowledged.

- [1] T. Plettner et al., Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams, **9**, 111301 (2006)
- [2] E. A. Peralta et al., Nature, **503**, 91-97 (2013)
- [3] J. Hebling et al., arXiv.org, arXiv:1109.6852 (2011)
- [4] J. Hebling et al., Opt. Express, **10**, 1161 (2002)
- [5] J. A. Fülöp et al., Opt. Express, **22**, 20155 (2014)
- [6] J. A. Fülöp et al., Opt. Express, **19**, 15090 (2011)
- [7] L. J. Wong et al, Optics Express **21**, 9792-9806 (2013)
- [8] A. Aimidula et al., Nucl. Instr. and Meth. A, **19**, 15090 (2014)
- [9] T. Plettner et al., J. Mod. Opt., **58**, 1518-1528 (2011)
- [10] L. Pálfalvi et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams, **17**, 031301 (2014)

3-ELEKTRODÁS LÁGY-RÖNTGEN LÉZER TERVEZÉSE ÉS KIVITELEZÉSE, VALAMINT AZ AKTÍV KÖZEG ELMÉLETI VIZSGÁLATA

Saplov Anatolij, Kiss Mátyás, Szász János, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej

Fizikai Intézet, Pécsi Tudományegyetem, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

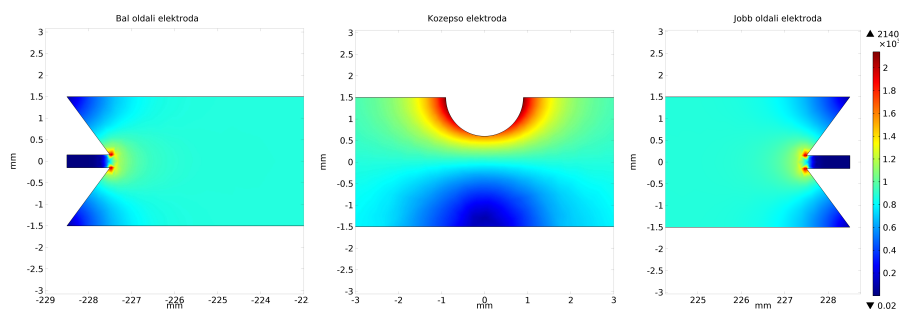
E-mail: saplov@gmail.com

Kapilláris kisüléssel működő lágy-röntgen lézerek ezidáig mind 2-elektrodás elrendezésűek voltak. A hELIOS projekt jóvoltából sikerült egy új, 3-elektrodás elrendezést kidolgoznunk (1. ábra), azzal a megfontolással, hogy a középső elektródának köszönhetően az átütési hossz feleződik. Ezáltal a ~ 200 kV-os tápfeszültség értéke akár 100 kV alá is csökkenthető anélkül, hogy a kimeneti teljesítmény csökkenne, vagy az eredeti tápfeszültség mellett, a kimeneti teljesítmény megduplázódhat. A rendszert úgy fejlesztettük, hogy a főkisülést indító szikraköz - egy külső excimer lézer segítségével - szabályozható legyen [1]. Ezt a tervezési kihívást úgy oldottunk meg, hogy a koaxiális elrendezésű vízi kondenzátor tengelye mentén szabad utat biztosítottunk a főkisülést indító excimer lézernyaláb számára.



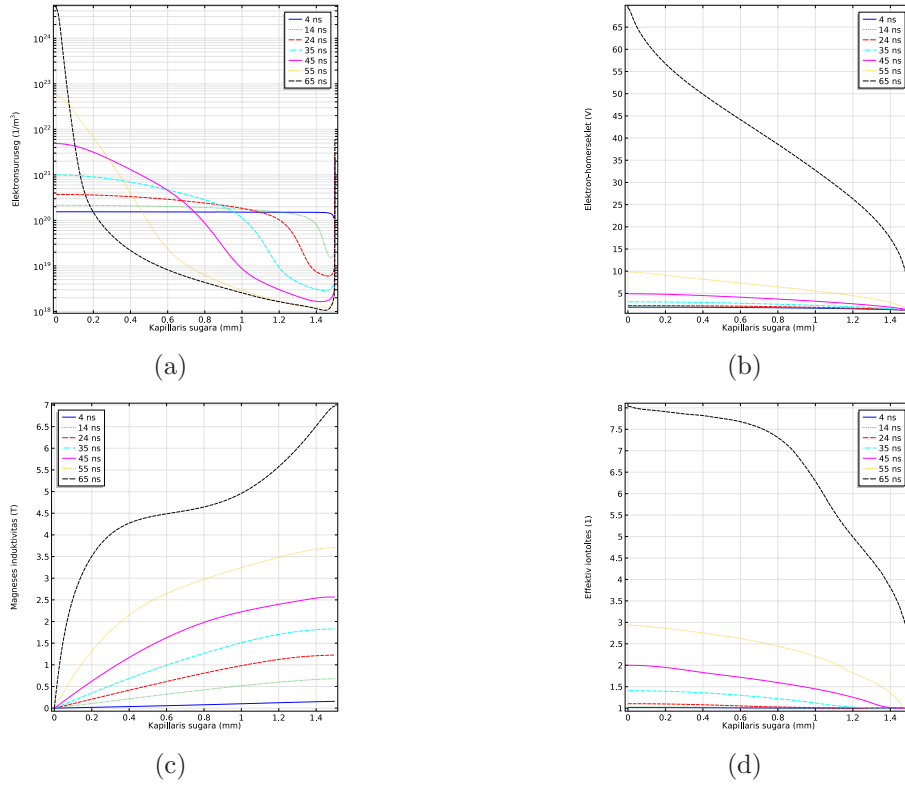
1. ábra. 3-elektrodás lágy-röntgen lézer tervezési (a) és kiviteli (b) fázisban.

A tervezéssel és kivitelezéssel egyidejűleg az aktív lézerműködésének elemzésével, modellezésével foglalkoztunk. Ez a közeg, egy 3 mm belső átmérőjű, 457 mm hosszúságú kapillárisban lévő alacsony nyomású Ar-gáz. Az említett közeg akkor válik aktívvá, amikor a kisülésben a külső gerjesztőáram meghalad egy küszöbértéket, és beindul az úgynevezett Z-pinch plazma-összehúzódnás.



2. ábra. Az aktív lézerműködésben várhatóan kialakuló elektrosztatikus tér kV/mm egységben.

A 2. ábrán látható, hogy a középső elektróda (katód) alakja és elrendezése nagyon be-



3. ábra. Az aktív lézerek gerjesztőáramának első negyedperiódusában kialakuló Z-pinch plazma-összehúzódnás néhány elméleti eredménye: (a) elektronsűrűség, (b) elektron-hőmérséklet, (c) mágneses induktivitás és (d) effektív iontöltés.

folyásolja az elektrosztatikus tér kialakulását, ezért az aktív lézerek ezen részén a plazma folytonossága megkérdőjelezhető.

Az említett plazma-összehúzódnást az 1D-s MHD (magnetohidrodinamikai) [2] modell segítségével írtuk le, azaz a plazmát tengely-szimmetrikusnak és csak sugárirányba változónak tekintettük. A modellből kapott eredmények (3. ábra) elég jó összhangban vannak a kísérleti tapasztalatokkal [3, 4], amelyeket a korábbi 2-elektrodás rendszerünkben mértünk.

Az új rendszer - fenti előnyeik kívül (fele feszültséggel működhet) - valóban kompakt, table top. A terjedelmes Marx-generátor helyett is kompakt impulzusüzemű nagyfeszültségű generátort fejlesztünk jelenleg.

Jelen projekt a hELIOS, ELI 09-1-2010-0013, ELIPSZTE támogatásával valósult meg.

Hivatkozások

- [1] G.Almási, M.Kiss, J.Szász, Sz.Kuhlevszkij, I.Sánta, S.Szatmári, Method and apparatus for synchronized starting of soft X-ray laser, Szabadalmi bejegyzés Amerikai Egyesült Államok (2014), Lajstromszám: US 8,792,522 B2
- [2] J.D.Callen, Fundamentals of plasma physics, University of Wisconsin, Madison (2003).
- [3] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari and S.V. Kukhlevsky, Contrib. Plasma Phys., **52**, 770 (2012).
- [4] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S.V. Kukhlevsky, Magnetolectric confinement and stabilization of Z-pinch in soft-x-ray Ar+8 laser, *Phys. Rev. Lett.*, **110**:(18) Paper 183902. 4 p. (2013).

MAGNETOELEKTROMOS Z-PINCH STABILIZÁLÁS KAPILLÁRIS KISÜLÉSSSEL GERJESZTETT AR⁺⁸ LÁGYRÖNTGEN LÉZERBEN

Szász János¹, Kiss Mátyás¹, Kuhlevszkij Szergej¹, Sánta Imre¹, Szatmári Sándor²

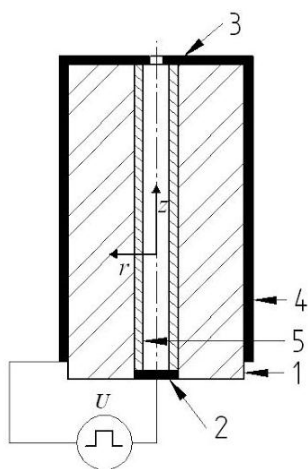
¹PTE TTK Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6

²SZTE TTK Kísérleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

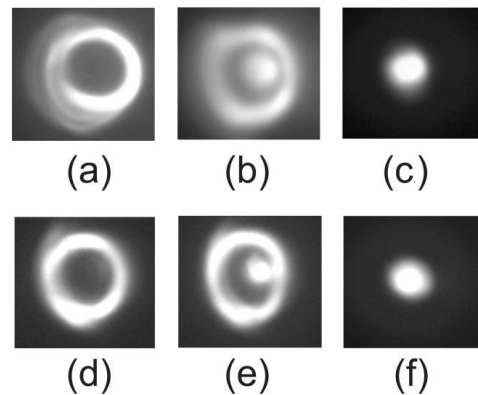
A nagyáramú kisüléssel gerjesztett plazmacsatorna saját mágneses terében fellépő Lorentz-erőnek köszönhető összehúzódása (Z-pinch keletkezés) szokott módja a nagy ion- és elektronhőmérsékletű plazmaoszlop előállításának. A folyamat kulcsfontosságú a termionizációs reakciókban, illetve kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgen lézerek esetén. Az Ar⁺⁸ lágyröntgen lézerben az erősen ionizált, neonszerű argon ionok 2p53p (J = 0) – 2p53s (J = 1) 46,9 nm hullámhosszú átmenetét használjuk ki a lézerműködéshez [1]. A gerjesztéshez forró ($T_e > 100$ eV) és nagy sűrűségű ($N_e > 10^{18}$ cm⁻³) plazma szükséges, amelyet kapilláris kisüléssel hozunk létre. A nagyáramú ($I > 10$ kA) kisülés a hosszú (0,5 m) és 3 mm átmérőjű Al₂O₃ kapillárisban, mintegy 0,5 mbar nyomású argongázban jön létre [1,2]. A kisülés során a plazmaoszlop saját mágneses tere a plazmaoszlopot sugárirányban nagyon gyorsan összehúzza, és kb. 500 μm átmérőben kialakul az említett hőmérsékletű és sűrűségű plazma (Z-pinch), amelyben axiálisan terjedő, kvázi-koherens lézersugárzás jön létre, a plazmahosszal arányos energiával. A Z-pinch kialakulásának feltétele, hogy a homogén plazmát állítsunk elő, ehhez a nagyáramú kisülést megelőzően mintegy 20 A csúcsáramú, előionizációs impulzussal hozunk létre néhány μs szélességű előkisülést egy külső áramkörrel. A kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgen lézerekben a Z-pinch keletkezésének alapfeltétele az előkisülés, mivel inhomogén plazma nem működik hullámvezetőként, így nem alakul ki lézerműködés sem [3]. A PTE TTK Fizikai Intézetben fejlesztett Ar⁺⁸ kapilláris lágyröntgen lézerben a kísérleteink során sikerült olyan geometriai elrendezést találni, amelyben a főkisülést létrehozó feszültségimpulzus keltette transzverzális elektromos tér szükségtelenné teszi a külső előionizációs egység alkalmazását, ezzel egyszerűbbé válik egy ilyen lézer kivitelezése [4].

A kísérleti elrendezésben a kisülés gerjesztésére egy 6-fokozatú Marx-generátor szolgál, 100...240 kV között állítható feszültséggel, 6 nF teljes kapacitás mellett. A lézeregység (gyors kisülési kör, szikraköz kapilláris) teljes egészében egy víztartályban kapott helyet, kihasználva a víz dielektromos tulajdonságát. A lézerműködéshez szükséges egy, a Marx-banknál gyorsabb energiatároló rendszer, erre szolgál a kapillárist körbefogó koaxiális kiképzésű kondenzátor, amelyet a Marx-generátor táplál. Ez a kondenzátor egy szikraközön keresztül csatlakozik a kapilláris mechanikusan szabad végére, a másik, rögzített vég földpotenciálra van.

A kapilláris és környezetének geometriáját az 1. ábra mutatja. A kerámia kapilláris egy további szigetelőfallal (1) körülvéve merül a vízbe. A kapilláris egyik vége a szikraközön keresztül kapcsolódik a gyorskísülésű nagyfeszültségű körhöz (2) a másik elektródánál (3) csatlakozik a kapilláris a gázrendszerhez az itt található a kilépő apertúra is. A kapillárist koaxiálisan vesz körül a másik elektróda (4), amely a gyors kísülés mellett biztosítja a radiális tér kialakulását a kapillárisban. Ennek a radiális térnek nagysága a kapilláris (2) elektródájánál a legnagyobb, feltételezhetően itt indul be a kísülés, majd terjed végig a kapilláris belső felületén (csúszó kísülés). Ekkor a még a plazmaoszlop árama kicsi, de a lavinaszerűen beinduló kísüléssel az áramerősség nő, és a plazma árama által keltett mágneses mező az áramsűrűséggel arányos Lorentz-erőt fejt ki a plazmára, amely ennek hatására összehúzódik, létrejön az erősítő közeg és a rezonátor nélküli kvázi-lézerműködés.



1. ábra A kapilláris kísülési cső kialakítása



2. ábra A lézernyaláb nyalábképe foszforernyőn (200 kV, 20 kA impulzus esetén, külső elő-ionizációval (a) – (c), és külső előionizáció nélkül (d) – (f). Nyomásértékek: (a), (d) – 0,35 mbar, (b), (e) – 0,3 mbar, (c) (f) – 0,25 mbar

Kísérleti eredmények alapján a külső áramkörrel létrehozott előkísülés nélkül, relatíve hosszú (0,5 m) kapillárisban is létrehozható a homogén plazma és a Z-pinch kialakulása, a lézerparaméterek (impulzusenergia, divergencia, nyalábkép, jitter) számottevő romlása nélkül. A 2. ábrán a nyalábkép változását mutatja különböző gáznyomás esetén, előionizációs áramkör nélkül (2a, b, c), és külső előionizációs áramkörrel (2d, e, f).

Jelen kutatás a Hungarian Extreme Light Infrastructure (ELI) projekt, hELIos, ELI 09-1-2010-0013, ELIPSZTE program támogatásával valósult meg.

[1] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L.Reale, S.V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, A. Faenov and T. Pikuz, Eur. Phys. J. D 19, **73** (2002).

[2] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky, Contr. Plasma Phys. **52**, 770 (2012).

[3] J.J. Rocca, V. Shlyaptsev, F.G. Tomasel, O.D. Cortzar, D. Hartshorn and J.L.A. Chilla, Phys. Rev. Lett. **73**, 2192 (1994).

[4] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, and S. V. Kukhlevsky, Phys. Rev. Lett. **110**, 183902 (2013)

EGYCIKLUSÚ, ALAKFORMÁLT, STABIL VÍVŐ-BURKOLÓ-FÁZISÚ ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSA SZINKROTRON SUGÁRZÁSSAL

Tibai Zoltán¹, Tóth György², Nagy-Csiba Zsuzsanna¹, Mechler Mátyás²,
Fülöp József^{2,3}, Almási Gábor^{1,2}, Hebling János^{1,2,3}

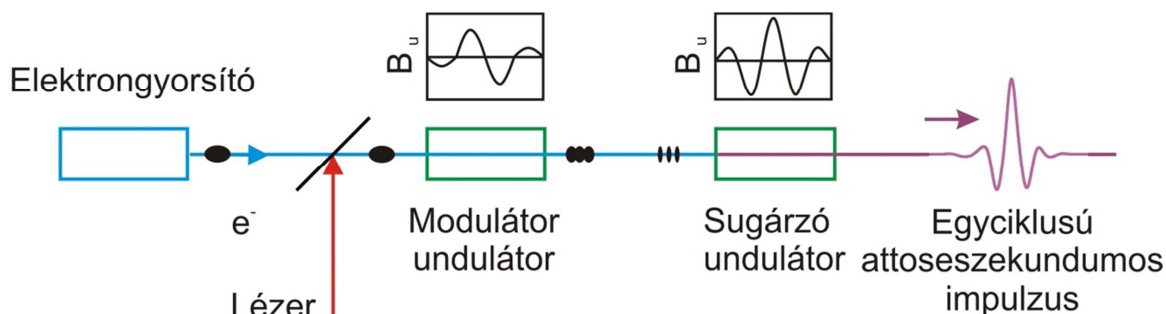
¹Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6

²MTA-PTE Nagyintenzitású Terahertzes Kutatócsoport, 7624 Pécs, Ifjúság útja 6

³Szentágotthai János Kutatóközpont, 7624 Pécs, Ifjúság útja 20

A fény-anyag kölcsönhatások területén az utóbbi években egyre több folyamatról bizonyosodott be, hogy a folyamat kialakulásánál jelentős szerepe van a vívő-burkoló fázisnak (carrier-envelope-phase, CEP) [1]. A hullámforma kontrollált néhány ciklusú lézerimpulzusokkal lehetőség nyílt izolált attoszekundumos impulzusok generálására, melyek felhasználhatóak az atomokban és molekulákban lévő elektronok dinamikájának vizsgálatára [2]. A szabadelektron lézerek megjelenése óta kivitelezhetővé váltak az EUV pumpa-próba kísérletek [3,4]. A legújabb javaslatok alapján lehetőség nyílhat röntgen-tartománybeli attoszekundumos impulzusok generálására is [5-7]. Ezek a sztochasztikus impulzus-formák azonban előnytelenek az alkalmazások tekintetében, valamint jelenleg nem létezik olyan technika, mellyel stabil CEP-kontrollált attoszekundumos impulzusokat tudnának előállítani. Korábban javasoltunk egy eljárást, mellyel lehetőség nyílik alakformált, CEP-kontrollált attoszekundumos impulzusok előállítására [8].

Az 1. ábrán az általunk javasolt elrendezés vázlata látható. Az elektrongyorsítóból érkező, relativisztikus sebességű elektronsomag áthaladva a modulátor undulátoron, kölcsönhatásba lép a nagy teljesítményű (TW) lézerrel és az undulátor mágneses terével. Ezek együttes hatásának köszönhetően energia-moduláció jön létre az elektronsomagban; ezáltal – bizonyos repülési út hossz után – az elektronok lokális sűrűsödése révén ultravékony elektronsomók, úgynevezett nanobunchok alakulnak ki. Amikor a nanobunchok longitudinális (haladási irányú) mérete minimális, átküldjük a sugárzó undulátoron. A nanobunchok a sugárzó undulátoron belül a Lorentz-erő által meghatározott pályán mozogva elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. A koherens sugárzás feltétele, hogy a nanobunch longitudinális mérete kisebb legyen, mint az előálló sugárzás hullámhosszána fele.



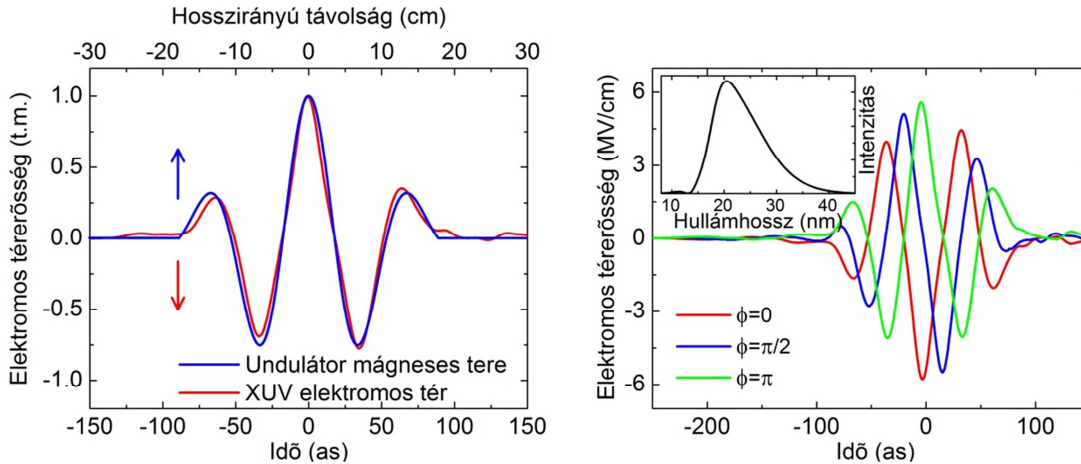
1. ábra. Az elrendezés vázlatos rajza.

A modulátorban lezajló folyamatokat és a nanobunch keletkezését a General Particle Tracer (GPT) [9] szoftverrel szimuláltuk. A szimulációban a hamburgi DESY által üzemeltetett FLASH II elektrongyorsító paramétereivel ($E=1000$ MeV, össztöltés 250 pC) [10,11], egy 516 nm-es, 10 TW-os lézerrel, valamint egy $K=1.4$ undulátorparaméterű, két periódusú trimmelt undulátorral számoltunk.

A sugárzó undulátorban keletkező sugárzást az undulátortól 8m-re számoltuk

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \sum \left[\frac{q\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{R} \times ((\vec{R} - R\vec{\beta}) \times \dot{\vec{v}})}{(R - \vec{R} \cdot \vec{\beta})^3} \right]_{ret}$$

alapján [12], ahol q a részecske töltése, $\vec{R}$ a részecske helyétől a megfigyelési pontba mutató vektor, $\vec{v}$ a részecske sebessége, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, ahol c a vákuumbeli fénysebesség. A sugárzó undulátoron belül mozgó elektronok sugárzásának időbeli alakja arányos az elektronok gyorsulásával, melyet a mágneses tér térbeli alakja határoz meg. Mivel a gyorsulást a Lorentz-erő határozza meg, elmondható, hogy a keltett sugárzás (elektromágneses impulzus) időbeli alakja közelítőleg lemásolja a sugárzó undulátor mágneses terét (2a. ábra). Továbbá a mágneses tér változtatásával a keltett sugárzás fázisa is változtatható (2b. ábra).



2. ábra. a) Sugárzó undulátor (kék) mágneses tere és a generált attoszekundumos impulzus (piros). b) CEP-kontrollált impulzusok.

A fent ismertetett eljárással a sugárzó undulátor undulátorparaméterét $K=0.5$ -re rögzítve, az undulátor periódusát 7, 14, 42 cm-nek választva, 6, 27 és 117 nJ-os energiával 10, 20 és 60 nm-es központi hullámhosszú CEP-kontrollált egyciklusú attoszekundumos impulzust kaptunk eredményül. K paraméter értékét megduplázva 10, 20 és 60 nm-en 14, 56 és 320 nJ energia is elérhető.

Helikális undulátort használva sugárzó undulátorként cirkulárisan poláros alakformált attoszekundumos impulzusok generálása is megvalósítható. $K=0.5$ -es undulátorparaméter mellett 20, 60 és 100 nm-es központi hullámhosszú egyciklusú impulzusok esetén 30, 150 és 250 nJ-os energia érhető el.

- [1] P. Dombi, J. Mod. Opt., **53**, 163-172 (2006).
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
- [3] Y. Jiang et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 263002 (2010).
- [4] M. Magrakvelidze et al., Phys. Rev. A **86**, 013415 (2012).
- [5] A. Marinelli et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 064804 (2013).
- [6] A. A. Zholents and G. Penn, Phys. Rev. ST Accel. Beams **8**, 050704 (2005)
- [7] D. J. Dunning et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 104801 (2013).
- [8] Z. Tibai et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 104801 (2014).
- [9] online at <http://www.pulsar.nl/gpt>
- [10] K. Honkavaara et al., in Proceedings of the 34th International Free-Electron Laser Conference, FEL2012, Nara, Japan, 2012, Report No. WEPD07.
- [11] S. Ackermann et al., in Proceedings of the 34th International Free-Electron Laser Conference, FEL2012, Nara, Japan, 2012, Report No. TUPD11.
- [12] J. D. Jackson: Classical Electrodynamics 3rd ed., Wiley, ISBN 0-471-30932-X

MEASUREMENT OF REFRACTIVE INDEX AND ABSORPTION COEFFICIENT OF CONGRUENT AND STOICHIOMETRIC LITHIUM NIOBATE IN THE TERAHERTZ RANGE

Márta Unferdorben¹, Zsuzsanna Szaller², Ivett Hajdara², János Hebling^{1,3}, László Pálfalvi¹

¹*Institute of Physics, University of Pécs, 7624 Pécs, Hungary*

²*Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, 1121 Budapest, Hungary*

³*MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, 7624 Pécs, Hungary*

The advantageous nonlinear optical properties of lithium niobate (LN) can be utilized in the THz frequency range in experiments such as high-energy THz pulse generation, nonlinear THz spectroscopy, and THz nonlinear optics. For the design of experiments and for accurate model calculations the knowledge of the absorption coefficient and refractive index of the material in the THz range has key importance. Mg doping has an effect on the spectroscopic properties of LN such as UV absorption edge [1], and IR absorption band belonging to the OH-stretch vibration [2,3] and on the photorefraction (which is disadvantageous in case of nonlinear applications) [4].

In order to get information about the effect of Mg doping on THz absorption and refraction time domain THz spectroscopy (TDS) measurements were performed. In TDS the electric field of a THz beam with and without sample was monitored as a function of time. From the temporal shape the spectral amplitude and spectral phase was determined by Fourier transformation. From the spectral amplitude the absorption coefficient, while from the spectral phase the refractive index was obtained.

Fig. 1. and 2. shows the measured refractive index and absorption coefficient values for a series of stoichiometric (sLN) and congruent (cLN) LN samples for ordinary and extraordinary polarization at room temperature in the 0.3÷2.5 THz range.

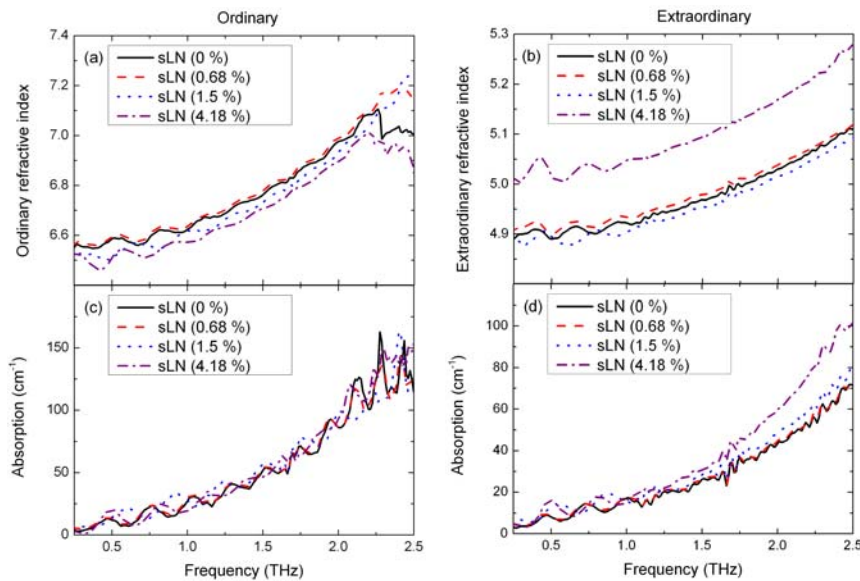


Fig. 1. Frequency dependence of ordinary (a,c) and extraordinary (b,d) refractive indices and absorption coefficients of undoped and Mg-doped (0.68, 1.5 and 4.18 mol % Mg concentrations) sLN crystals at 300 K.

As general observation it was found, that both extraordinary and ordinary refractive indices and absorption coefficients increase with frequency in the confidential interval for all samples. Beside the well known strong birefringence of LN in the THz range it was observed that for all compositions the dispersion of the ordinary refractive index is larger than that of the extraordinary. Furthermore the typical absorption coefficient values were higher for ordinary polarization.

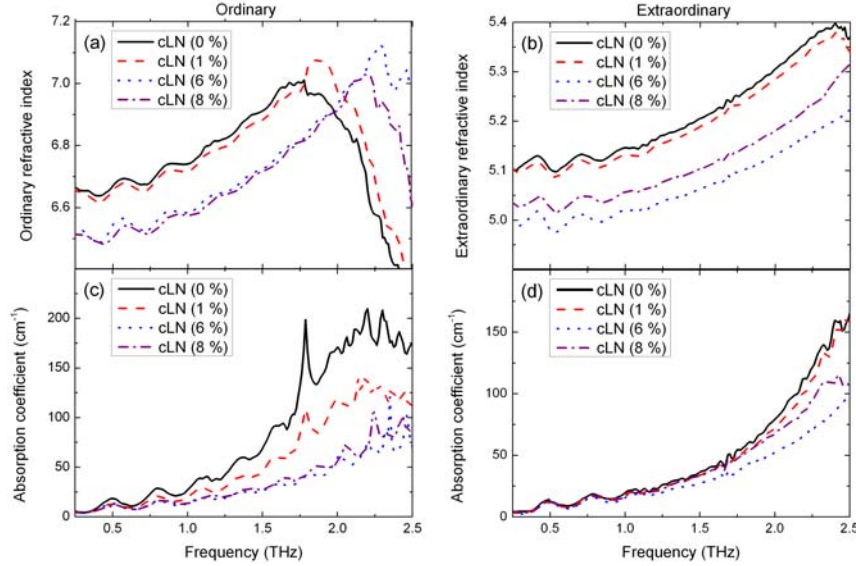


Fig.2. Frequency dependence of ordinary (a,c) and extraordinary (b,d) refractive indices and absorption coefficients of undoped and Mg-doped (1, 6 and 8 mol % Mg concentrations) cLN crystals at 300 K.

While there is no significant difference between the ordinary refractive index values of sLN samples belonging to different compositions (Fig. 1a), the ordinary refractive index values of cLN crystals (Fig. 2a) decreases with increasing Mg content, and have minima around the photorefractive threshold (~ 6 mol %). For extraordinary polarization the refractive index of three samples of sLN (undoped, and with 0.68 and 1.5 mol % Mg) differ from each other in rate comparable to the measurement error, but the sample with 4.18% Mg content is unambiguously separated from them (Fig 1b). The extraordinary refractive indices of cLN decreases with increasing Mg content, and have minima at the photorefractive threshold (Fig 2b).

For ordinary polarization the absorption coefficient values of sLN (Fig 1c) were found to be practically independent of Mg content while in case of extraordinary (Fig 1d) it has minima around the photorefractive threshold (~ 0.68 mol %) and it monotonously increases with increasing Mg concentration. In case of cLN samples for both polarization the absorption coefficient decreases with increasing Mg content, and have minima around the photorefractive threshold (Fig. 2c and d).

From the above results concerning the THz absorption of Mg-doped LN samples together with the well-known behavior of photorefraction we can conclude that the near-threshold (0.68 mol % Mg content for sLN and 6 mol % Mg content for cLN) composition is the most suitable for THz applications.

Financial support from Hungarian Scientific Research Fund grant numbers K 101846, 83390 and 113083, and SROP-4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0002 is acknowledged.

- [1] Y. Furukawa et al., Opt. Lett., **23**, 1892 (1998)
- [2] K. Polgár et al., Solid State Comm., **59**, 375 (1986)
- [3] D. A. Bryan et al., Appl. Phys. Lett. **44**, 847 (1984)
- [4] Y. Furukawa et al., Appl. Phys. Lett., **77**, 2494 (2000)
- [5] L. Pálfalvi et al., J. Appl. Phys., **97**, 123505 (2005)

QUANTUM MEASUREMENT OF QUBITS YIELDING MAXIMUM INFORMATION

Árpád Varga¹, Péter Ádám^{1,2}, János A. Bergou³

¹ *Institute of Physics, University of Pécs, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

² *Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner Research Centre for Physics,
Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest, P.O. Box 49, Hungary*

³ *Department of Physics and Astronomy, Hunter College of the City University of New
York, 695 Park Avenue, New York, New York 10065, USA*

Extracting information from a quantum system is a crucial problem in quantum information theory. A possible final task of the receiving party in quantum communication is to discriminate between a known set of states, generally non-orthogonal, with known prior probabilities. As perfect discrimination is not possible, we have to choose a figure of merit, and find a measurement which optimizes it. Accordingly, several strategies have been developed with respect to various criteria [1]. The most important strategies are unambiguous discrimination, minimum error (ME) discrimination, and maximum confidence measurements [2].

In quantum communication one can look for a measurement strategy maximizing the mutual information between the communicating parties. In this problem, we have a quantum channel, which is a sequence of individual quantum systems, each taken from a given set of states $\mathcal{E}$, and the receiver measures them one by one, by the measurement Π . Our task is to maximize the Shannon mutual information [3, 4, 5]

$$I[\mathcal{E}|\Pi] = \sum_j \xi_j \sum_m p(m|j) \ln \frac{p(m|j)}{p(m)} \quad (1)$$

between the measurement outcomes m and the input states j , where ξ_j is the a priori probability of the state j , and the $p(m|j)$'s are the conditional probabilities of getting the result m , given that the state j was prepared. If we fix the ensemble of states and their a priori probabilities, the problem reduces to finding a measurement, which maximizes the information gain from the system), and this maximum is called the accessible information. The problem is in general unsolved, except for some special cases[6, 7, 8].

In this communication we present a novel method based on the concepts of confidences which makes it possible to treat this problem analytically. We consider a qubit which is in a mixture of two known quantum states

$$\rho = \eta_1 \rho_1 + \eta_2 \rho_2 \quad (2)$$

with *a priori* probabilities η_1 and η_2 .

The information gain by the measurement can be redefined as $\Delta I = I_f - I_0$ where the initial information I_0 is determined by the input states only, therefore our task is to maximize the final information

$$I_f = \sum_i P(i) I_i, \quad (3)$$

where $P(i)$ is the probability of the i th measurement outcome clicking, and the information gain by the i th outcome can be defined using the confidences as

$$I_i = 1 + (C_i) \log_2(C_i) + (1 - C_i) \log_2(1 - C_i), \quad (4)$$

where

$$C_i = \frac{\eta_1 \text{Tr}(\rho_1 \Pi_i)}{\eta_1 \text{Tr}(\rho_1 \Pi_i) + \eta_2 \text{Tr}(\rho_2 \Pi_i)}. \quad (5)$$

Here we chose every element to identify the state ρ_1 , and $\text{Tr}(\rho_1 \Pi_i)$ is the probability that Π_i clicks, given that ρ_1 was prepared.

Using the confidence formalism introduced in [2] and the orthogonality constraint for the generalized measurement (POVM) $\sum_i \Pi_i = \hat{1}$ we simplify the expression for the information gain that is a function of the measurement parameters, and then we can reduce the problem to determining an extreme value along a one-dimensional object in the two-dimensional space of the confidences. After accomplishing this task, we can determine the POVM which optimizes the information gain for all relevant cases of the whole parameter space of the system of equation (2).

First we consider a qubit prepared in a state which is supposed to be a mixture of two pure states with equal a priori probabilities. In this case, we show that the ME POVM coincides with the ME POVM.

Then we consider a mixture of a pure and a given mixed state. In this case, if the two states are far from each other in the Bloch sphere, the POVM which yields the maximum information from the system is practically coincide with the ME POVM. However, if the two states are very close to each other in the Bloch sphere, the information yielded by the maximum information measurement will be much higher than the ME measurement. We show that the difference between the POVMs is maximal.

If both of the states are mixed, the same effect will appear, but the difference between the MI and ME strategies and the information they provide will be smaller. We show that if the mixedness of the states increases, the difference between the measurement strategies decreases exponentially.

When the *a priori* probabilities η_1 and η_2 are different, we show that the MI and ME strategies are in general different for the dominant part of the parameter space, and the optimal amount of information provided by the MI measurement can be considerably higher than the one obtained by any other measurement strategy.

References

- [1] J. A. Bergou, Journal of Modern Optics, Vol. 57, No. 3, 160 (2010)
- [2] S. Croke, E. Andersson, S. M. Barnett, C. R. Gilson, J. Jeffers Phys. Rev. Lett. 96, 070401 (2006)
- [3] A. S. Holevo, J. Multivariate Anal. 3, 337 (1973)
- [4] C. W. Helstrom, Quantum Detection and Estimation Theory (Academic Press, New York, 1976)
- [5] A. Peres, Quantum Theory: Concepts and Methods (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1992)
- [6] P. W. Shor, arXiv:quant-ph/0009077 (2000)
- [7] M. Sasaki, S. M. Barnett, R. Jozsa, M. Osaki, O. Hirota, Phys. Rev. A 59, 3325 (1999)
- [8] J. Řeháček, B.-G. Englert, D. Kaszlikowski, Phys. Rev. A, 71, 054303 (2005)

AZ ELHÍZÁS HATÁSÁNAK *EX VIVO* CARS ÉS *IN VIVO* SHG MIKROSKÓPIÁS VIZSGÁLATA EGÉRBŐR MODELLEN ÚJ, Yb-SZÁLERŐSÍTŐN ALAPULÓ STOKES FÉNYFORRÁSSAL

Haluszka Dóra^{1,2}, Szipőcs Róbert^{2,3}, Wikonkál Norbert¹, Kolonics Attila^{2,3}

¹ *Semmelweis Egyetem Bőr-, Nemikórtani és Bőronkológiai Klinika, 1085 Budapest, Mária u. 41.*

² *MTA Wigner FK, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.*

³ *R&D Ultrafast Lasers Kft, 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.*

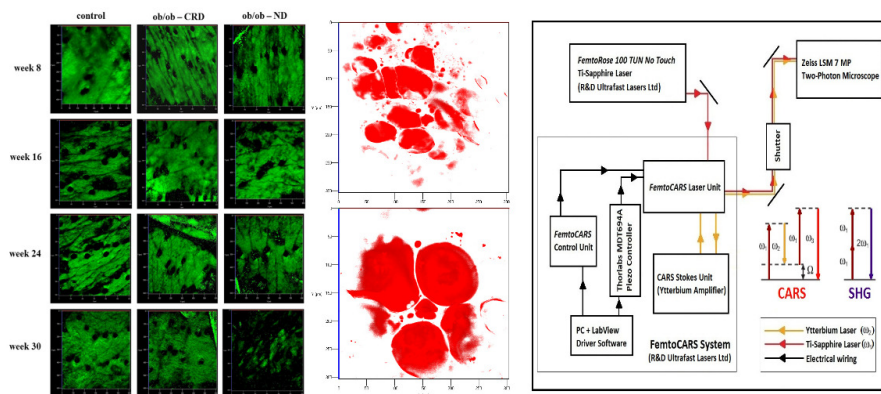
Az utóbbi évek jelentős áttörést hoztak a nemlineáris 3D mikroszkópia bőrgyógyászatban és gyógyszeriparban történő kutatási és klinikai alkalmazása területén, amiben leggyakrabban fluoreszcens jelölés-mentes technikákat (2PEF, SHG, CARS stb.) használunk [1,2,3].

Az elhízás (obesitas) olyan kórállapot, mely során a túlzott zsírraktározás olyan mértékű, hogy az káros az egészségre, illetve számos betegség kialakulásához vezethet, ilyen például a magas vérnyomás, szív- és érrendszeri megbetegedések vagy a 2. típusú diabétesz [4]. Az elhízás következményeként kialakuló 2-es típusú cukorbetegség gyakorisága világszerte növekszik, jelenleg hazánkban a lakosság mintegy 6 %-át érinti [5]. A betegek számát az ezredfordulón világszerte 175 millióra becsülték, míg az újabb előrevetített adatok szerint a kórkép 2030-ra 370 millió embert fog érinteni [6].

A megnövekedett testtömeg a kóros zsírlerakódás, illetve a megnövekedett zsírsejtek számának következménye. A bőr dermis rétegének fibroblaszt sejtei szintetizálják az extracelluláris mátrixot alkotó kollagént és elasztikus rostokat. Elhízás során a megnövekedett zsírsejtek szabad zsírsavakat termelnek, melyek csökkentik a fibroblaszt sejtek proliferációját, fokozzák a kollagént lebontó enzimek aktivitását, illetve szabadgyök képződéshez vezetnek [7, 8]. Ezek a folyamatok hozzájárulnak a diabéteszhez társuló dermatológiai kórképek kialakulásához.

Munkánk során genetikailag módosított, leptin deficiens, elhízott egér modelleket vizsgáltunk 30 héten keresztül. 3D mikroszkópiás vizsgálatainkat a fluoreszcens jelölésektől mentes másodharmonikus keltés (SHG) módszere és a koherens anti-Stokes Raman mikroszkópia (CARS) lehetővé tette [9], amelyekkel *in vivo* és *ex vivo* körülmények között vizsgáltuk a dermis kollagén szerkezetét illetve a szubkután zsírsejteket. A mérési összeállításra vonatkozó vázlat az 1. ábrán jobb oldalon látható.

Eredményeink azt mutatták, hogy az elhízás mértékével arányosan a dermis kollagén mennyisége csökken, illetve szerkezete megváltozik (1. ábra, bal oldal). Továbbá a CARS mikroszkópiás mérések megerősítették, hogy az elhízott állat adipocita sejtei szignifikánsan nagyobb kiterjedésűek voltak a kontrollhoz képest (1. ábra, középen), és a dermis felé nyomulva feltételezhetően hozzájárulhatnak az extracelluláris mátrix degradációjához, melynek következtében a dermis elvékonyodott.



1. ábra

Összefoglalva eredményeinket munkánk során sikerült igazolnunk, hogy a nemlineáris képalkotó módszerek (SHG, CARS) megfelelően alkalmazhatók a metabolikus szindróma által okozott elváltozások azonosítására, ami a jövőben olyan nem invazív diagnosztikai célra alkalmas képalkotó eszköz megalkotását teszi lehetővé, ami a praktizáló orvosnak segít a diabéteszsel járó dermatológiai kórképek korai felismerésében [10].

A most bemutatott munkát a NFÜ TECH-09-A2-2009-0134 számú szerződése és az R&D Ultrafast Lasers Kft. támogatta.

Hivatkozások

- [1] P. Bognár, D. Haluszka, N. Wikonkál, A. Kolonics, R. Szipőcs and S. Kárpáti, Reduced Inflammatory Threshold Indicates Skin Barrier Defect in Transglutaminase 3 Knockout Mice, *J Investigative Dermatology* **134**, (2014)
- [2] A. Kolonics, Zs. Csiszovszki, E.R. Tőke, O. Lőrincz, D. Haluszka and R. Szipőcs, In vivo study of targeted nanomedicine delivery into Langerhans cells by multiphoton laser scanning microscopy, *Experimental Dermatology* **23**, (2014)
- [3] E.R. Toke, O. Lorincz, Z. Csiszovszki, E. Somogyi, G. Felföldi, L. Molnár, R. Szipőcs, A. Kolonics, B. Malissen, F. Lori, J. Trocio, N. Bakare, F. Horkay, N. Romani, C.H. Tripp, P. Stoitzner, J. Lisiewicz, Exploitation of Langerhans cells for in vivo DNA vaccine delivery into the lymph nodes, *Gene Therapy* **21**, (2014)
- [4] World Health Organization, World Health Report p.6 (2000)
- [5] Zs. Asztalos A diabetes mellitus cerebrális szövődményei. *Orvosi hetilap* **50** (2007)
- [6] S. Wild, G. Roglic, A. Green, R. Sicree and H. King Global prevalence of diabetes: estimates for the year 2000 and projections for 2030. *Diabetes Care*, **27** (2004).
- [7] T. Ezure and S. Amano, Negative regulation of dermal fibroblasts by enlarged adipocytes through release of free fatty acids. *J Invest Dermatol*, **131** (2011)
- [8] T. Ezure and S. Amano, Increased subcutaneous adipose tissue impairs dermal function in diet-induced obese mice. *Exp Dermatol*, **19** (2010)
- [9] A. Kolonics, D. Csáti, P. Antal and R. Szipőcs; A simple, cost efficient fiber amplifier wavelength extension unit for broadly tunable, femtosecond pulse Ti-sapphire lasers for CARS microscopy; In: Proc. BIOMED Biomedical Optics and Digital Holography and Three Dimensional Imaging (Miami, Florida, United States, April 28-May 2 2012)
- [10] D. Haluszka, R. Szipőcs, N. Wikonkál, A. Kolonics, Characterization of Obesity in Murine Skin in vivo by CARS and SHG Microscopy Using a Cost Efficient, Fiber Laser Based Wavelength Extension Unit, EUROPHOTON 2014 Conference, paper WeP-T1-P-13 (2014).

AZ *IN VIVO* KÉTFOTON MIKROSZKÓPIÁBAN HASZNÁLATOS, KÖZELI INFRAVÖRÖS TARTOMÁNYBAN MŰKÖDŐ FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZEREK BIZTONSÁGTECHNIKAI VIZSGÁLATA

Haluszka Dóra^{1,2}, Lőrincz Kende¹, Wikonkál Norbert¹, Szipőcs Róbert^{2,3}

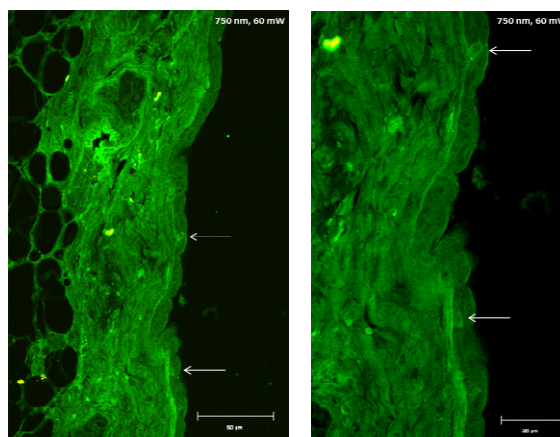
¹ Semmelweis Egyetem Bőr-, Nemikórtani és Bőronkológiai Klinika, 1085 Budapest, Mária u. 41.

² MTA Wigner FK, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.

³ R&D Ultrafast Lasers Kft, 1121 Budapest, Konkoly-Thege M. út 29-33.

Az *in vivo* nemlineáris mikroszkópiai módszerek az utóbbi évtizedben egyre elterjedtebbé váltak az élettudományok területén [1-3], köszönhetően számos előnyös tulajdonságuknak. A képalkotáshoz szükséges nagy intenzitású lézer fényforrás azonban nem megfelelő beállítások mellett károsíthatja a vizsgált mintát, ez lehet hő- [4], mechanikai [5] és fotokémiai [6] károsító hatás. A fotokémiai károsodás az intracelluláris koromfórok többfotonos gerjesztésének következtében alakul ki. Sejtes rendszerekben ez a károsodás teljesen hasonló az UVB besugárzás által okozottakkal [7]. A DNS abszorpciós spektruma 245-290 nm (260 nm-es maximummal) nagyobb részben a napfény UVC és UVB tartományát foglalja magában. Az UV-fotonok a DNS-ben elnyelődve ciklobután-pirimidin-diméereket (CPD) és egyéb fotoproduktumokat indukálnak [8]. Az említett DNS-léziók a nukleotid excíziós reparáció (NER) révén javíthatóak ki, azonban nem megfelelő reparáció esetén, a tovább folyó replikáció hatására DNS-hurkok, majd egyszálú DNS-gap-ek keletkeznek a dimerek helyén, amely a DNS kettős hélix torzulásához és a polimeráció blokkolásához vezethet [9].

A nemlineáris folyamatok alkalmazása közben tehát különböző biztonságtechnikai szempontokat kell figyelembe vennünk. A munkánk során alkalmazott AF, SHG és CARS módszerek eltérő optikai problémákat vetnek fel. Diagnosztikai szempontból legfontosabb feladat a megfelelő felvételek készítése. A bőr vizsgálata közben figyelembe kell vennünk az endogén kromofórok két-foton karakterisztikáját. A kollagén méréséhez például nagyobb teljesítményre és más gerjesztési hullámhosszra van szükségünk, mint például az epidermis sejteit esetében, valamint az is meghatározó, hogy az azonosítandó kromofórok milyen mélységben helyezkednek el.



1. ábra

Célunk, hogy olyan beállításokkal sikerüljön jó minőségű felvételeket készíteni, amik nem okoznak károsodást a sejtekben, illetve egy olyan gerjesztési hullámhossz kiválasztása, amivel egyszerre több kromofór is detektálható. Munkánk során különböző hullámhosszú és teljesítményű lézer beállítások mellett sugarasztunk be frissen kimetszett egérbőrt. A mintát utána formalinban fixáltuk, majd paraffinba ágyasztunk és immunfluoreszcens jelölési technikával detektáltuk a ciklobután dimereket.

Eredményeink kiértékelése során CPD-pozitív sejteket rövidebb hullámhosszak és viszonylag nagyobb teljesítmények mellett detektáltunk (1 ábra, nyílakkal jelölve), melynek mennyisége és intenzitása a pozitív kontrollhoz képest elhanyagolható volt. A hosszabb hullámhosszak használata méréseink szerint nem okozott DNS károsodást.

Összefoglalva, eredményeink azt mutatták, hogy a megfelelő beállítások mellett a nemlineáris képalkotó módszerek nem okoznak károsodást a bőrben, így a jövőben biztonságosan alkalmazhatóak *in vivo* diagnosztikai célokra.

A most bemutatott munkát a NFÜ TECH-09-A2-2009-0134 számú szerződése és az R&D Ultrafast Lasers Kft. támogatta.

Hivatkozások

- [1] P. Bognár, D. Haluszka, N. Wikonkál, A. Kolonics, R. Szipőcs and S. Kárpáti, Reduced Inflammatory Threshold Indicates Skin Barrier Defect in Transglutaminase 3 Knockout Mice, *J. Investigative Dermatology* **134**, 105-111 (2014)
- [2] A. Kolonics, Zs. Csiszovszki, E.R. Tőke, O. Lőrincz, D. Haluszka and R. Szipőcs, In vivo study of targeted nanomedicine delivery into Langerhans cells by multiphoton laser scanning microscopy, *Experimental Dermatology* **23**, 596-605 (2014)
- [3] E.R. Toke, O. Lorincz, Z. Csiszovszki, E. Somogyi, G. Felföldi, L. Molnár, R. Szipőcs, A. Kolonics, B. Malissen, F. Lori, J. Trocio, N. Bakare, F. Horkay, N. Romani, C.H. Tripp, P. Stoitzner, J. Lisziewicz, Exploitation of Langerhans cells for in vivo DNA vaccine delivery into the lymph nodes, *Gene Therapy* **21**, 566-574 (2014)
- [4] B.R. Masters, P.T. So, C. Buehler, N. Barry, J.D. Sutin, W.W. Mantulin and E. Gratton, Mitigating thermal mechanical damage potential during two-photon dermal imaging. *J Biomed Opt*, **9** (2004).
- [5] Y. Fu, H. Wang, R. Chi and JX Cheng, Characterization of photodamage in coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy. *Opt Express*, **14** (2006).
- [6] F. Fischer, B. Volmer, S. Puschmann, R. Greinert, W. Breitbart, J. Kiefer and R. Wepf, Skin imaged by femtosecond laser irradiation: a risk assessment for in vivo applications. *Biophotonics and New Therapy Frontiers*, (2006).
- [7] K. Konig, P.T. So, W.W. Mantulin, B.J. Tromberg and E. Gratton, Two-photon excited lifetime imaging of autofluorescence in cells during UVA and NIR photostress. *J Microsc*, **183** (1996).
- [8] F.R. de Gruijl, and H. Rebel, Early events in UV carcinogenesis--DNA damage, target cells and mutant p53 foci. *Photochem Photobiol*, **84** (2008)
- [9] H.J. Ruven, R.J. Berg, C.M. Seelem, J.A. Dekkers, P.H. Lohman, L.H. Mullenders and A.A. van Zeeland, Ultraviolet-induced cyclobutane pyrimidine dimers are selectively removed from transcriptionally active genes in the epidermis of the hairless mouse. *Cancer Res*, **53** (1993)

NANOSZEKUNDUMOS LÉZERREL INDUKÁLT MECHANIKAI FOLYAMATOK MO VÉKONYRÉTEGEKEN

Búzás András¹, Vajda Balázs², Geretovszky Zsolt²

¹Szegedi Biológiai Kutatóközpont, Biofizika Intézet, 6726 Szeged, Temesvári krt. 62.

²Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

A vékonyrétegek mintázására alternatív lehetőséget kínál, ha nem a termális (olvasás, párolgás), hanem az annál jóval alacsonyabb hőmérsékleten lejátszódó termo-mechanikai folyamatokat hasznosítjuk. A nanoszekundumos lézeres besugárzás során fellépő hirtelen hő-sokk következtében igen jelentős (MPa – GPa nagyságrendű) stressz léphet fel, melynek következtében a rétegek teljesen leválhatnak a hordozóról. Ezen mechanikai folyamatok számos esetben előnyösebb morfológiát eredményeznek mint a termális folyamatok, ráadásul sok esetben a szelektív megmunkálás is könnyen biztosítható [1]. Emiatt fontos megvizsgálni, mely körülmények kedveznek a mechanikai folyamatok kialakulásának. Az alábbiakban olyan kísérleteket mutatunk be, ahol e mechanikai folyamatok által elérhető morfológiát vizsgáltuk különböző rétegvastagságú üveg hordozóra porlasztott Mo vékonyrétegek impuzuslézerrel történő mintázása során.

Három különböző – 100, 500 és 1000 nm – rétegvastagságú, 2.5 mm vastag üveg hordozóra porlasztott Mo rétegen végeztünk lézeres ablációs kísérleteket. A kísérletekhez 1064 nm hullámhosszú és 25 ns impulzushosszú lézert használtunk, melynek impulzusismétlési frekvenciája 5000 Hz, nyalábja pedig TEM₀₀ intenzitás eloszlású. A kísérleteket mind *réteg oldali*, mind pedig *üveg felőli* megvilágítással elvégeztük. A kísérletekben a lézernyaláb sugarát (a max. intenzitás 1/e² részénél) a minta felszínén 10 és 50 µm között, az impulzusok energiáját pedig a 4 és 70 µJ tartományban változtattuk. Mivel a 100 és 500 nm vastag rétegek teljesen hasonló viselkedést mutatnak, a rájuk vonatkozó eredményeket az 500 nm vastag réteg példáján keresztül mutatjuk be.

A mintán lejátszódó mechanikai folyamatok egyik legfontosabb jellemzője, hogy a rétegek mekkora területen delaminálódnak, azaz válnak le a hordozóról. Az 1. ábrán azt mutatjuk meg, hogy a delaminált területek átmérői miként változnak a minta által elnyelt energiasűrűség függvényében. A különböző nyalábméreteken készített kráterek összehasonlíthatósága érdekében a delaminált területek átmérőjét a nyalábátmérővel normáltuk. A grafikonokon – eltérő színekkel – mindkét irányú megvilágítás eredményét feltüntettük: a kék szín a réteg oldali, míg a piros a hordozó oldali megmunkáláshoz tartozó adatokat jelöli. Az ábrán üres szimbólumok jelölik azon adatpontokat, ahol a rétegeltávolítás folyamata tisztán mechanikai. Ilyen pontok a Mo réteg vastagságától függetlenül az alacsonyabb energiasűrűség tartományban fordulnak elő. A tele szimbólumok olyan krátereket jelölnek, ahol már a termális folyamatok is részt vesznek a morfológia kialakításában.

Az 1.a ábrán az 500 nm vastag Mo rétegre vonatkozó eredményeink láthatók. Szembeszökő, hogy ez esetben a két megvilágítási irány nagyon hasonló kráterátmérő vs. energiasűrűség trendet eredményez. A grafikonra beszúrt optikai mikroszkópos felvételeken az is megfigyelhető, hogy ez esetben a morfológia is nagyon hasonló, függetlenül a megvilágítási iránytól. Megfigyeltük továbbá, hogy mindig marad vissza mechanikailag roncsolt terület, azonban a nyalábméret csökkentésével ezen területek aránya jelentősen csökkenthető.

Az 1.b ábra az 1000 nm vastag Mo réteg esetét mutatja, ahol megfigyelhető, hogy a különböző oldalról történő megvilágításhoz eltérő trendek tartoznak, amely eltérések a beszúrt optikai mikroszkópos felvételeken is megfigyelhetők. A legjelentősebb különbség az, hogy a

rétegoldali megvilágítás során mindig visszamarad mechanikailag roncsolt rész, míg hátoldali megvilágítással elérhető a réteg teljes eltávozása, azaz a tiszta kráter.

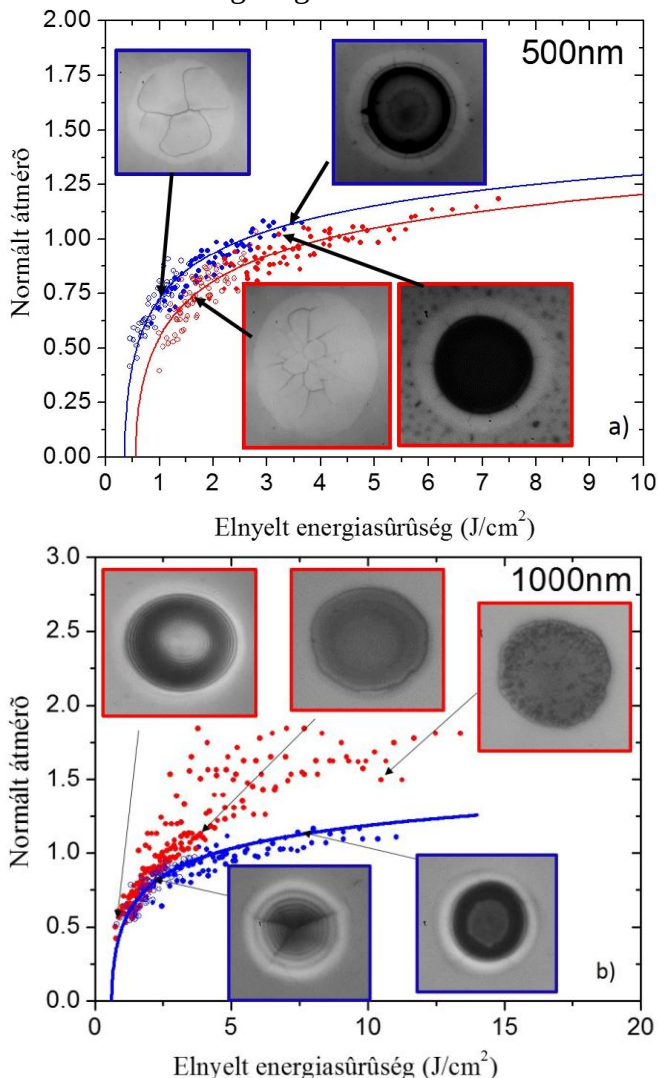
A mérési pontokra illesztett görbéket azzal a feltételezéssel származtattuk, hogy a kráterméreteket a beérkező lézerimpulzus Gauss intenzitáseloszlása és a delaminációhoz tartozó energiasűrűség küszöb határozza meg. Az 500 nm vastag rétegeknél mért adatsorok a megvilágítás irányától függetlenül jól illeszthetők a bevezetett elméleti görbével, és ugyanez igaz az 1000 nm vastag film rétegoldali megvilágítása esetén mért adatsorra is. Ezzel szemben az 1000 nm vastag film hátoldali megvilágítása nem illeszthető az elméleti görbével. Ez összhangban van azzal a tapasztalattal, hogy 1000 nm-es réteg esetén a morfológiában is lényeges különbségeket figyeltünk meg a két ellentétes oldali megvilágítás során.

Az a tapasztalat, hogy különböző rétegvastagságokhoz és megvilágításhoz (beleértve a 100, 500 nm mindkét oldali megvilágítást, illetve az 1000 nm filmoldali megvilágítást) hasonló morfológia, illetve azonos trend tartozik, arra enged következtetni, hogy a mechanikai folyamatok hasonló mechanizmus szerint játszódnak le. Ezzel szemben az 1000 nm hátoldali megvilágítása esetén mind a morfológia, mind pedig a görbe futása a többitől eltérő, ami egyszersmind eltérő mechanizmust jósol.

Megfigyeléseinket összegezve az egyik legfontosabb tapasztalat, hogy a vizsgált rétegvastagságok esetén a Mo réteg lézeres mintázása során a mechanikai roncsolódás mindig fellép. A 100 és 500 nm vastag rétegek esetén tiszta krátert a termális folyamatok dominánsá tételével (nyalábméret csökkentésével) lehet elérni, amelyre mindkét oldalról történő megvilágítással lehetőség van. Az 1000 nm vastag réteg esetén csak a hátoldali megmunkálás segítségével lehet elérni tiszta krátert.

Összefoglalásként elmondható, hogy a nanoszekundumos impulzushosszakra a szakirodalomból ismert termális effektus megjelenését és dominációját bizonyos paraméter-tartományon mi is megfigyeltük.

Ugyanakkor egy új, termomechanikai mechanizmus is kiváltható, tipikusan a kis energiasűrűségek tartományában, melynek segítségével törmeléktől, illetve repedésektől mentes megmunkált területet tudunk kialakítani.



1. ábra A delaminált területek nyalábméretére normált átmérője az elnyelt energiasűrűség függvényében (kék: rétegoldali, piros: hordozó oldali megvilágítás). A beszúrt optikai mikroszkópos felvételek az egyes tartományokhoz tartozó morfológiát mutatják.

A HOFMAISTER EFFEKTUS SZABÁLYZÓ HATÁSA A FAD MOLEKULA KONFORMÁCIÓS ÁLLAPOTAINAK POPULÁCIÓJÁRA: ULTRAGYORS FLUORESZCENCIA KINETIKAI VIZSGÁLATOK

Sarlós Ferenc, Dér András és Groma Géza

MTA Szegedi Biológiai Kutatóközpont, Biofizikai Intézet, 6726 Szeged, Temesvári krt. 62.

Franz Hofmeister a 19. század második felében a fehérjék oldhatóságát vizsgálva felismerte, hogy az anionok egy – kaotrópoknak nevezett – csoportja segíti az oldódást, míg a kozmotrópoknak nevezett csoport tagjai aggregációt idéznek elő [1]. Az erősen kozmotrópokról (SO_4^{2-} , F^-) az erősen kaotrópok (ClO_4^- , SCN^-) irányában haladva felállított egy oldhatósági sorrendet. A későbbi vizsgálatok eredményeképpen kiderült, hogy ez a sorrend meglepően általánosan igaz az anionoknak a fehérjék és más kolloidok aggregációs és konformációs állapotaira gyakorolt szabályzó hatásának relatív erősségére vonatkozólag.

A Hofmeister effektusban fellépő ion specificitás nyilvánvalóan nem magyarázható az elektrolitok klasszikus elméleteivel (oldatok Born energiái, Debey-Hückel model, zeta és felületi potenciálok, kolloid kölcsönhatások Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek féle elmélete). A közelmúltban ismét a kutatások homlokterébe került probléma legújabb modelljei figyelembe veszik az oldószer, az ionok és a kolloidok között fellépő bonyolult erőhatásokat, köztük a kvantummechanikai soktest problémával leírható diszperzív erőket [1]. Nyilvánvaló, hogy tényleges makromolekulák esetén – amelyeken az eddigiebben a Hofmeister effektust leggyakrabban megfigyelték – ezek a modellek rendkívül számításigényesek. Célul tűztük ki tehát, hogy az effektus fellépését egy kisméretű molekulán is kimutassuk, és kvantitatíve jellemezzük.

A flavin-adenin-dinukleotid (FAD) molekula alapvető fontosságú koenzim az eukarióták redox folyamatainak szabályzásában. Ismeretes, hogy a fluoreszkáló flavin és a nem fluorescens adenin csoport relatív helyzete alapvetően kétféle konformációt eredményezhet. A sík (nyitott) konformációban az adenin távol esik a flavintól, így nem perturbálja annak fluoreszcenciáját, melynek élettideje néhány ns. Az összehajtott (zárt) konformációban viszont a két csoport közötti kölcsönhatás (feltehetőleg elektron transzfer) következtében az élettidő jelentősen lecsökken [2]. Munkahipotézisünk szerint a kaotróp illetve kozmotróp típusú anionok szabályzó hatást fejtenek ki e konformációs állapotok populációinak megoszlására, amely jól mérhető a fluoreszcencia kinetika paramétereivel.

Kísérleteinket a közelmúltban általunk felépített ultragyors fluoreszcencia élettidő mérőrendszeren végeztük. Ez a rendszer kombinálja az időkorrelált egyfonon számlálási módszer nagy érzékenységet a fluoreszcencia felkonvertálás nagy időfelbontásával. Ennek megfelelően az extrém széles 100 fs – 10 ns idő és a teljes látható spektrális tartományban képes detektálni a fluoreszcencia kinetikát.

Heterogén rendszerek esetén, mint amilyen a különböző konformációs állapotokat betöltő FAD molekula vizes oldata, a fluoreszcencia kinetika több komponenset tartalmaz, melynek kiértékelése közismerten nehéz probléma. Ennek megoldása érdekében egy merőben új megközelítést alkalmaztunk, amely az időállandók széles, kvázifolytonos halmazán való amplitúdó eloszlással jellemzi a kinetikát, úgy, hogy azokat az eloszlásokat részesíti előnyben,

amelyek a legkevesebb számú nemzérus értékű amplitúdóval rendelkező élettípus pontot tartalmazznak (ritka vektorok) [3].

A fenti kísérleti és kiértékelési módszert alkalmazva megállapítottuk, hogy a FAD molekula vizes oldata négy diszkrét időállandóval jellemezhető: 2 ps, 8 ps, 80 ps és 3 ns körüli értékekkel. A leglassabb komponens nyilvánvalóan a nyílt konformációval azonosítható, a másik három pedig valószínűleg egy-egy zárt konformációs állapothoz tartozik. Fellép továbbá egy ~300 fs időállandójú komponens is, melynek amplitúdója kis hullámhosszaknál pozitív, nagyoknál pedig negatív. Ez a komponens a gerjesztett állapotbeli Stokes-eltolódásnak felel meg, időállandója a szolvatációs dinamika által meghatározott [3].

A kinetikai vizsgálatokat különböző Hofmeister anionok jelenlétében elvégezve megállapítottuk, hogy az időállandók nagy pontossággal változatlanok maradtak. Ugyanakkor az amplitúdók jelentős változást mutattak: kozmotróp anionok jelenlétében a zárt, kaotrópok esetében pedig a nyílt konformációs állapotok populációjának növekedését mutatták. Ez az eredmény tökéletesen megfelel a Hofmeister effektusból vártaknak. Sikert tehát a jelenséget egy fontos, kisméretű biomolekulán kimutatni, melyen a modellszámítások a makromolekulákhoz képest lényegesen egyszerűbben végezhetők el.

- [1] P. Lo Nostro and B. W. Ninham, Chem. Rev. **112**, 2286 (2012)
- [2] T.N. Nakabayashi, Md. S. Islam and N. Ohta, J. Phys. Chem. B **114**, 15254 (2010)
- [3] G. I. Groma, Z. Heiner, A. Makai and F. Sarlós, RSC Adv. **2**, 11481 (2012)

ULTRARÖVID IMPULZUSOK ERŐSÍTÉSE 80 MHz ISMÉTLÉSI FREKVENCIÁN IN-VIVO KÉTFOTONOS ABSZORPCIÓN ALAPULÓ MIKROSZKÓPIAI ALKALMAZÁSOKHOZ

Andrásik A.¹, Nagymihály R.S.¹, Tóth Sz.¹, Börzsönyi F.¹,
Jójárt P.¹, Börzsönyi Á.^{1,2}, Osvay K.^{1,2}

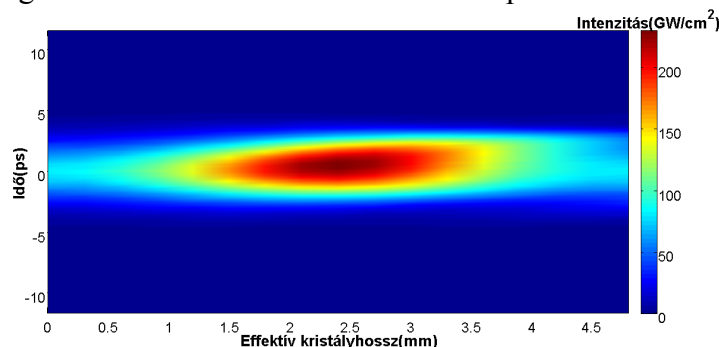
¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

²ELI-Hu Nonprofit Kft, H-6720 Szeged, Dugonics tér 13.

Kutatásunk célja egy olyan erősítő rendszer felépítése, mely egy spektrálisan hangolható titán-zafír oszcillátor 80 MHz ismétlési frekvenciával rendelkező, 100 fs-os impulzusainak energiáját legalább ötszörösére, 150 nJ-os szintre erősíti. Az erősített impulzusokat egy kétfotonos mikroszkóp használja majd fel, melyek segítségével agyszövetek különböző helyeken lévő, mélyen fekvő idegsejtjeinek működéséről lehet majd 3D-s, in-vivo megfigyeléseket végezni [1].

Az erősítő rendszer tervezésének kezdetei szakaszában három kísérleti megvalósítás lehetőségét vizsgáltuk meg. Az első folytonos üzemi, a második impulzusüzemi pumpalézerrel gerjesztett titán-zafír alapú, a harmadik pedig optikai parametrikus erősítő rendszer volt. Mivel a három lehetőség közül két esetben impulzus üzemi pumpalézer szükséges, ezért az első megvalósítási lehetőségtől elálltunk. A jelenlegi kétfotonos mikroszkópokat [2] MaiTai HP OS lézeroszcillátorok (80MHz, 2.5W, 100 fs, 690-1040nm hagnolási tartomány) hajtják meg, így a modellezésünken ezen impulzusokra alapoztuk.

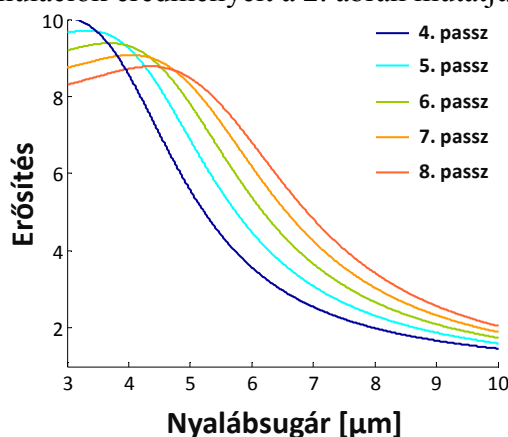
Az optikai parametrikus erősítés (OPA – optical parametric amplification) egy un. nemlineáris kristályban történik, mely nem-, vagy csak igen kis mértékben abszorbeál pumpa energiát, így egy ilyen erősítőben elhanyagolhatóak a termikus hatások. A tervezés kezdeti szakaszában számolásokat végeztük, melyek segítségével kiválasztottuk a megfelelő nemlineáris kristályt, meghatároztuk annak különböző paramétereit, nevezetesen az ideális kristályhosszat és a fázisillesztési szögét, valamint meghatároztuk az optimális fókuszálás mértékét. Így nemlineáris közegként a BBO-t (béta-bárium-borát) választottuk, melynek ideális hossza 2 mm körül mozog, a fázisillesztési szöge pedig 23-24°. A számításokból az is kiderült, hogy effektív erősítés eléréséhez a jelimpulzust jelentősen nyújtani kell, azonban a nyújtott impulzus erősítés során spektrálisan beszűkül. Ebből kifolyólag kompromisszumot kell kötnünk az elérhető erősítés és a beszűkült sávzélességből adódó Fourier-limitált időbeli impulzushossz miatt.



1. ábra Az ábrán a nyújtott jel impulzus adott időpillanataihoz tartozó intenzitás értékeit szemlélteti a kristály hossza mentén.

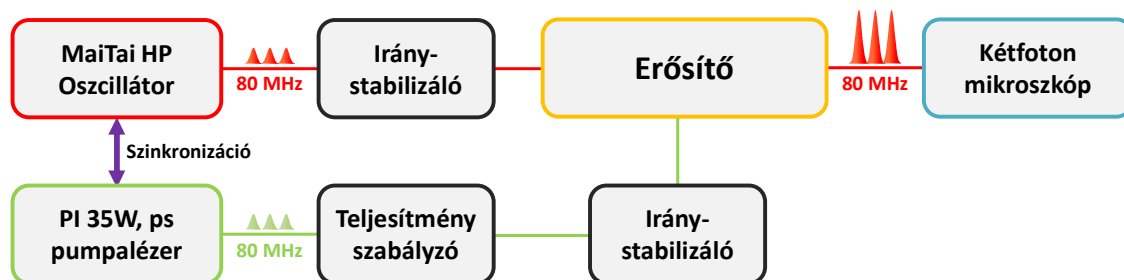
A szimulációk szerint a jel és pumpa nyalábok 30 μm -es nyalábméretre történő lefókuszálása esetén az impulzust közelítőleg 13 ps-ra kell kinyújtani, amely esetén az impulzus energiája 5.7-szeresére, a Fourier-limitált időbeli hossza pedig 130 fs-ra növekszik meg. A szimuláció egy eredményét szemlélteti az 1. ábra.

A második módszer az impulzus üzemű lézerrel pumpált titán-zafír kristályban való erősítésen alapul. Ezen esetben a szimulációk a Frantz-Nodvik analízisen alapultak. Meghatároztuk erősítés értékét a kristály hossza, a fókuszált foltméret, az abszorpciós együttható, és a pumpa energiájának függvényében. Az eredmények alapján egy 8 passzos erősítő került megtervezésre, amely egy 6 mm geometriai hosszúságú, 4.8 1/cm abszorpciós együtthatójú titán-zafír kristályt tartalmaz erősítő közegként. A kristály pumpálásához a Photonics Industries 35 W-os PS-532-35 típusú modelljét választottuk, amely 20 ps-os, 475 nJ-os impulzusokat tud biztosítani. A pumpa nyalábot az optimális erősítés elérése érdekében a kristályon belül 9-10 μm -es átmérőre kell lefókuszálni. Az erősítésre vonatkozó szimulációk eredményeit a 2. ábrán mutatjuk be.



2. ábra Erősítés értéke a pumpa és jel nyalábsugarának függvényében az egyes passzok után.

A második fázisban Oslo programot használva elkészítettük az erősítő koncepciót, melyhez egy hárompasszos elrendezés lett tervezve a szimulációk eredményeinek tekintetbe vételével. A tervet később optimalizáltuk a beérkezett lézerek paraméterei szerint. A titán-zafír erősítő megvalósításánál a legfőbb technológiai probléma a kristály megfelelő hűtésének kérdése. Mivel a használt pumpalézer átlagteljesítménye igen magas, a kristályhoz egy kriogenikus hűtéssel ellátott tartót illetve egy kisméretű vákuumkamrát terveztünk, amelyeket le is gyártattunk. A hűtést a CryoMech PT60-as modellje végzi, amely terhelés alatt 40 K hőmérsékletet biztosít a kristálytartó számára. A teljes rendszert a 3. ábra szemlélteti.



3. ábra A teljes kísérleti rendszer sematikus képe.

Jelen fázisban a titán-zafíron alapuló erősítési kísérletek folynak, amelyeket a későbbiekben az optikai parametrikus technológiával való mérések fognak követni. A kísérletek eredményei alapján a rendszer optimalizálását fogjuk elvégezni. Végül egy command-control rendszer kialakításával az erősítőt szoftveres vezérléssel fogják tudni használni a mikroszkópiás alkalmazásokhoz.

Kutatómunkánk KMR_12-1-2012-0214 projektazonosító szám alatt a Kutatási Innovációs és Technológiai Alap finanszírozásával valósul meg.

[1] G.Katona, G.Szalay, P.Maák, A.Kaszás, M.Veress, D.Hillier, B.Chiovini, E.S.Vizi, B.Roska, B.Rózsa, Nature Methods **9**, 201-208 (2012).

[2] <http://femtonics.eu>

HIDROGÉNATOM GERJESZTÉSE ÉS IONIZÁCIÓJA RÖVID LÉZERIMPULZUSOKKAL

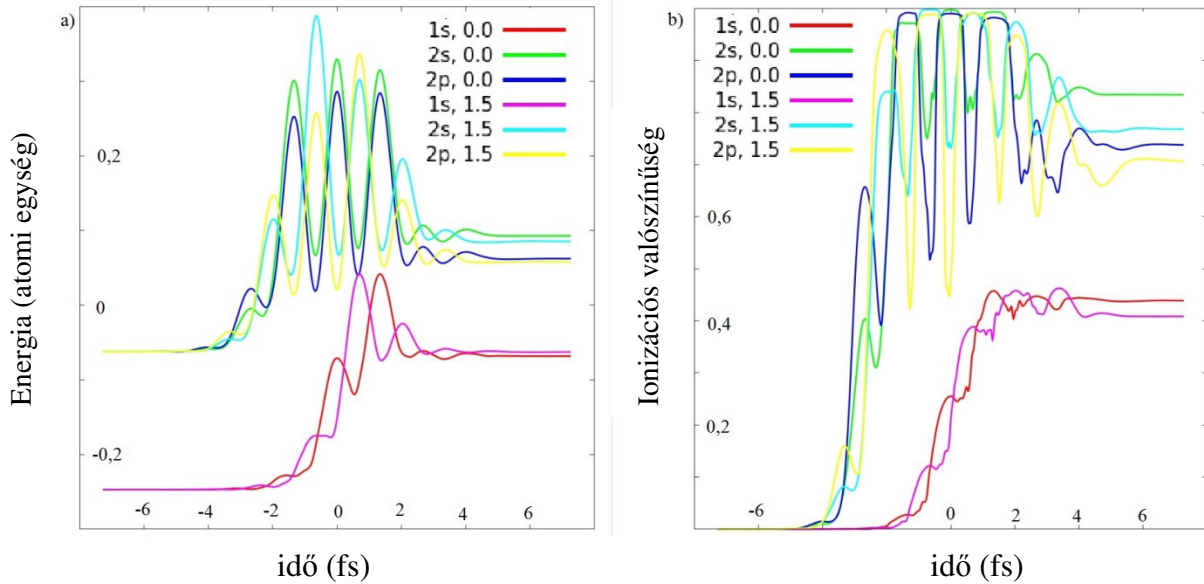
Ayadi Viktor, Benedict Mihály és Földi Péter

Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 84-86

Atomi és molekuláris rendszerek elektronjainak kötött és szabad állapotai között történő átmenetek a kvantummechanika legérdekesebb kérdései közé tartoznak mind elméleti, mind pedig kísérleti szempontból. A gyakorlati megvalósítást tekintve ezen átmenetek talán legfontosabb előidézője külső elektromágneses sugárzás, napjainkban pedig a rövid, néhány optikai ciklust tartalmazó lézerimpulzusok szerepe kiemelkedő.

A hidrogénatom sok szempontból a legalaposabban vizsgált fizikai rendszerek közé tartozik, ugyanakkor a kísérleti módszerek fejlődésével [1] újra és újra felmerülnek olyan kérdések, amelyek értelmezéséhez a legegyszerűbb atom ad segítséget. Elméleti számításaink a rövid lézerimpulzusok által előidézett kötött-szabad átmenetek részleteinek a vizsgálatára irányulnak.

Amennyiben a kezdőállapot gömbszimmetrikus (ahogyan az 1s alapállapot), a lézertér pedig síkban polarizált, akkor az elektron-proton rendszer relatív koordinátájában a hengerszimmetriának köszönhetően a probléma pusztán kétdimenziós (az m kvantumszám mindig 0). Ez azt jelenti, hogy megfelelő numerikus módszerek alkalmazásával hatékony eszköz kerül a kezünkbe a kérdések megválaszolására.



1. ábra a): Az atomi Hamilton operátor várható értéke, b): Az ionizációs valószínűség. A görbék jelölése: kezdőállapot, φ_{CEP} .

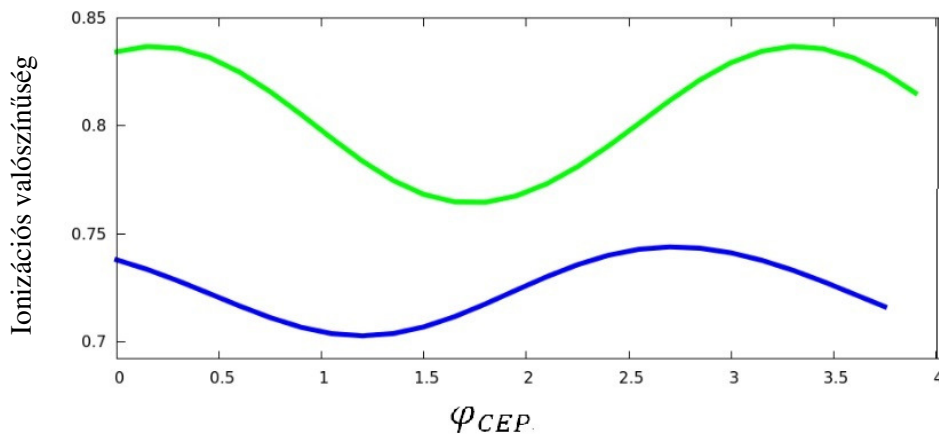
Az általunk választott numerikus módszer egy kellően nagy térbeli tartomány diszkretizálásán alapul. A $z = 0$ síkban polarizált elektromágneses impulzus térerősségét

$$E_x = E_0 \cos(\omega t + \varphi_{CEP}) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right)$$

alakúnak vesszük, ez a térerősség hat kölcsön mindkét töltött részecskével (elektron illetve proton), ami a relatív koordinátát tekintve egy exE_x dipólszerű tagot jelent a Hamilton

operátorban. A Coulomb potenciál szingularitását megfelelően kezelve [2] az időfüggő Schrödinger egyenlet kellő pontossággal és elfogadható gépidő felhasználásával megoldható. Számításaink során a következő konkrét impulzusparamétereket használtuk: $E_0 = 15\text{GV/m}$, $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = 800\text{nm}$ és $\tau = 2.0\text{fs}$.

Eredményeink egy részét az 1. ábrán láthatjuk, ahol különböző kezdőállapotok (1s, 2p) esetén az atomi Hamilton operátor várható értékét [1a)] és az ionizáció valószínűségét [1b)] láthatjuk az idő függvényében, a φ_{CEP} fázis két különböző értékére. Ahogyan az 1b) ábra mutatja, az ionizációs valószínűség (azaz a szabad állapotok súlya a hullámfüggvényben) nem monoton növekvő függvénye az időnek, a lézertér előjelének megváltozásakor a protontól addig távolodó elektron-hullámcsomag visszafordul, és részben újra kötötté válik. A lézertér lecsengése után az ionizációs valószínűség konstanssá válik, de – ahogyan az ábrán is látszik – ez a konstans függ φ_{CEP} -től. Ennek a vivő-burkoló fázistól való függésnek a részleteit látjuk a 2. ábrán: a vizsgált paramétertartományban nagyjából 10% relatív modulációt jelent φ_{CEP} változása. Számításaink szerint az elektronok végső térbeli eloszlása is mutat φ_{CEP} függést.



2. ábra A végső ionizációs valószínűség 2s (felső görbe) és 2p (alsó görbe) kezdőállapot esetén

Eredményeink [3] egy klasszikusnak tekinthető fizikai rendszer modern fényforrásokkal való kölcsönhatására vonatkoznak, és lehetőséget adnak a kísérleti eredmények háttérének az alapos megértéséhez, jól illeszkedve a hidrogénatommal kapcsolatos legfrissebb számítások (pl.: [4]) vonalába.

Köszönetnyilvánítás:

A szerzők ezúton is köszönetet mondanak Dr. Gyémánt Ivánnak és Dr. Papp Györgynek az értékes diszkusszióért. Munkánkat az OTKA (T81364), valamint a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060, a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 és a TÁMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0010 projektek támogatták.

Irodalom

- [1]: G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villaresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori and S. De Silvestri, *Nature* **414**, 182 (2001).
- [2]: K. Mohseni and T. Colonius, *J. Comp. Phys.* **157**, 787 (2000).
- [3]: V. Ayadi, M. G. Benedict, P. Földi, előkészületben (2014).
- [4]: Qianguang Li, Xiao-Min Tong, Toru Morishita, Hui Wei, and C. D. Lin, *Phys. Rev. A* **89**, 023421 (2014).

ATTOSZEKUNDUMOS FÉNYFORRÁS GENETIKUS OPTIMALIZÁLÁSA

Balogh I.,¹ Bódi B.,² V. Tosa,³ E. Goulielmakis,⁴ Varjú K.,^{1,5} és Dombi P.^{2,4,5}

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged

²Wigner Fizikai Kutatóintézet, MTA Lendület Ultragyors Nanooptika csoport, 1121 Budapest

³National Institute for R&D of Isotopic and Molecular Technologies, 400293 Cluj-Napoca, Romania

⁴Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

⁵ELI-HU Nonprofit Kft., 6720 Szeged

Az ultragyors optika egyik alapvető célja minél rövidebb lézerimpulzusok előállítása és felhasználása; időfelbontott mérésekkel az attoszekundum skáláján lejátszódó folyamatok mérhetők, például a fotoionizáció[2] vagy az Auger-folyamatok[3].

Tipikusan a HHG magasharmonikus keltés módszere alkalmas erre, melynek során egy erősített femtoszekundumos impulzust egy gázcellába vagy szilárdtestre fókuszálva az eredeti (gyakran infravörös) frekvencia páratlan felharmónikusai emittálódnak. Az így létrejött sugárzást spektrálisan megfelelően szűrve attoszekundumos impulzusok is nyerhetők. Az így nyert XUV nyalábot kettéosztva használható pumpa-próba mérésre, ahol két fotonra van szükség egy mérhető (ionizáció, disszociáció) atomi vagy molekuláris folyamathoz.

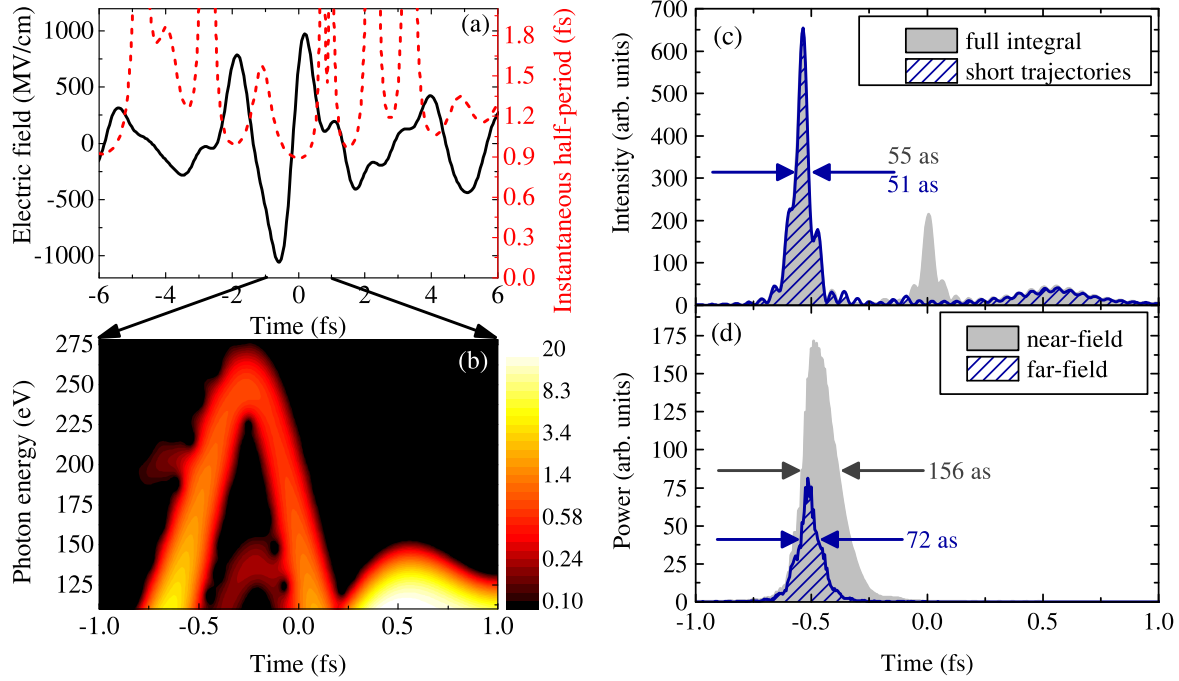
Újabb fejlesztések történtek a lézerimpulzus alakformálásának irányába infravörös és XUV esetében is. Munkánk során egy ilyen „fényforrás szintetizátort” modelleztünk számítógépes szimulációval. Itt[4] egy széles spektrumú (1040-347nm) fehér fényt vágtak három tartományra (698 ill. 501nm), majd ezeket kissé megváltoztatva illesztették össze a HHG folyamathoz.

Az eredeti elrendezést kissé módosítottuk, így az optikai elemek paraméterei (pl. az ékpárban a fény útja) helyett praktikusabb választással éltünk; vivő-burkoló fázisok, relatív amplitúdók és időbeli eltolások definiálják a változást az egyes csatornáknál. Az eredeti három kísérleti hullámalak mellé egy negyediket adtunk szupergausszi formában az UV régióban (272nm-ig), hasonlóan kísérletileg akkor tervezték hozzáadni a rendszerhez. Az így összeillesztett nyalábot 10^{15} W/cm² intenzitásra normálva a HHG egyatomos választ számoltuk az erős-tér közelítésben[5] Ne gázban, majd a fentebb írt spektrális szűrés adja az atto-impulzust.

Az atto-impulzus alakját-tulajdonságát egyetlen függvénnyel értékeljük, melynek értéke nagyobb, ha az alak megfelelőbb a célnak. Az így nyert paraméterhalmazon tehát ez egy szélsőérték-keresés, megfelelő illeszkedési-paraméter választásával, melyet genetikus algoritmussal oldottunk meg. Ennek során a programkód véletlenszerűen választ pontokat a paraméterterben, majd egy kezdeti egyedpopulációt, mint pontok halmazát változtatja minden generációban, kiválogatva a legjobbakat az evolúció ötletét utánózva, eredményként szélsőértéket ad, ami akár a globális is lehet. Célfüggvényeként több variációt is kipróbáltunk, ezek eredményét pedig 3D propagációs algoritmussal teszteltük.

Az első cél egy minél rövidebb atto-impulzus előállítása volt. A félértékszélesség, mint célfüggvény nem működött, mert a minél rövidebb impulzushoz az algoritmus épp a félérték alatti mellékcsúcsokat adott eredményként, ezért a csúcs tizedérték-szélességét is belefoglaltuk a definícióba. Az így elért 55as FWHM hosszúságot csak a rövid elektrontrajektóriákra való korlátozással (kísérletileg is szétválasztható) 51as-ra csökkenti. A 2012-ben kísérletileg felállított 67as világrekordot nem volt célunk túlszárnyalni, inkább a módszer hatékonyságára voltunk kíváncsiak. A propagációs kód hosszú lefutása miatt nem is volt célunk ezt tovább

optimalizálni, az egyatomos válasz eredmény bemenetét használtuk a 3D számoláshoz. Ez ebben az esetben 156as-ra nyúlt a köztérben, mely megfelelő térbeli szűréssel 72as-ra javítható. A másik esetben attoszekundumos duplaimpulzus volt a cél, azonos amplitúdóval és a



1. ábra. A rövidimpulzus futás eredménye. (a) Meghajtó tér és az azonnali félperiódus. (b) A dipólsugárzás által az idő-frekvencia analízis. (c) A genetikus algoritmus eredménye, az egyatomos válasz rövid trajektóriákra és teljes integrálással. (d) A propagációs eredmény közel- és távotérben.

késleltetés hangolhatóságának ötletével. Egy triviális megoldás, ha a keltő tér félperiódusa az impulzusok közti távolság, melyet igyekeztünk elkerülni; a négy csatornát tekintve ez eleve nem jól definiált. 300, 700 és 900as késleltetések közül az utóbbiaknál időbeli szeparációt ad az idő-frekvencia analízis, a 300as esetében viszont egy csúcsot válik szét a rövid és hosszú trajektóriás megoldások miatt. A 3D propagáció az atto-impulzusokat kissé eltorzította, de azok duplaimpulzus jellege megmaradt, bár az amplitúdó arányok is megváltoztak.

Hivatkozások

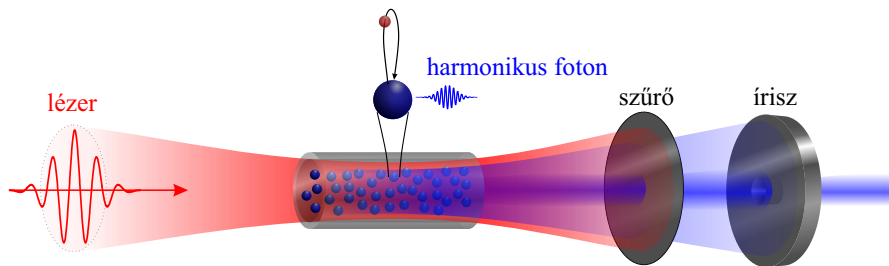
- [1] E. Balogh, B. Bódi, V. Tosa, E. Goulielmakis, K. Varjú and P. Dombi, Phys. Rev. A **90**, 023855 (2014).
- [2] M. Schultze et al., Science **328**, 1658 (2010).
- [3] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg et al., **419**, 803 (2002).
- [4] A. Wirth, M.T. Hassan, I. Grguras, J. Gagnon, A. Moulet, T.T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z.A. Alahmed, A.M. Azzeer, V.S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Science **334**, 195 (2011).
- [5] M. Lewenstein, P. Balcou, M.Y. Ivanov, A. L’Huillier, and P.B. Corkum, Phys. Rev. A **49**, 2117 (1994).

ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUS-KELTÉS ELMÉLETI VIZSGÁLATA

Balogh Imre¹, Major Balázs¹, Varjú Katalin¹

¹ SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

A lézertechnológia rohamos fejlődése, az egyre növekvő intenzitások elérése új tudományterületek felé nyit utat. Ma már egyetemi laboratóriumokban rutinszerűen előállíthatóak olyan intenzív lézerterek, melyek esetében az elektromos térerősség eléri, sőt meghaladja az atomok, molekulák elektronjait kötő (Coulomb-) tér nagyságát. A nagy intenzitású (10^{14} W/cm²) lézertér képes atomok vagy molekulák elektronjainak kiszakítására (optikai ionizáció), és a szabaddá vált elektronok gyorsítására. Ha az elektron visszajut az iontörzs közelébe, ott befogódhat, és energiája egy foton formájában kibocsátódik.



1. ábra. Magasrendű felharmonikusok keltésének sematikus ábrája. Egy néhány optikai ciklusú lézerimpulzust gázcellába fókuszálva harmonikus sugárzás kelthető amennyiben az intenzitás elég nagy ($\approx 10^{14}$ W/cm²). A szűrők (vékony fém fólia és írisz) megtisztítják a nyalábot a keltő tértől, az alacsonyabb rendű harmonikusoktól és a sugárzás nagyobb divergenciájú komponenseitől, ami az időképpen attoszekundumos impulzusok létrejöttét eredményezi.

1987 óta ismert, hogy az előbbi folyamat révén, szabad nemesgáz atomok, nagy teljesítményű lézertérben a lézer frekvenciájának páratlan többszöröseit sugározzák ki. A spektrum magas központi frekvenciája, illetve nagy sáv szélessége (akár a több századik felharmonikus is elérhető) lehetővé teszi attoszekundumos (10^{-18} s) impulzusok előállítását. A magasrendű harmonikusok kutatása 2001-ben nyert új lendületet, amikor az attoszekundumos impulzusok létét több laboratóriumban is kísérletileg igazolták. Azóta komoly erőfeszítés jellemzi az attoszekundumos impulzusok előállítására és alkalmazására irányuló törekvéseket. Az attoszekundumos időskálán elektronok viselkedése figyelhető meg. Az attoszekundumos impulzusok biztosítják az elektronok mozgásának vizsgálatához, illetve irányításához szükséges eszközöket. A nemlineáris optika, az intenzív fény-anyag kölcsönhatási vizsgálatok mára az attoszekundumos fizika megszületéséhez vezettek. A szegedi attoszekundumos fizikai kutatásoknak különös jelentőséget és aktualitást biztosít, hogy Szeged határában épül meg az Extreme Light Infrastructure – Attosecond Light Pulse Source (ELI ALPS) attoszekundumos specializációjú európai kutatóintézet.

Kutatócsoportunk fő érdeklődési területe az attoszekundumos impulzusok keltésének vizsgálata, optimalizációja. A vizsgálatokat elsősorban elméleti modellekkel végezzük. Egyetlen atom és a lézertér kölcsönhatását egy félklasszikus (fél kvantummechanikai), három fázist megkülönböztető modellel számoljuk. Ezen modell szerint a harmonikusok keltésének folyamata

a korábban említett három elkülönülő folyamatra bontható fel: az elektron kiszabadítása az atomi potenciálgödörből optikai ionizációval, a szabad elektron mozgása a lézer elektromos terében és a visszatérő elektron befogódása az iontörzs közelében, amely folyamat során kibocsátódik a harmonikus foton. Ebben a modellben az elektron ionizációjának időpontja meghatározza a lehetséges visszatérés idejét és energiáját, ezáltal a keltett sugárzás frekvencia-idő tulajdonságát. Ezzel az intuitív modellel betekintést nyerhetünk a harmonikus keltés részleteibe, és megérthetjük a jelenség mögött rejlő fizikát.

A harmonikus keltés egy koherens folyamat, ezért fontos a közeg különböző részein keltett sugárzás fázisa is, melyet a keltő lézertér tulajdonságai határoznak meg. A kiterjedt közeg nemlineáris válaszához meghatározásához egy háromdimenziós propagációs modellt használtunk, mely figyelembe veszi a közegben terjedő keltő impulzus torzulását, így a tér egyes pontjaiban a helyi lézertér értékével számolja az egy-atom kölcsönhatást és fázis-helyesen összegzi az elemi forrásokból származó magas harmonikus sugárzást.

Ezen modellek segítségével kimutattuk, hogy a harmonikus keltésre leggyakrabban használt közeli infravörös lézer által keltett attoszekundumos impulzussorozatokból egy relatív gyenge THz tér képes egyetlen impulzust izolálni [1]. A terjedés közben fellépő hatások is elősegítik ezt az izolációt, és az impulzus rövidüléséhez is hozzájárulnak [2, 3]. Az alacsony frekvenciájú (THz, távoli infra) tér továbbá jelentősen megnöveli az elérhető foton energiát, amit nemrég kísérletileg is sikerült kimutatnunk. A THz-es tér hatását vizsgálva a harmonikus keltés makroszkopikus folyamatait elemezve sikerült kimutatnunk, hogy kvázifázisillesztés hozható létre a lézertérre merőlegesen terjedő THz tér segítségével, ami lehetővé teszi a fázisillesztési korlátok átlépését és nagy energiájú fotonok hatékony keltését [4].

Az attoszekundumos impulzusok egyik fő felhasználási területe az atomi folyamatok vizsgálata pumpa-próba spektroszkópiai mérésekkel. Az elérhető időbeli felbontás az impulzusok hosszától valamint a pumpa- és próbaimpulzusok közötti időkésleltetés feletti kontroll precizitásától függ. Az utóbbi években kifejlesztett impulzusformáló berendezések korlátait vizsgálva kimutattuk, hogyan kelthetőek attoszekundumos duplaimpulzusok egyetlen lézerimpulzussal [5]. Elemeztük továbbá az így keltett duplaimpulzusok közötti késleltetés változtatásának lehetőségét, és találtunk két különböző folyamatot melyek segítségével duplaimpulzusokat lehet előállítani.

Hivatkozások

- [1] E. Balogh, J.A. Fülöp, J. Hebling, P. Dombi, Gy. Farkas, K. Varjú, *Central European Journal of Physics* **11**, 1135-1140 (2013).
- [2] E. Balogh, K. Kovacs, P. Dombi, J.A. Fülöp, Gy. Farkas, J. Hebling, V. Tosa, K. Varjú, *Physical Review A* **84**, 023806 (2011).
- [3] E. Balogh, K. Kovács, V. Tosa, K. Varjú, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45**, 074022 (2012).
- [4] K. Kovács, E. Balogh, J. Hebling, V. Tosa, K. Varjú, *Physical Review Letters* **108**, 193903 (2012).
- [5] E. Balogh, B. Bódi, V. Tosa, E. Goulielmakis, K. Varjú, P. Dombi, *Physical Review A*, **90**, 023855 (2014).

INTENZÍV XUV SUGÁRZÁS KELTÉSE NEMESGÁZOKBAN KÉT INFRAVÖRÖS IMPULZUS KOMBINÁCIÓJÁVAL

Balogh Imre¹, Major Balázs¹, Varjú Katalin^{1,2}

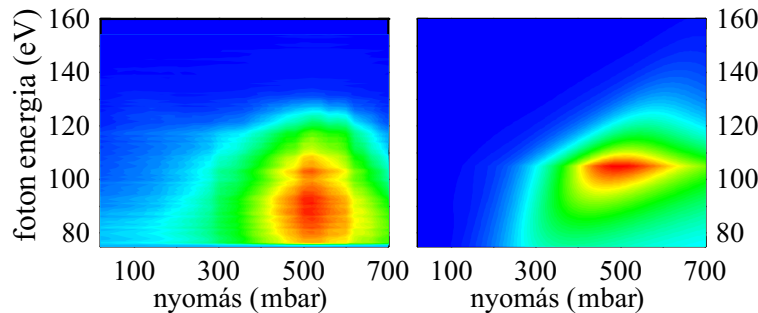
¹ SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

² ELI-HU Non-profit Kft., 6720 Szeged

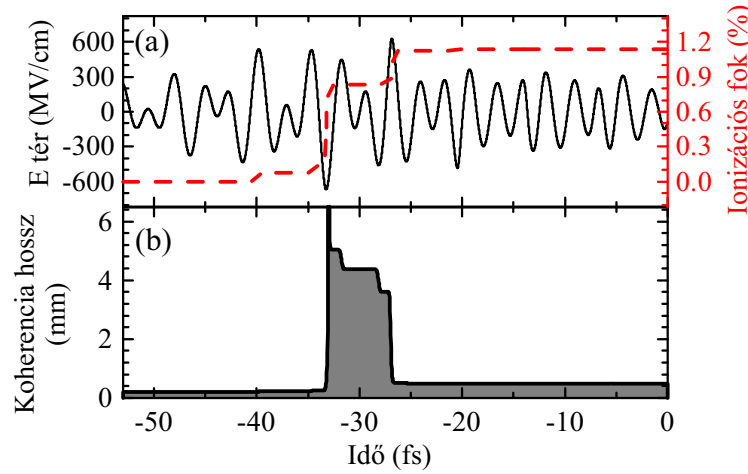
Régóta ismert, hogy erős, ultrarövid, infravörös lézerimpulzusokkal magasrendű felharmonikusok keltése (HHG) során, extrém ultraibolya (XUV) vagy akár röntgen sugárzás is előállítható nemesgázokban [1]. Az így keltett harmonikus sugárzás nagy előnye, hogy a gáz ionizációs energiája feletti tartományban a keltés hatásfoka közel azonos a különböző harmonikus rendekre egészen a levágási frekvenciáig, ezért nagy sávzélességű sugárzás előállítását teszi lehetővé. Az így keltett több tíz vagy akár száz elektronvolt sávzélességű harmonikus sugárzás további előnye, hogy időben és térben is koherens, ezért alkalmas attoszekundumos ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) impulzusok előállítására [1]. A hátrány viszont, hogy a keltés elég alacsony hatásfokú, a keltésre használt lézerintenzitást korlátozzák a makroszkopikus (fázisillesztési) hatások, valamint az is, hogy magas foton energiák eléréséhez nagy hullámhosszú sugárzás szükséges. A HHG hatásfoka viszont meredeken csökken magasabb hullámhosszú keltő teret használva (λ^{-6}).

Korábbi kutatásaink során kimutattuk, hogy a harmonikuskelésre jelenleg leggyakrabban használt, 800 nm központi hullámhosszú impulzusokat, nagyobb hullámhosszú, infravörös vagy THz sugárzással kombinálva, magasabb energiájú fotonok keltése is lehetségessé válik, a fázisillesztési hatások jelentős romlása nélkül [2].

A berlini Max Born Institute kutatólaboratóriummal együttműködésben kísérleteket végeztünk mely során 800 nm és 1300 nm központi hullámhosszú impulzusokat kombinálva magasharmonikus sugárzást keltettünk neon gázban [3]. A 800 nm-es hullámhosszú impulzus egy titán:zafír erősítőből származik, mely 35 fs hosszú, 31 mJ energiájú impulzusok előállítására képes 50 Hz ismétlési frekvencián. Ebből 25 mJ-t felhasználva parametrikus erősítőben közép infravörös (1300 nm) sugárzást keltettünk. A közeli infravörös rész által keltett, 90 eV levágási energiájú harmonikus sugárzást további 50 eV-val sikerült kiterjeszteni, anélkül, hogy a keltés hatásfoka jelentősen csökkent volna. Az így keltett sugárzás tulajdonságait vizsgáltuk kísérleti és elméleti módszerekkel.



1. ábra. Kísérleti (balra) és elméleti (jobbra) harmonikus keltési hatásfok a nyomás függvényében. Az elméleti számolás egy egydimenziós fázisillesztési modellen alapul. A kísérleti eredményeket 0,8% ionizációs foknál reprodukálja a modell.



2. ábra. (a) A kombinált lézertér felfutó éle a gázcella végén (fekete, folytonos vonal) és az általa keltett ionizációs fok (piros, szaggatott vonal), teljes 3D modellből származtatva. (b) Az fázisillesztés mértékét jellemző koherencia hossz - az 1D modellből származtatva -, mely azt mutatja, hogy a fázisillesztés időben mindössze néhány fs hosszú tartományon teljesül.

A harmonikusok keltés hatását jelentősen befolyásolja a fázisillesztés. Magasrendű felharmonikusok keltésénél a fázisillesztés feltételei a keltő nyaláb fókuszálásától, a semleges atomok diszperziójától és a keltés során keletkező plazma diszperziójától függ. Utóbbi két hatás lineárisan változik a nyomással, ezért egy adott fókuszálás mellett a két lézertér által keltett ionizációs fok függvényében találhatunk egy optimális nyomást, amelynél a fázisillesztés feltételei teljesülnek. Az optimális nyomás megtalálásához egy egydimenziós fázisillesztési modellt használtunk, mely a megfelelő ionizáció mellett kvalitatív jól reprodukálja a nyomásfüggő keltési hatások kísérleti értékeit (1. ábra).

A kísérlet és elmélet legjobb egyezést 0,8% ionizáció mellett mutat. Ezt az ionizációs fokot nagyon jól reprodukálja a teljes, 3D modellszámításunk is (2. ábra). Ezzel sikerült kimutatnunk azt is, hogy a cella második felére a kombinált térnek mindössze néhány intenzív csúcsa marad, mely annak tudható be, hogy a nemlineáris hatások miatt jelentős torzulást szenved mindkét keltő tér. A modellezés továbbá azt is kimutatta, hogy a kombinált térben a fázisillesztés feltételei viszonylag rövid időtartományban teljesülnek (10 fs), mely időtartományban mindössze egyetlen intenzív csúcs található (2. ábra).

Hivatkozások

- [1] F. Krausz, M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
- [2] E. Balogh, K. Kovacs, P. Dombi, J.A. Fülöp, Gy. Farkas, J. Hebling, V. Tosa, K. Varjú, Physical Review A **84**, 023806 (2011).
- [3] Bernd Schütte, Paul Weber, Katalin Kovács, Emeric Balogh, Balázs Major, Valer Tosa, Nguyen Xuan Truong, Marc J J Vrakking, Katalin Varjú, Arnaud Rouzée, kézirat

A TEWATI ÉS AZ SZTE HELIOS NAGY-INTENZITÁSÚ FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZERLABORATÓRIUMAI

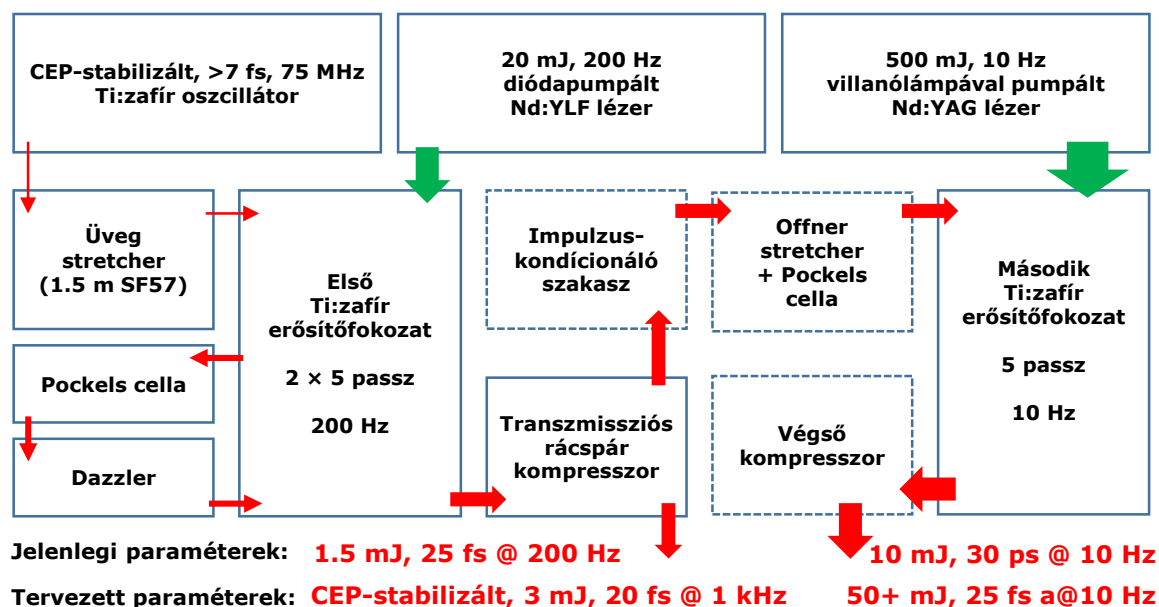
A. Börzsönyi^{1,2}, A.P. Kovács¹, B. Kiss², M. Gstalter², H. Cao², B. Farkas^{1,2},
R.S. Nagymihály^{1,2}, M. Kovács^{1,2}, K. Untener², A. Andrásik¹, P. Jójárt¹, K. Osvay^{1,2}

¹ Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

² Extreme Light Infrastructure – Attosecond Laser Pulse Source, ELI-Hu Nkft.

A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén működő TeWaTi kutatócsoport [1] 1998-as alapítása óta végez tudományos kutatás-fejlesztési tevékenységet a nagy intenzitású, ultrarövid lézerimpulzusok előállításával, vizsgálatával és különböző kísérletekben való alkalmazásával kapcsolatban. A lokális és tudományterületi közelség révén az ELI-ALPS-szal való együttműködése a lehető legszorosabb már az újonnan épülő kutatóintézet előkészítési fázisának kezdetétől fogva. A kutatócsoporthoz kapcsolódó TeWaTi és hELios nagyintenzitású lézerlaboratóriumok számos hazai és nemzetközi kutatási kooperációnak adnak helyszínt, valamint felhasználói laborként is üzemelnek; azaz lézeridő pályázására is lehetőség van, például Laserlab Europe keretein belül. A kísérleti alkalmazások – a teljesség igénye nélkül – érintik az időbontott spektroszkópiát, lézeres felületmegmunkálást, a magasharmonikus- és attoszekundumos impulzuskeltést, fotonikus szálak mérését, és lézerdiagnosztikai módszerek fejlesztését.

A TeWaTi laboratórium lézerrendszere egy Ti:zafír-alapú, kétfokozatú fázismodulált impulzuserősítőt (chirped pulse amplification – CPA) foglal magában, amely mindennapi használat mellett folyamatos fejlesztés alatt is áll. A lézerrendszer sematikus felépítését, jelenlegi és közeljövőre tervezett impulzusparamétereit az 1. ábra mutatja.

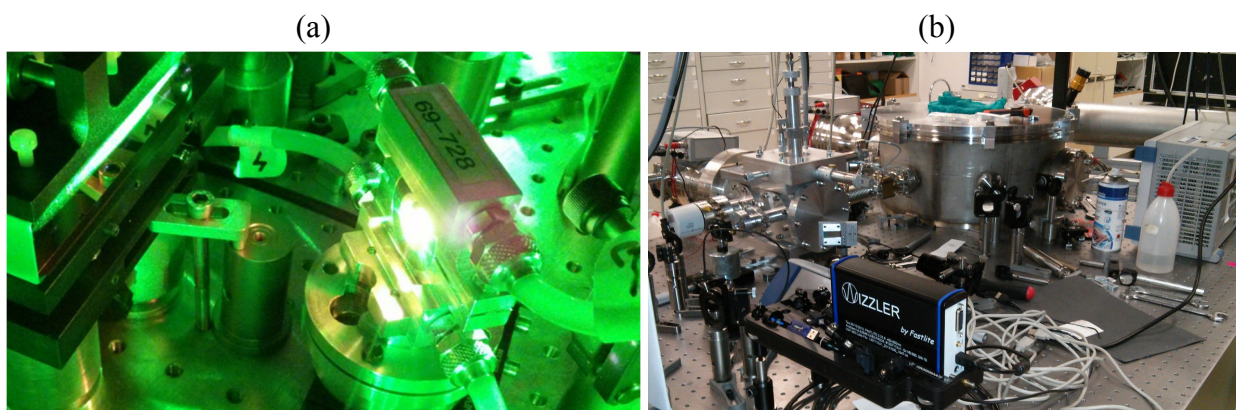


1. ábra. A TeWaTi laboratórium kétfokozatú CPA lézerrendszerét bemutató folyamatábra. A folytonos vonallal jelölt dobozok már működő egységeket, a szaggatott vonallal a hamarosan megépülő szakaszokat szemléltetik.

A rendszer magimpulzusait egy Femtolasers Rainbow CEP4 Ti:zafír oszcillátor szolgáltatja, amely 75 MHz-es ismétlési frekvenciával bocsát ki vivő-burkoló fázis (carrier-envelope phase – CEP) stabilizált, 650 nm-től 950 nm-ig terjedő spektrumú 7 fs-os ultrarövid impulzusokat. A CEP-stabilizálást a jelenleg legkorszerűbb, úgynevezett „feed-forward” technológiával történik, ami a kereskedelmi forgalomban kapható oszcillátorok közül a legkisebb, 50 mrad-os CEP-zajjal

rendelkezik. Az oszcillátor nyalábját két részre osztjuk, így a szélessávú impulzusok felhasználásuktól függetlenül mind a TeWaTi, mind a hELios laborban rendelkezésre állnak.

A TeWaTi laboratóriumban az oszcillátor impulzusai rögtön az első multipasszos CPA erősítőkocozatba kerülnek. A 30 ps-ra nyújtott impulzusok tízszer haladnak át a Ti:zafir erősítőkristályon (2.a ábra), melyet egy Photonics Industries gyártmányú diódapumpált Nd:YLF lézer 20 mJ-os 527 nm-es impulzusival pumpálunk 200 Hz-en. A pumpalézer kimagasló, 0.2%-os energiastabilitásának köszönhetően az erősített rövidimpulzusok is igen stabilak lesznek. Az erősítő tervezésénél fontos szempont volt a CEP-zaj minimalizálása, így impulzusnyújtóként egy SF57 anyagú üvegtömböt használunk, míg a kompressziót egy transzmissziós rácspár végzi el. Az ötödik áthaladást követően a CEP-eltolódás és a diszperzió finomhangolására valamint az erősítés közben fellépő spektrumkeskenyedés kompenzálására egy akusztóoptikai diszperziós szűrőt (Fastlite Dazzler) alkalmazunk. Végeredményben az első erősítőkocozat kimenetén 1.5 mJ-os, 25 fs-os transzformáció-limitált impulzusok állnak rendelkezésre 200 Hz-es ismétlési frekvenciával.



2. ábra. Az első erősítőkocozat Ti:zafir kristálya (a) illetve az impulzusdiagnosztikai részleg háttérben a magasharmonikusokat és attoszekundumos impulzusokat keltő rendszerek vákuumkamráival (b).

A második erősítőkocozat a terawattos impulzusteljesítményt célozza meg. Egy öt passzos elrendezésben az előerősített impulzusokat 300 ps-ra nyújtva legalább 50 mJ-ra erősítjük egy 10 Hz-es, 500 mJ-os villanólámpával pumpált Spectra-Physics Nd:YAG lézer segítségével. Ennek nyújtó és kompresszor egységei jelenleg kiépítés alatt vannak, pillanatnyilag az erősítő 10 mJ-os, kompresszálatlan impulzusokat biztosít. A fejlesztési menetrend szerint 2015 január végére már teljes egészében működőképes lesz, és 50mJ-os, időben összenyomott impulzusokat ad majd le.

A hELios laboratórium lézeroszillátora egyedi tervezésű és építésű, amely 2005-12 között Tewati rendszer alap-oszcillátora volt. Az egyfokozatú erősítő, melyet 20 Hz ismétlési frekvenciával egy BigSky Nd: YAG lézer pumpál, kiépítésében és paramétereiben hasonlít TeWaTi első erősítőkocozatára. Elsődleges célja a rá épülő laborgyakorlatok kiszolgálása, melynek segítségével az SZTE BSc, MSc és doktori képzésében résztvevő hallgatók ismerkedhetnek az ultrarövid impulzusok előállításának és erősítésének alapjaival. Ezen túlmenően a hallgatók TDK és diplomamunkaihoz biztosít megbízható kísérleti háttérrel.

A lézererősítő rendszerek fejlesztése mellett az utóbbi években a laboratóriumok diagnosztikai eszközparkjának frissítését (lásd a 2.b. ábrán például TOF elektronspektrométer, Wizzler impulzuskarakterizáló készülék, GHz-es oszcilloszkóp, stb.), ISO 7 osztályú tisztatér kiépítését és a biztonsági rendszerek és felszerelések jelentős kibővítését hajtottuk végre.

A TeWaTi és hELios laboratóriumok infrastruktúrájának fejlesztése 2010-14 között az ELI_09-1-2010-001, és a TAMOP-4.2.1.B/09/1/KONV-2010-0005 programok támogatásával jött létre, míg a kutatásokat az OTKA K75149, és a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 projektek támogatták.

THERMAL ORIGINATED DRIFT AND NOISE OF CARRIER-ENVELOPE PHASE IN TI:SAPPHIRE BASED MULTIPASS AMPLIFIERS

A. Börzsönyi^{1,2}, R.S. Nagymihály², K. Osvay^{1,2}

¹Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Szeged, Hungary

²ELI-Hu NKft., Dugonics tér 13, Szeged, Hungary

For experiments with few-cycle laser pulses, the carrier-envelope phase (CEP), i.e. the relation between the carrier wave and the field envelope, plays a key role in dissolving the observed phenomena. Isolated attosecond pulse and high harmonic generation [1], coherent beam combination [2], and precise frequency metrology [3] are just a few important applications, where energetic, CEP-stabilized ultrashort pulses are required. Interestingly enough, unlike the case of optical parametric amplification [4], no public study has been found so far on the CEP noise and drift of ultrashort pulses upon amplification in Ti:Sapphire amplifiers. Here we report on a systematic measurement of CEP noise of amplified ultrashort laser pulses, which is attributed exclusively to a Ti:Sapphire amplifier stage of a chirped pulse amplification (CPA) system.

It has been demonstrated that CEP drift of a pulse train can be measured effectively by using a spectrally resolved pattern of a multiple-beam interferometer, where the pulses are delayed to interact with the subsequent ones [5]. In this way, the CEP drift and noise of the pulses entering the amplifier are completely indifferent, ensuring a measurement with high accuracy and low noise. To perform this, the multipass Ti:Sapphire amplifier has been incorporated into the sample arm of a Mach-Zehnder interferometer (MZI) with equal arm lengths (Fig. 1). The fringes have been evaluated according to spectrally resolved interferometry [6].

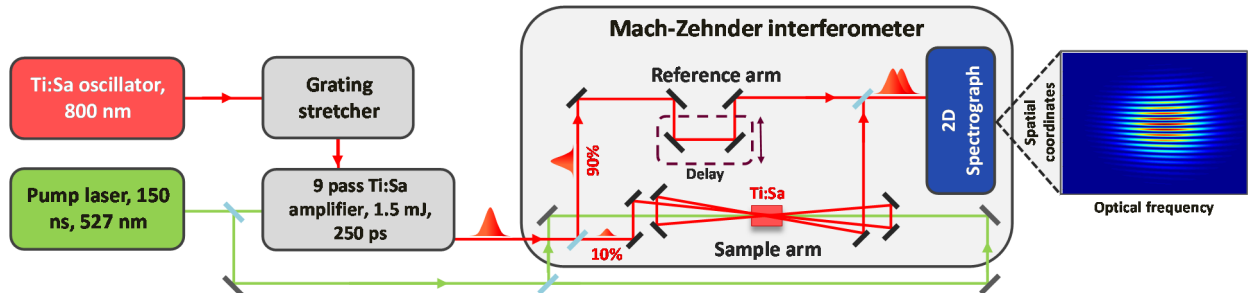


Fig. 1. Experimental layout of the system, where the MZI was emphasized in the grey box.

The ultrashort pulses were stretched and pre-amplified by a regular Ti:Sapphire-based CPA laser system to an energy level of 2 mJ. For the investigation of the CEP noise in near-saturation circumstances, the pre-amplified beam was split by a 90% partial reflector. The 1/10th part of the beam traveled through a three-pass Ti:Sapphire amplifier set as the sample arm, where it was amplified by a factor of around 10 to match the intensity of the pulses of the reference arm. We used a custom tailored state of the art DPSSL pump laser with an energy stability below 0.2% RMS, while the Ti:Sapphire crystal was tempered to 16.0 °C by a chiller of large coolant volume. Experiments with two different Ti:Sapphire amplifiers were made to examine the effect of incorporated crystal length on CEP, different crystal water cooling mounts were also investigated. We measured the noise and drift of the CEP upon the variation of the seed pulse energy, the pump energy, the repetition rate, and the cooling of the crystals. Results (Fig. 2. a.) show that the noise is basically increases linearly with the pump pulse energy, but independent of the seed pulse energy.

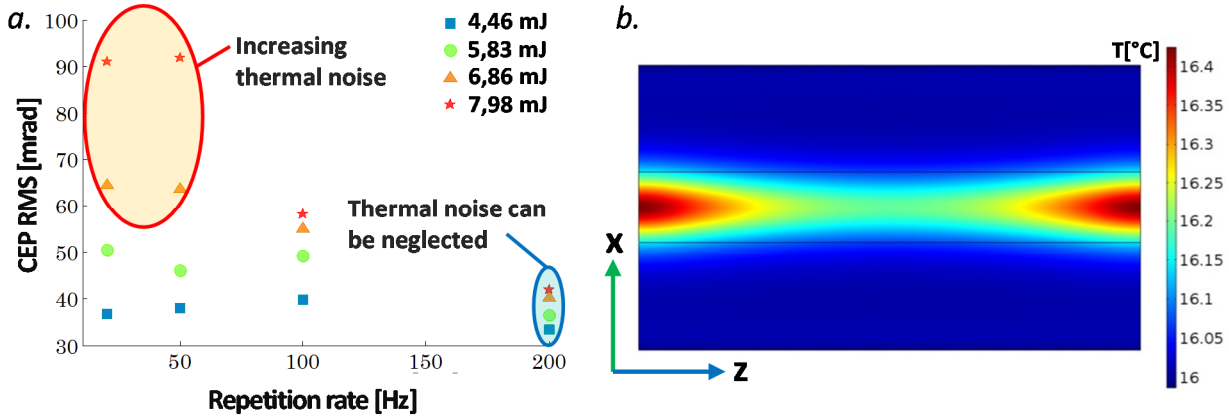


Fig. 2. *a.* Measured CEP noise for the 3-pass amplifier in the function of repetition rate for different pump pulse energies. *b.* Numerically calculated temperature profile in the crystal after a pump pulse.

Simulations on thermally induced CEP changes were also performed. By using finite element method, we modeled the thermal instabilities in the crystal (Fig. 2. *b.*). With the use of numerical temperature data the changes of the CEP of pulses were calculated from the temperature dependency of the crystal's refractive index. We have found that the thermal instability of the amplifier crystal under pumping is responsible for the drift of CEP, additionally at lower repetition rates it can increase the noise of the CEP, as well.

We can conclude that the significant part of the CEP noise is related to mechanical vibrations of the optical elements in the amplifier. The drift of the CEP can be limited effectively with precise cooling techniques close to room temperature and also with cryogenic cooling. Furthermore, noise of the CEP can be also kept under control by working at high repetition rates and close to the gain saturation. Potentially the most affected systems are low repetition rate, high pump energy amplifiers, since the CEP noise gradually increases in these cases, because of the cooling instabilities between the consecutive seed pulses.

References

- [1] F. Krausz, M. Ivanov, "Attosecond physics," *Reviews of Modern Physics* **81**, 163-234 (2009).
- [2] J. A. Cox, W. P. Putnam, A. Sell, A. Leitenstorfer, F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **37**, 3579-3581 (2012).
- [3] T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [4] A. Renault, D. Z. Kandula, S. Witte, A. L. Wolf, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, *Opt.Lett.* **32**, 2363-2365 (2007).
- [5] P. Jójárt, A. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay, *Opt. Lett.* **37**, 836-838 (2012).
- [6] A. Börzsönyi, A.P. Kovács, M. Görbe, K. Osvay., *Opt.Comm.* **281**, 3051-3061 (2008).

AZ ÉLŐ SZÖVETBEN MOZGÓ VÖRÖSVÉRTESTEK SEBESSÉGELOSZLÁSÁNAK MEGHATÁROZÁSA LÉZERES SZÓRÁSI INTERFERENCIA KÉPALKOTÁSSAL

Czimmer Sándor¹, Zölei-Szenási Dániel^{2,1}, Smausz Kolumbán Tomi^{1,3}, Domoki Ferenc⁴,
Hopp Béla¹, Bari Ferenc², Kemény Lajos⁵

¹SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

² SZTE Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézet, 6720 Szeged, Korányi fasor 9.

³MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport 6720 Szeged, Dóm tér 9.

⁴SZTE Élettani Intézet, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

⁵SZTE Bőrgyógyászati és Allergológiai Klinika, 6720 Szeged, Korányi fasor 6.

Bevezetés

Az optikailag egyenetlen mintán szóródó lézerfény a mintát figyelő kamerában egy szórás interferenciaképnek (speckle) nevezett pöttyös mintázatot hoz létre. Ha a minta mozgó elemeket (például vörösvértesteket) tartalmaz, ez a kép változik, elmosódik, az elmosódás mértékéből pedig következtethetünk a mozgás sebességére. A lézeres szórás interferencia kontrasztelemlzés (laser speckle contrast analysis, LASCA) során a kép valamely kicsiny (jellemzően 5x5 vagy 7x7 négyzetpixeles) területén az elmosódás jellemzésére a lokális kontrasztot használjuk:

$$K = \frac{\sigma}{\langle I \rangle}, \quad (1)$$

ahol $\sigma = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}$ az intenzitásértékek szórása, $\langle I \rangle$ pedig a kép átlagos intenzitása.

A jelenséget először Fercher és Briers vizsgálták. Úgy találták, hogy a módszer jól alkalmazható olyan körülmények között, ahol nincsenek mozdulatlan szóró elemek a mintában, például agyfelszínen vagy szemfenéken mérve [1]. Bőr esetén jelentősen megnehezíti a mérést a bőr mozdulatlan felső rétegében történő statikus szóródás, ennek kiküszöbölésére Parthasarathy és munkatársai [2], valamint Smausz és munkatársai [3] közel egy időben adtak megoldást.

A kontraszt értéke függ a felvétel T expozíciós idejétől és az intenzitás minta változásának τ autokorrelációs idejétől (amely fordítottan arányos a mozgás sebességével, szöveti perfúzióval):

$$K^2(T, \tau) = P_1^2 \frac{\tau^2}{2T^2} \left[\exp\left(-\frac{2T}{\tau}\right) - 1 + \frac{2T}{\tau} \right] + P_2^2, \quad (2)$$

ahol $\lim_{T \rightarrow 0} K^2(T) = P_1^2 + P_2^2$ és $\lim_{T \rightarrow \infty} K^2(T) = P_2^2$ a minta szórás tulajdonságait jellemzik [3].

Megfelelő átlagolás kifejtése az interferenciaképek kontrasztelemlzésére

Mivel az interferenciaképeken a lokális kontrasztot statisztikailag kevés pixel (általában 25 vagy 49) alapján számoljuk, az elkészült kontrasztterkép jelentős zajjal terhelt, ezért szükséges a kapott kontrasztértékek átlagolása is. A kontrasztterkép legalább 5x5 négyzetpixelén átlagolva már elfogadható mértékben lecsökken a zaj. Statisztikai megfontolások alapján az átlagos kontrasztot az átlagos szórások és átlagos átlagintenzitások hányadosaként számítjuk:

$$\langle K \rangle = \frac{\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle}}{\langle \langle I \rangle \rangle}. \quad (3)$$

Valós idejű mintavételezés kifejtése

Kidolgoztunk egy speciális mintavételi eljárást, ami egyszerre teszi lehetővé a mintára jellemző P_1^2 és P_2^2 paraméterek folyamatos hangolását és a perfúzió közel valós idejű

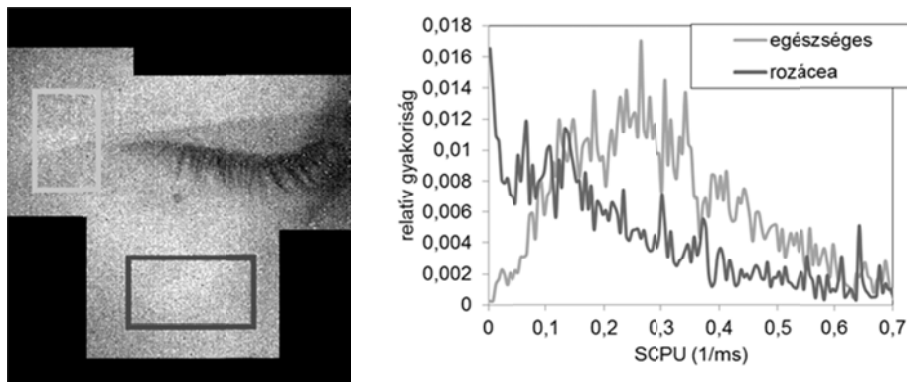
megfigyelését. Ennek során a képek készítése a következőképpen történik: ... – T – 0 – T – 1 – T – 2 – T – 5 – T – 10 – T – 20 – T – 50 – T – 100 – ..., ahol T expozíciós idővel a mintára jellemző perfúziót határozzuk meg, a többi expozíciós idő pedig a P_1^2 és P_2^2 paraméterek automatikus beállítására szolgál. A 0 ms-os expozíciós idő a lézer bekapcsolása nélkül készült „sötét” képet jelenti, melynek segítségével korrigálható a háttérvilágítás okozta torzulás:

$$K = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} = \frac{\sqrt{\sigma_f^2 - \sigma_h^2}}{\langle I_f \rangle - \langle I_h \rangle}, \quad (4)$$

ahol f a lézer bekapcsolása mellett, h pedig a lézer bekapcsolása nélkül készült képeken mért értékeket jelzi [4].

Az optimális működés érdekében kidolgoztunk egy kapcsolóüzemű lézervezérlést: minden exponálás adott számú és hosszúságú impulzusokból áll, az expozíciós idő pedig a felvillanások közti szünet hosszával hangolható, és képkockáról képkockára szabadon állítható [5].

Vizsgálataink kimutatták, hogy a lokális SCPU perfúziós értékek (speckle contrast perfusion unit, $SCPU = 1/\tau$) hisztogramja sokkal átfogóbb képet ad a vizsgált terület vérellátásáról, mintha csak kontrasztterképek adott területének átlagát vennénk figyelembe. A módszer jól használható bőrbetegségek vizsgálatára. Rozáceaás páciens arcbőrének egészséges és beteg területén mérve kimutatható, hogy rozácea esetén csökken a bőr vérellátottsága [6] (1. ábra).



1. ábra – rozáceaás beteg arcán a vizsgált területek megjelölése (balra), a beteg és az egészséges bőr sebességeloszlása (jobbra)

Köszönetnyilvánítás

Jelen kutatási eredmények megjelenését a „Környezeti tényezők és genetikai faktorok interakciójának vizsgálata immunmediált és daganatos betegségek kialakulásában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0035 azonosítószámú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Irodalomjegyzék

- [1] A. F. Fercher, J. D. Briers: „Flow visualization by means of single-exposure speckle photography”, Opt. Comm. **37**(7), 1981
- [2] A. B. Parthasarathy, W. J. Tom, A. Gopal, X. Zhang, A. K. Dunn: „Robust flow measurement with multi-exposure speckle imaging”, Opt. Express **16**(3), 2008
- [3] T. Smausz, D. Zölei, B. Hopp: „Real correlation time measurement in laser speckle contrast analysis using wide exposure time range images”, Appl. Optics **48**(8), 2009
- [4] D. Zölei, T. Smausz, B. Hopp, F. Bari: „Self-tuning laser speckle contrast analysis based on multiple exposure times with enhanced temporal resolution”, JEOS:RP **8** 13053, 2013
- [5] T. Smausz, D. Zölei, B. Hopp: „Laser power modulation with wavelength stabilization in multiple exposure laser speckle contrast analysis”, Proc. of SPIE **8413** 84131J, 2012
- [6] Bírálatra benyújtva a JEOS:RP folyóiratnál

FORGÓ MOLEKULÁK ÁTHALADÁSA APERTÚRÁN: EGY EGYSZERŰ KVANTUMMECHANIKAI MODELL

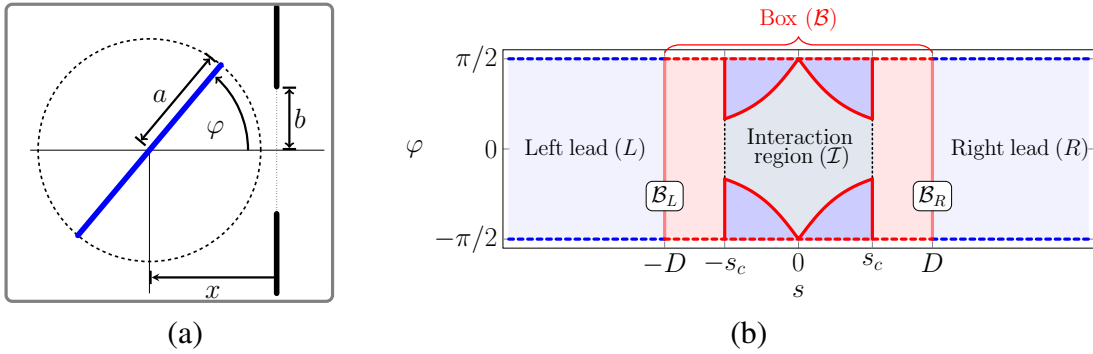
Dömötör Piroska¹, Földi Péter¹, Benedict Mihály¹,
Bruce W. Shore², Wolfgang P. Schleich³

¹ SZTE TTIK Elméleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Tisza Lajos körút 84-86.

² 618 Escondido Circle, Livermore, CA 94550, USA

³ Uni Ulm Institut für Quantenphysik, Albert-Einstein-Allee 11, D-89069 Ulm, Germany

Munkánkban egy leegyszerűsített kétdimenziós forgó molekula modellt vizsgáltunk. A tömegközéppont csak az apertúra szimmetriatengelye mentén mozoghat így a rés nem-triviális módon összefonja a két szabadsági fokot. Ez a geometriai modell bonyolult peremfeltételű akadályon való két dimenziós kvantumos szórási problémára vezetett. (1. ábra) A stacionárius szórási problémát először durva közelítések alkalmazva analitikusan vizsgáltuk [1]. Azután az analitikus eredmények ellenőrzésére numerikusan egzakt megoldást kerestünk az alább vázolt módon. Célunk nagy élettartamú rezonáns állapotok beazonosítása és a transzmissziós valószínűség energiafüggésének meghatározása.



1. ábra. (a) A forgó molekula geometriája. (b) A kényszert reprezentáló kétdimenziós tartomány $\mathcal{I}$ és annak $\mathcal{B}$ kibővítése. Itt már a dimenziótlanított hosszúság $s = x/a$ szerepel. Az $\mathcal{I}$ kölcsönhatási tartomány alakját az apertúra rotor hossz arány, $c := b/a$ határozza meg.

A kölcsönhatási régiótól távol jól meghatározott $\phi_m(\varphi)$ transzverzális módusfüggvénnyel rendelkező drótfajkák vannak így egy kvázi-egydimenziós szórási problémával dolgozunk. A $\mathcal{B}$ Dobozon kívül a jól ismert peremfeltételeket írjuk elő minden egyes haladó módusra

$$\Psi_\varepsilon^L(s, \varphi) = \sum_{m=-m_0}^{m_0} (c_m e^{ik_m s} + r_m e^{-ik_m s}) \phi_m(\varphi), \quad \Psi_\varepsilon^R(s, \varphi) = \sum_{m=-m_0}^{m_0} t_m e^{ik_m s} \phi_m(\varphi). \quad (1)$$

A $k_m = \sqrt{\varepsilon - 4m^2}$ hullámszám valós, hiszen haladó hullámaink vannak, így adott energián a transzverzális módusok száma korlátozott ($2m_0 + 1$).

A bemenő c_m és a kimenő r_m, t_m amplitúdók közötti lineáris kapcsolatot az S mátrix írja le. Az S mátrixon keresztül tudjuk kiszámítani a teljes transzmissziót, amely a jobb oldalon megjelenő valószínűségi áram és a bemenő áram aránya.

A bonyolult alakú határfeltétel miatt a megoldást retardált Green-függvény segítségével keressük. Absztrakt Hilbert térben $\mathbf{G}(\varepsilon)$ -t az alább operátor egyenlet határozza meg:

$$[(\varepsilon + i\eta)\mathbf{1} - \mathbf{H}] \mathbf{G}(\varepsilon) = \mathbf{1}, \quad \text{ahol } \eta \rightarrow 0^+. \quad (2)$$

Diszkrét rács reprezentációban tehát a $[(\varepsilon + i\eta)\mathbf{1} - \mathbf{H}]$ végtelen mátrix inverzét kellene kiszámolnunk. Ahhoz, hogy a probléma végezzé váljék a rendszert "Bal oldali drót + Doboz + Jobb oldali drót" módon particionáljuk. Így a Dobozra megszorított Green-függvény

$$\mathbf{G}^{BB}(\varepsilon) = [\varepsilon\mathbf{1} - \mathbf{H}^{BB} - \Sigma(\varepsilon)]^{-1} \quad (3)$$

alakban adódik [2]. A drótok hatását a $\Sigma(\varepsilon)$ nem Hermitikus korrekció tartalmazza, amely diszkrét rácson egzaktul kiszámítható.

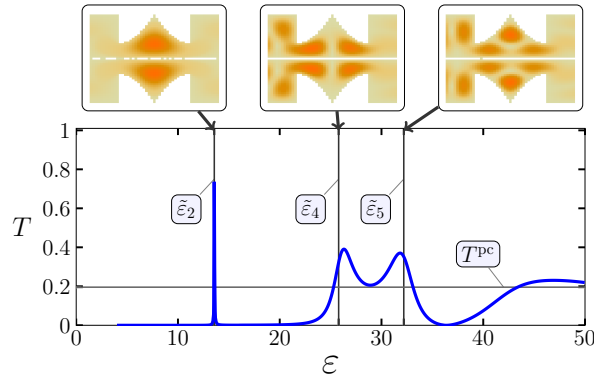
A Green-tételt alkalmazva és a kölcsönhatási régiót körülölelő kontúron integrálva a Doboz hullámfüggvénye $\mathbf{G}^{BB}(\varepsilon)$ ismeretében egzaktul kiszámítható:

$$\langle s, \phi_n | \Psi \rangle = \sum_{m=-m_0}^{m_0} \langle s, \phi_n | \mathbf{G}(\varepsilon) | \mathcal{B}_L, \phi_m \rangle 2ik_m c_m, \quad \text{ahol } s \in \mathcal{B}. \quad (4)$$

Ebből adódik azután a szórási mátrix és $\mathbf{G}(\varepsilon)$ kapcsolatát leíró un. Fischer-Lee reláció [3]:

$$S_{nm}^{qp} = -\delta_{qp}\delta_{nm} + i2k_m \langle \mathcal{B}_q, \phi_n | \mathbf{G}(\varepsilon) | \mathcal{B}_p, \phi_m \rangle, \quad p, q \in \{L, R\}. \quad (5)$$

Az S mátrix ismeretében tetszőleges bejövő hullám esetén a transzmisszió meghatározható.



2. ábra. A teljes transzmisszió energiafüggése $\Psi_1^{\text{odd}}(s, \varphi) = e^{ik_1 s} \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(\varphi) - \phi_{-1}(\varphi)]$, "páratlan" bejövő hullám esetén. A felső paneleken a hullámfüggvény abszolútérték négyzetét ábrázoltuk a rezonáns energiáknál. (A c paraméter értéke 0,5.)

A rezonáns állapotokat jól jellemezhetjük további, a Green-függvényből származtatható mennyiségekkel, úgy mint spektrális függvény, DOS, LDOS. Ezek segítségével igazoltuk, hogy a geometriát leíró apertúra rotor hossz arányt (c paraméter) változtatva kvázi-kötött állapotok alakulnak ki.

Köszönetnyilvánítás: Köszönjük Gyémánt Iván és Papp György hasznos észrevételeit.

Munkánkat az OTKA támogatta T81364 témaszám alatt, illetve az Európai Unió a TAMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 projekt keretében.

Hivatkozások

- [1] B. W. Shore, P. Dömötör, G. Süssmann, E. Sadurní, and W. P. Schleich, (*submitted*)
- [2] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1995).
- [3] D. Fisher and P. Lee, *Phys. Rev. B*, **23**, 6851 (1981).

POLIMEREKBE KÉSZÍTETT OPTIKAI RÁCSOK KIALAKULÁSÁNAK IDŐBONTOTT VIZSGÁLATA

Flender Roland¹, Vass Csaba^{1,2}, Kiss Bálint^{1,2}, Osvay Károly^{1,2}

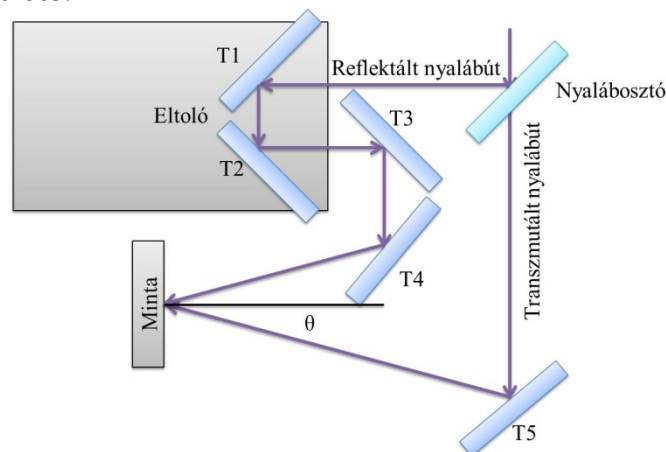
¹SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, H-6720 Szeged, Dóm tér 9.

²ELI-Hu Nkft., H-6720 Szeged, Dugonics tér 18.

Az optikailag átlátszó anyagok lézeres módszerekkel történő mikro- és szubmikrométeres megmunkálása a tanszéken végzett korábbi kutatások alapján versenyképes eljárásnak bizonyult a „hagyományos” megmunkálási módszerek mellett.

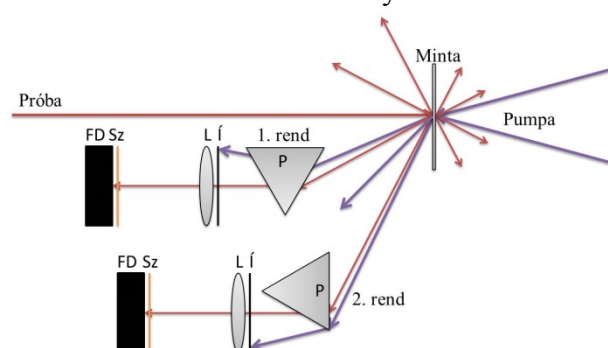
Munkánk célja, hogy kísérleti úton vizsgáljuk az átlátszó polimerekben kialakított periodikus struktúrák időfejlődését, megértsük a lézeres anyageltávolítás folyamatait, azaz, hogy milyen jelenségek játszódnak le időben az abláció során.

Az 1 és 2,5 μm -es periódusú rácsstruktúrát egy impulzusüzemű Nd:YAG lézer negyedik harmonikusának ($\lambda=266\text{ nm}$, $\tau_{\text{FWHM}}=8\text{ ns}$) interfenciájával állítottuk elő polimetil-metakrilát (PMMA) és polikarbonát (PC) felszínébe egyetlen lézerimpulzussal. A megmunkáló elrendezés sémája az 1. ábrán látható.



1. ábra A polimerek megmunkálásra használt kísérleti elrendezés vázlata

A megmunkálási területet egy folytonos üzemű HeNe lézerrel világítottuk ki, és gyors fotodiódával mértük a kialakuló rácsról diffraktált fény intenzitásának időbeli felfutását (2. ábra).

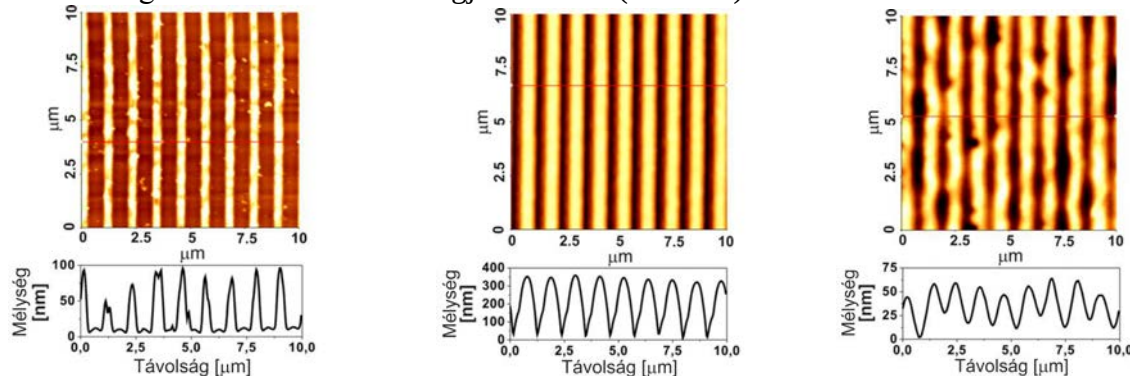


2. ábra A polimerek megmunkálásra használt kísérleti elrendezés vázlata

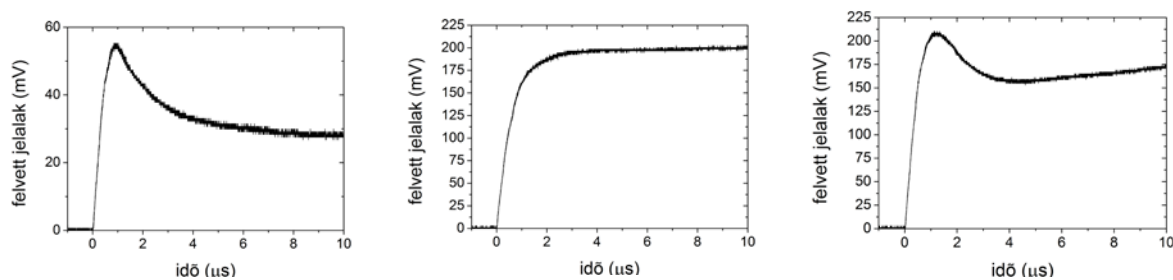
E mérési elrendezés lehetővé tette az anyageltávolítási folyamat háttérmentes követését. A struktúrák morfológiáját atomerő-mikroszkóppal (AFM) tanulmányoztuk.

A különböző intenzitású impulzusokkal készített rácsok esetén a felvett jelalakok közös jellemzője, hogy 2-3 μs -os időskálán futnak fel, majd ezt követően lassan változnak.

Megfigyeltünk továbbá egy általában viszonylag kis intenzitású csúcsot (4. ábra szélső grafikonnjai), mely az abláló impulzust 1-2 μs -ra követte, és csak az elsőrendű diffraktált rendhez tartozó jelben volt detektálható: e csúcs jelenléte és szélessége energiasűrűség- és anyagfüggő volt, valamint a megjelenése együtt járt az AFM-es képeken megfigyelhető, olvadásra utaló, a rácsok minőségét rontó mintázatok megjelenésével (3-4.ábra).



3. ábra Polikarbonát rácsok AFM képei különböző megmunkálási energiasűrűségeknél, melyek jobbról balra haladva: 105 mJ/cm^2 , 385 mJ/cm^2 , 540 mJ/cm^2



4. ábra A 3. ábrához rácsairól első rendben diffraktált fényhez tartozó jelek alakok

Polikarbonát esetén ez a csúcs nem figyelhető meg a 170-500 mJ/cm^2 -es energiasűrűség tartományon. E tartományban a rács kiváló minőségű, míg ennél kisebb ill. nagyobb energiasűrűségeknél a rácsok minősége romlik, ill. olvadás jelei látszanak az AFM-es képeken.

Polimetil-metakrilát (PMMA) céltárgy esetén a rácsok minősége az AFM képek alapján rosszabb, mindenhol megfigyelhető az olvadásra visszavezethető egyenetlenség. Az elsőrendű diffraktált jelben PMMA esetén is elkülöníthető a csúcs, amely az energiasűrűségtől függetlenül látszik, csúcs félértékszélessége és nagysága azonban eltér a PC-nél megfigyelttől (rövidebb, és kisebb intenzitású).

A tranziens csúcs létezése amplitudórács átmeneti jelenlétére utal (hiszen e csúcs kizárólag az elsőrendű jelekben detektálható), ami kialakulhat a periodikusan más fázisban lévő, olvadt struktúra elért fénylenyelésének köszönhetően. Amint a lézerpulzust követően a megolvadt rész újra megszilárdul, a csúcs lecseng, és a jel beáll a végleges rács okozta diffraktált intenzitásra. Valószínűleg a két vizsgált anyag eltérő hőtani paraméterei okozzák a csúcs eltérő relatív nagyságát és más időbeli lecsengését a két különböző vizsgált anyag esetén.

Kísérleteim alapján megállapítható továbbá az is, hogy a polikarbonát esetén a kialakuló rács időbontott vizsgálatával a mérés során igen jól lehet következtetni a kialakult rács minőségére ex-situ felületvizsgálat nélkül.

Köszönjük az OTKA (OTKA PD 104477), valamint a „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt támogatását. A projekt részben az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg.

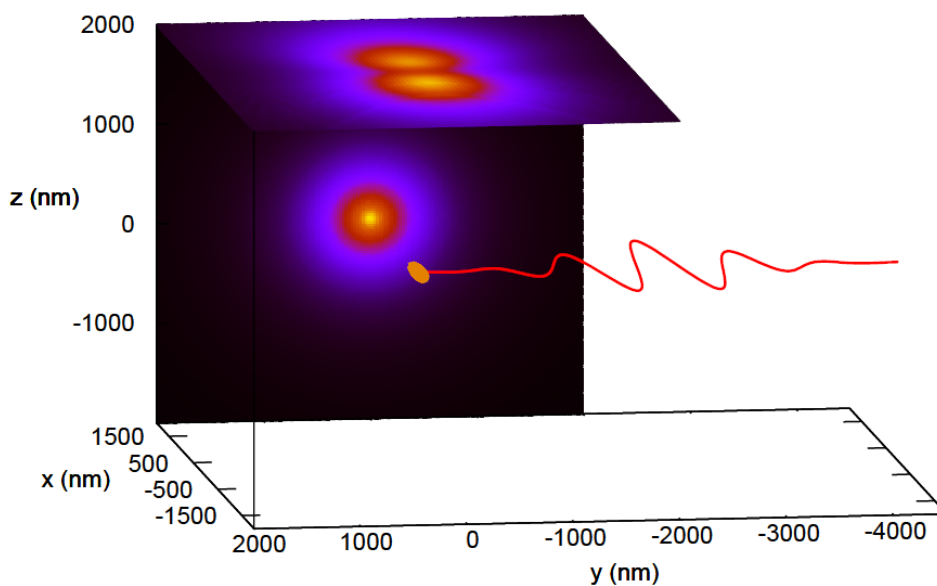
FÉM NANORÉSZCESKÉK FOTOEMISSZIÓJÁNAK KONTROLLJA RÖVID, PLAZMONIKUSAN ERŐSÍTETT LÉZERIMPULZUSOKKAL

Földi Péter¹, Márton István², Német Nikolett² és Dombi Péter²

1: Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 84-86

2: MTA Lendület Ultragyors Nanooptika kutatócsoport, Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33

Nanométeres mérettartományba eső fém részecskékben (gömbökben, rudakban) a rájuk eső fény az elektronok kollektív dinamikáját idézi elő (lásd pl. [1]). Megfelelő anyag (pl. arany), és jól megválasztott gerjesztő frekvencia esetén rezonanciaeffektus lép fel, ekkor az oszcilláló elektronok elektromágneses tere akár két nagyságrenddel is felülmúlhatja a bejövő fény térerősségét. Ez a plazmonikus térerősítés arra is módot ad, hogy viszonylag gyenge lézer felhasználásával olyan effektusok váljanak vizsgálhatóvá, amelyek csak kimondottan erős terekben lépnek fel. Ennek egyik kiemelten fontos példája a fotoeffektusnak az – a klasszikus, Einstein által is leírt „egyfotonos” folyamatól gyökeresen eltérő – dinamikája, amely alacsony frekvenciájú, de erős elektromágneses sugárzás hatására lép fel.



1. ábra

A fotoemittált elektronok a felületből kiszabadulva az eredő (bejövő + plazmonikus) elektromágneses térben mozognak, bizonyos valószínűséggel visszatérnek a felülethez, esetleg kötöttekké válnak ismét, vagy „visszaverődnek” és örökre távoznak. Ezek a távozó elektronok detektálhatók, energiájuk és térbeli eloszlásuk mérhető. Egy lehetséges kísérleti elrendezést mutat az 1. ábra, ahol a jobb oldalról érkező hullámzó vonal jelzi a bejövő elektromágneses tér változását, amely a középen elhelyezkedő, világos nanorészecskében gerjeszt plazmonikus teret. Az eredő elektromágneses mező által keltett elektronok eloszlása pl. az ábrán látható síkdetektorokkal válik mérhetővé.

A problémakör akkor válik kimondottan érdekessé, amikor a gerjesztő lézerimpulzus időben rövid, lényegében csak néhány optikai ciklust foglal magába. Ebben az esetben jelentős szerepet játszik a vivő-burkoló fázis (carrier-envelope phase, CEP), esetünkben a lézertér

síkbelinek feltételezett polarizációjának az irányába eső $E_x = E_0 \cos(\omega t + \varphi_{CEP}) \exp(-\frac{t^2}{2\tau^2})$ komponens kifejezésében szereplő φ_{CEP} . Első közelítésként felépített modellünk [2] szerint φ_{CEP} kísérletileg megvalósítható kontrollálása egyben a magas energiás elektronok végső impulzusát – azaz azt, hogy merre repülnek, miután a lézerimpulzus már tovaterjedt – is meghatározza. Modellünk az eredő térerősséget kváziklasszikus közelítésben [3] adja meg, és közel rezonáns lézertér, 100nm átmérőjű aranygömb, realisztikus ($E_0 = 10\text{GV/m}$, $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = 800\text{nm}$ és $\tau = 2.3\text{fs}$) impulzusparaméterek esetén nem elhanyagolható (5-10 szeres) térerősítést jósol. Ekkor az eredő tér a bejövőhöz hasonlóan igen rövid (néhány fs), így a vivő-burkoló effektusok jelentősége továbbra is hangsúlyos. A fémfelület egy adott pontjában, adott időpillanatban az elektronemisszió valószínűségére kvantumos számítások eredményét [4] alkalmazzuk, ugyanakkor a kilépő elektronok dinamikáját klasszikusan kezeljük. A teljes téridő tartományt figyelembe véve nagyságrendileg 10^6 elektrontrajektóriát végigkövetve azt kaptuk, hogy a fent említett konkrét esetben a 120eV-nál magasabb végső energiájú elektronok jelentős része (~90%) φ_{CEP} függvényében oszcilláló módon repül a pozitív vagy a negatív x irányba.

A jelenség magyarázata modellünk szerint az, hogy a nagyenergiás elektronok rövid lézerimpulzus esetén lényegében egy vagy kettő szűk időablakban „születnek”, és az első esetben nagy valószínűséggel a lézertér polarizációjához képest mindannyian azonos előjelű végső impulzussal rendelkeznek majd, míg a két különböző időablakban emittált elektronok ellentétes irányba repülnek a lézerimpulzus tovaterjedése után.

Eredményeink jelentőségét az alapvetően új, térben-időben lokalizált tartomány fontossága mellett a lehetséges alkalmazások adják. A fényhullámokon alapuló elektronika korábban elérhetetlenül gyors kapcsolók lehetőségét veti fel esetlegesen nanoméretű elektronemitterek felhasználásával [5], továbbá új, gyors, jól kontrollált elektronforrások létrehozásában is fontos szerepet játszhatnak az ebbe a mérettartományba eső fotokatódok [6,7].

Köszönetnyilvánítás:

A szerzők ezúton is köszönetet mondanak Dr. Gyémánt Ivánnak és Dr. Papp Györgynek az értékes diszkusszióért. Munkánkat az MTA „Lendület” programja, az OTKA (T81364, 109257), valamint a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060, a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 és a TÁMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0010 projektek támogatták.

Irodalom:

- [1]: P. Dombi, A. Hörl, P. Rácz, I. Márton, A. Trügler, J. R. Krenn, and U. Hohenester, *Nano Letters* **13**, 674 (2013).
- [2]: P. Földi, I. Márton, N. Német, P. Dombi, arXiv:1405.5372v1 (2014).
- [3]: S. L. Stebbings, F. Süßmann, Y.-Y. Yang, A. Scrinzi, M. Durach, A. Rusina, M. I. Stockman, and M. F. Kling, *New J. Phys* **13**, 073010 (2011).
- [4]: G. L. Yudin and M. Y. Ivanov, *Phys. Rev. A* **64**, 013409 (2001).
- [5]: F. Krausz and M. I. Stockman, *Nature Photonics* **8**, 205 (2014).
- [6]: S. Tsujino, P. Beaud, E. Kirk, T. Vogel, H. Sehr, J. Gobrecht, and A. Wrulich, *Appl. Phys. Lett* **92**, 193501 (2008).
- [7]: R. K. Li, H. To, G. Andonian, J. Feng, A. Polyakov, C. M. Scoby, K. Thompson, W. Wan, H. A. Padmore, and P. Musumeci, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 074801 (2013).

FERDE LYUKFÚRÁS TITÁN-ZAFÍR LÉZERREL

Gárdián Anett¹, Budai Judit¹, Füle Miklós², Tóth Zsolt³

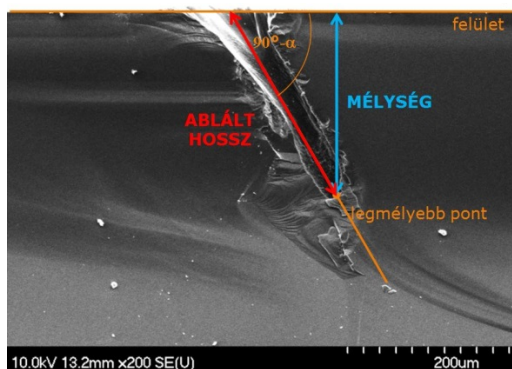
¹ Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 13.

² Szegedi Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék, Szeged, 6720 Dóm tér 13.

³ Szegedi Tudományegyetem, Orálbiológiai és Kísérletes Fogorvostudományi Tanszék, 6720 Szeged, Tisza Lajos krt. 64.

Az impulzuslézerek nagy népszerűségnek örvendenek mind az iparban, mind a tudományos kutatásban, rendkívül sokszínű a felhasználásuk. A femtoszekundumos lézerek előnye a nanoszekundumos sugárforrásokkal szemben, hogy jól definiált élek és kis keresztmetszetű, mély lyukak fúrhatóak nagy hővezető képességű anyagok esetén is. A különbség oka, hogy az ablációs folyamatok jelentősen eltérnek a két esetben. Egyik ezek közül az, hogy a nanoszekundumos megmunkálás esetén a kölcsönhatási térfogatot nagymértékben befolyásolja az anyag hővezető képessége, míg femtoszekundumos megvilágítás esetén az optikai behatolási mélység határozza meg azt. Megjegyzendő, hogy nagy intenzitásoknál a többfotonos abszorpciók behatolási mélység számít. Viszonylag jó hővezető képességekkel rendelkezik a szilícium ($149 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$), amely az ipar (elsősorban a mikroelektronika) egyik leggyakoribb alapanyaga, ezért a kísérleteinket szilíciumon végeztük.

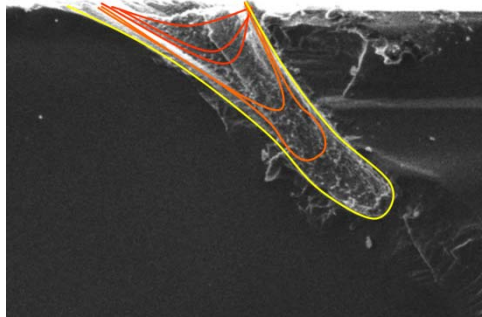
Kísérleteinkhez a tanszékünkön található titán-zafír lézert használtuk fel, amely központi hullámhossza 800 nm, impulzushossza 30 fs, ismétlési frekvenciája 144 Hz, az impulzusonkénti energiája 477 μJ volt. Az impulzusokat a kristályos szilícium minta felületére fókuszáltuk. A mintát egy dönthető mintatartó asztalon helyeztük el, így változtatni tudtuk a lézerfény beesési szögét. Emellett változtattuk a lyukak fúrásához használt impulzusszámot. A fúrt lyukak bemenetét optikai mikroszkóppal (Nikon Optiphot 100S) vizsgáltuk. A lyukak keresztmetszetének vizsgálatához a mintát eltörtük, majd pásztázó elektronmikroszkóp (SEM, Hitachi S-4700) alatt vizsgáltuk meg.



1. ábra: A mélység és az ablált hossz meghatározása.

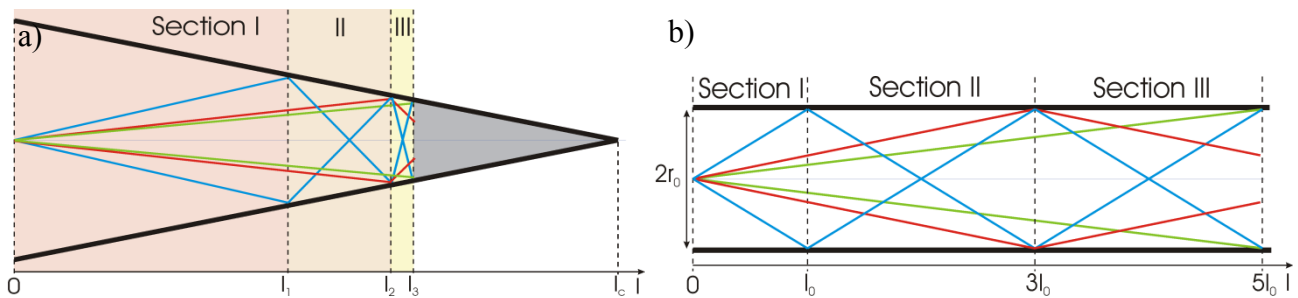
A méréseink során definiáltunk két mennyiséget. Mélység alatt a minta felszíne és a fúrt lyuk legmélyebb pontja közötti távolságot értjük. A lézerfény beesési szöge meghatározza a lyukak felülethez viszonyított irányát, ez α beesési szög mellett $90^\circ - \alpha$. Egy ilyen szögű egyenest illesztünk a lyukra úgy, hogy az átmenjen a lyuk legmélyebb pontján. Ekkor az ablált hossz úgy határozható meg, mint a felszín által meghatározott egyenes és az előbb felrajzolt egyenes metszéspontjának távolsága a lyuk legmélyebb pontjától. Az 1. ábrán látható a mélység és az ablált hossz meghatározásának menete.

Megvizsgáltuk a mélység és az ablált hossz beesési szögtől, illetve a lyukat kialakító impulzusok számától való függést is. Mindemellett megfigyeltük, hogy a lyukak alakja a beesési szögtől függetlenül a lövésszám növelésével hasonlóan változik, amely a lyukak kialakulásáról ad információt. Első lépcsőben egy kúpszerű lyukat fúrnak az anyagba a lézerimpulzusok, a kúp iránya a beeső fény irányába esik. A második fázisban a furat alja kiszélesedik. Majd a további impulzusok hatására a furat alakja csőszzerűvé válik. A fázisok sematikus rajza a 2. ábrán látható.



2. ábra: Sematikus ábra a fűrt lyukak kialakulásáról.

Két egyszerű modellel írtuk le, hogy a lyuk alakja milyen fizikai folyamatok hatására változik meg. Az elsőben egy kúpszerű, míg a másodikban egy csőszzerű lyukba érkezik a fókuszált lézernyaláb (3. a) és b) ábrák, ahol a felszíntől mért távolság (l) tengelyen a 0 pozíció a felszínnek felel meg).



3. ábra: A fűrt lyukak alakjának változását két modell segítségével próbáljuk megérteni.

Egy adott felületelem ablációját a felületelemre eső lokális intenzitás szabja meg. Ennek egyik következménye, hogy femtoszekundumos lézerimpulzusok segítségével ferde lyukak fúrhatóak. Másik következmény a lyukak alakjának változása. Megmutattuk, hogy kúp alakú lyuk esetén a fény a falakon történő reflexiókat követően a furat mélyebbi részeibe jut, ott lokálisan megnövelve az intenzitást. Ennek köszönhetően a lyuk mélyén kiszélesedés figyelhető meg. A kiszélesedett felületen a beesési szög megnő, ami miatt a reflexió értéke is nő, ezáltal a lyuk még mélyebbi részeibe csatolva a fényt. Mindezek eredményeképp a lyuk alakja csőszzerűvé válik. A csőszzerű furatban a meredek falakon nagymértékű a reflexió, így a lyuk mélyítése lesz jellemző. Azonban a falakon is történik abláció, amelyet a mélyebb területek ablációjából származó anyag lerakódása kompenzál.

Összefoglalva: megmutattuk, hogy femtoszekundumos impulzussorozatokkal mély és keskeny lyukak fúrhatóak a megvilágítás irányában. A lyukak kialakulását egy egyszerű, a falakon fellépő reflexiót is figyelembe vevő modellel írtuk le.

NEMLINEÁRIS FOURIER-SZŰRÉS KORLÁTJAINAK A VIZSGÁLATA

Gilicze Barnabás, Trényi Róbert, Szatmári Sándor

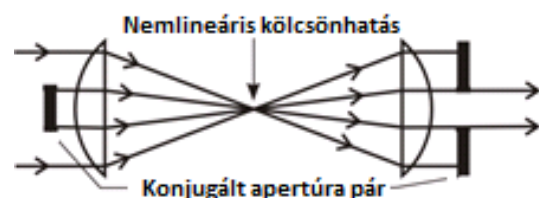
SZTE TTIK Kísérleti Fizikai Tanszék
6750, Szeged Dóm tér 9.

A nagyintenzitású lézerrendszerek egyik legfontosabb jellemzője a keltett impulzusok idő- és térbeli kontrasztja. Az impulzusok időbeli kontrasztját az impulzus csúcsintenzitása és az ultrarövid impulzus időbeli környezetében jelenlévő zaj arányaként lehet definiálni. A nagyintenzitású lézerrendszerek fejlődése lehetővé tette a 10^{21} - 10^{22} W/cm²-es fókuszált intenzitások melletti fény-anyag kölcsönhatás vizsgálatát. A legoptimistább becslések szerint is nagyobb mint 11-12 nagyságrendnyi időbeli kontraszt szükséges ahhoz, hogy a vizsgálni kívánt fény-plazma kölcsönhatást a főimpulzust megelőző előimpulzus által generált elő-plazma ne befolyásolja jelentősen a kísérletet. A jövőben tervezett csúcsintenzitások ($>10^{25}$ W/cm²) még szigorúbb követelményeket szabnak az impulzusok tisztaságára.

Az ultrarövid impulzusokat megelőző előimpulzus forrása egyrészt az inkoherens erősített spontán emisszió (ASE), másrészt a fázismodulált (CPA) sémán alapuló szilárdtest lézerrendszerekben a spektrális fázistorzulások és a kompresszor-elemeken fellépő szórás okozta koherens szubpikuszekundumos-os háttér. Az elmúlt években számos technika született a nagyintenzitású lézerrendszerek kontrasztjának a javítására. Ezek közül a legígéretesebbek a kereszt-polarizált hullám keltésen (cross-polarized wave generation, XPW) [1] és a plazma tükör [2] használatán alapuló módszerek. Ezen technikák alkalmazásával (plazma tükör esetén kétszeri alkalmazással) több mint 3 nagyságrendnyi kontraszt javulást lehet elérni jelentős veszteségek mellett. Ezért az XPW alkalmazását általában egy újabb CPA erősítő fokozat követi (dupla CPA) amellyel azonban a koherens kontraszt problémája megmarad. Az ultraibolya hullámhossz tartományban működő KrF erősítő közegű rendszerek esetén, ahol nem szükséges a CPA séma alkalmazása a koherens kontraszt problémája nem merül fel. A rövid impulzusok direkt erősítéséből adódóan egy esetleges idő- és térszűrő technika az erősítő bármely pontján alkalmazható, ezért a szűréssel együtt járó energia veszteség további erősítéssel kompenzálható. A plazma tükör technikát KrF erősítő közegű UV rendszereken az elmúlt években sikeresen demonstrálták [3], a további meglévő technikák azonban praktikusán nem alkalmazhatóak a szükséges optikai elemeken az ezen hullámhossz tartományon fellépő nagy veszteségek miatt.

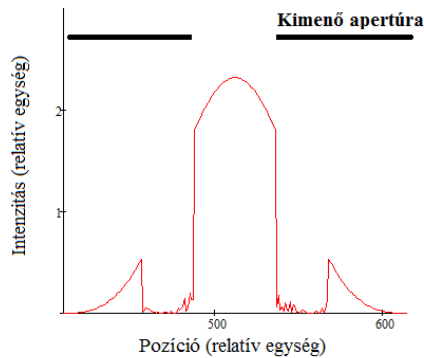
Kutatásunk célja egy új, egyszerű felépítésű, nagy energiájú impulzusok idő- és térbeli kontrasztját javító elrendezés kifejlesztése amely az UV tartományban is könnyen alkalmazható.

Ezen új technika egy a Fourier-síkban végrehajtott intenzitás szerint nemlineáris amplitúdó és/vagy fázismoduláción alapul amely a nyaláb irány szerinti tulajdonságainak megváltozásához vezet (1.ábra). Egy ilyen rendszer egy konjugált apertúrapárral körbevéve nem rendelkezik transzmisszióval mindaddig amíg nem lép fel moduláció a Fourier-síkban. Ugyanakkor nagy intenzitás esetén a moduláció okozta irány szerinti eloszlás megváltozása miatt véges transzmisszióval rendelkezik. [4] Az előzetes számítások egy gyűrű alakú nyaláb esetén a Fourier-síkbeli, tiszta fázismodulációra jósolták a legkedvezőbb eredményt, ahol egyidejűleg effektív térszűrés is bekövetkezik. (2a.ábra)

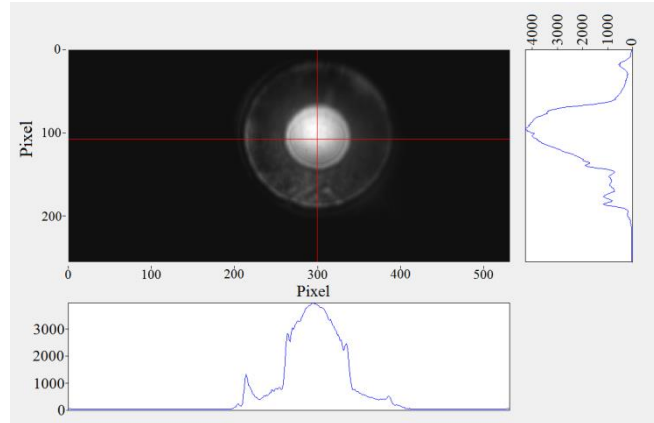


1. ábra

A nemlineáris Fourier szűrő sematikus rajza



a)



b)

2. ábra

Szimulált (a) és kísérletileg mért (b) térbeli intenzitás eloszlás a nemlineáris Fourier-szűrő kimenetén

A kísérleti megvalósítás egy gyűjtőlencsével egy gyűrű alakú apertúra egységnyi nagyítású leképezésével történt, ahol a fókusz síkban egy vákuumkamrában pulzáló argon gázfelhőben az impulzus által generált plazma biztosította a szükséges fázismodulációt. A kísérletek jó egyezést mutattak az elméleti számításokkal (2b.ábra), igazolták a folyamat térszűrő tulajdonságát, az időbeli kontrasztot javulását pedig becsléseink szerint 3 nagyságrenddel javították. A szűrési technika a mérések szerint nem járt spektrálisan torzító hatással, és stabil működést mutatott, amely ígéretessé teszi az esetleges alkalmazását a nagyintenzitású lézerrendszerek kontrasztjának a javítására.

A kutatásunk jelenlegi iránya a nemlineáris Fourier-szűrővel elérhető időbeli kontrasztjavulás vizsgálatára irányul. A kísérleti tapasztalat azt mutatta, hogy az elérhető időbeli kontrasztjavulásnak elsősorban nem a fókusz síkban lezajló nemlineáris kölcsönhatás, hanem a kísérleti elrendezésben használt gyűjtőlencse által az inkoherens ASE-vel alkotott kép térbeli kontrasztja szab gátat. Ezért célul tűztük ki annak a klasszikus optikai leképezés témakörébe tartozó kérdésnek a vizsgálatát, hogy egy leképező rendszer által egy fekete-fehér tárgyról alkotott kép kontrasztja maximálisan milyen értékű és milyen tényezőkkel lehet ezen javítani.

Az optikai leképezés folyamatát számítógépes szimuláció útján modelleztük, ahol a leképezés hatását térfrekvencia képben (Fourier-képben) vettük figyelembe az adott leképező rendszer optikai átviteli függvényének (Optical transfer function, OTF) segítségével inkoherens fény esetén. [5] A szimuláció segítségével becslést lehet tenni egy gyűjtőlencsével történő leképezés kontrasztjára, a pontos érték meghatározásához a modell továbbfejlesztését kilátásba helyezzük. Az optikai leképezés kontrasztjának a nemlineáris Fourier-szűrő időbeli kontrasztjára gyakorolt hatását kísérleti úton is megvizsgáltuk.

- [1] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, J. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. Saltiel, *Opt. Lett.* **30**, 920–922 (2005).
- [2] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, *Phys. Rev. E* **69**, 026402 (2004).
- [3] I. B. Földes, A. Barna, D. Csáti, F. L. Szűcs, S. Szatmári; *Journal of Physics: Conference Series* **244** 032004 (2010)
- [4] S. Szatmári, R. Dajka, A. Barna, I.B. Földes; *EPJ Web of Conferences* **59**, 07006 (2013)
- [5] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (Roberts & Co Publishers, 2005).

IMPULZUS ÜZEMŰ RÖNTGEN-FORRÁS FEJLESZTÉSE KrF EXCIMER ERŐSÍTŐK ELŐIONIZÁCIÓJÁRA

Gyihor László, Szántó Zoltán, Szatmári Sándor

*SzTE TTIK, Kísérleti Fizikai Tanszék
6750 Szeged, Dóm tér 9.*

Kisüléssel gerjesztett rövid impulzusú KrF erősítők paraméterei az elektromos kisülés geometriájától illetve homogenitásától függenek. Az inhomogén, fonalas kisülések elkerülése érdekében a fő kisülés előtt előionizálni szükséges a gázteret, amely a legegyszerűbben ultrabolya (UV) sugárzással történhet. Az UV sugárzás forrása általában korona vagy ívkisülés. Utóbbit – a gerjesztő áramkör részét képező – a kisülési cső mentén, egymástól néhány cm-re elhelyezett szikraközök szolgáltatnak. A technika legfőbb hátránya az aktív közeg erős abszorpciója az UV tartományban. Emiatt az egyenletes előionizációhoz a kisülési térben relatíve sok szikraköz elhelyezésére van szükség, valamint az aktív közeg lineáris méretei, így a keresztmetszete sem növelhető tetszőlegesen. Ez viszont limitálja az erősítőben pillanatnyilag tárolt energiát.¹ Alternatívát a néhányszor 10 keV nagyságrendbe eső fotonenergiájú röntgensugárzás (mint ionizáló sugárzás) alkalmazása jelentheti, melynek abszorpciója lényegesen kisebb a közegben, így a térben kiterjedtebb előionizáció hozható létre.² Az előionizáció során keletkezett ionok relaxációs ideje 10 ns nagyságrendű, így a hatásos előionizáció a fő kisülést megelőző ezen időintervallumra kell hogy essen, továbbá a jó preionizációs hatások elérése érdekében hasonlóan rövid, intenzív röntgenimpulzus szükséges.

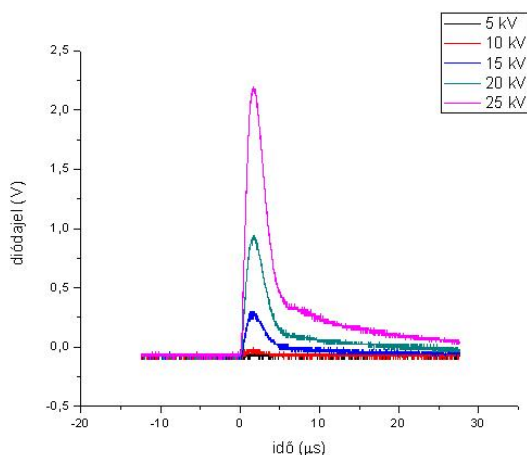
Munkánk során célul tűztük ki egy impulzus üzemű, vonalsugárzó röntgenforrás kifejlesztését. A katód által emittált elektronok a csőre kapcsolt nagyfeszültség hatására az anód felé gyorsulnak, majd azt elérve fékezési sugárzást bocsátanak ki. Az elektronemisszó klasszikus megvalósítása a fűtött katód. Impulzusüzemű röntgen forrásoknál igen perspektivikus az ún. plazma-elektron forrás alkalmazása, amely segítségével rövid impulzusban ($\sim 10^{-7}$ s) nagy áramsűrűség ($1-100$ A/mm²) érhető el, speciális szén csöveket tartalmazó katód esetén.^{3,4} Kellően gyors felfutású nagyfeszültségű elektromos impulzus hatására a szén-szálak felületén plazma jön létre, amely képes betölteni az elektronemitter szerepét és extrém nagy felületi áramsűrűségek létrehozására alkalmas. Ezen elektronforrás nagy előnye, hogy a katód nem igényel fűtést, ezért a cső szerkezeti kialakítása egyszerűbb.



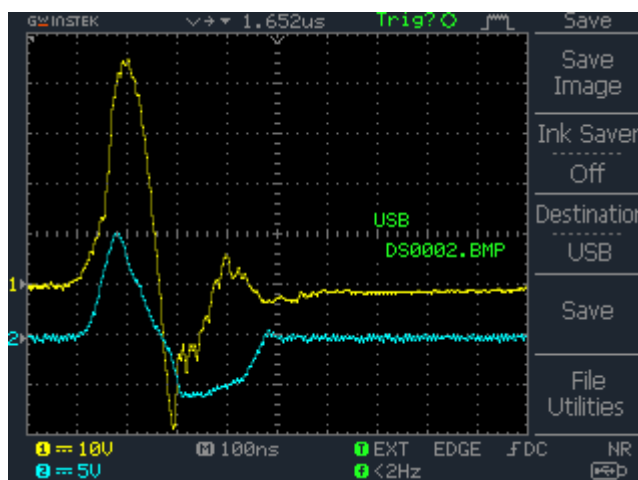
1. ábra

Gyakorlati munkánk során egy ilyen felépítésű röntgencső prototípusát készítettük el és karakterizáltuk működését. Az összeszerelt vákuumcső az 1. ábrán látható, melyen megfigyelhető a cső középvezetékében futó katódelektroda a szén elektronforrással és a kettős volfram alapanyagú anód. A cső működésének vizsgálata egy Lambda Physik EMG-401 típusú excimer lézerben történt, az eredeti izzókatódos röntgenforrás helyére beépítve. Az elektromos táplálásról az eredeti nagyfeszültségű impulzusgenerátor gondoskodott. Az impulzusgenerátorban egy 12 nF-os kondenzátorbank található, melyet egy tirátron kapcsol - egy

1:4 áttételű feszültségemelő transzformátoron keresztül - a röntgensőre. A kondenzátorbank töltőfeszültsége 0-25 kV-os tartományban szabályozható, mely 100 kV-os szekunder feszültségek elérését teszi lehetővé. A működéshez szükséges kb. 10^{-3} - 10^{-4} mbar nyomást egy rotációs- és egy turbomolekuláris szivattyúból álló külső vákuumrendszer biztosítja. A röntgenső működése során az elektronforrás kigázosodása tapasztalható, emiatt a működtetéshez folyamatos elszívás szükséges. A röntgenemisszió fellépését helyi készítésű, PIN diódából és egy töltésérzékeny erősítóből álló detektorral oszcilloszkópon vizsgáltuk, amely (egy adott frekvenciájú) röntgenjel intenzitásával arányos amplitúdójú feszültséget szolgáltat. Kontrollként részlegesen ólomlemezrel maszkolt fogászati röntgenfilmmel is megerősítettük a sugárzás jelenlétét. A kondenzátorbank különböző töltőfeszültségeinél felvett detektorjelek a 2. ábrán láthatók.



2. ábra



3. ábra

A cső elektromos viselkedését is mértük. A működést jellemző időbeli áram (CH1) és feszültség (CH2) jelalakok 20 kV-os primer töltőfeszültség esetén az 3. ábrán láthatók. A röntgensővön folyó áram időbeli változását az impulzusgenerátorba beépített, kalibrálatlan áramváltó transzformátorral követtük nyomon, mely az árammal arányos nagyságú feszültséget szolgáltat. Feszültségmérés az anódkörbe iktatott 3:1 arányú kapacitív osztóra kapcsolt Northstar PVM-2 típusú 1000:1 osztású nagyfeszültségű szondával történt. A működést jellemző áram- és feszültség jelalakok 20 kV-os primer töltőfeszültség esetén az 3. ábrán láthatók.

A röntgensugárzás maximális intenzitásához tartozó fotonenergia becslését abszorpcióméréssel végeztük. Alumíniumra meghatározva egy átlagos gyengítési együtthatót, az abszorpciós spektrumból visszakeresve, a közepes fotonenergia 10 keV körüli érték adódott. Kimértük a kibocsátott sugárzás iránykarakteristikáját.

A mérés során a cső feszültségstabilizáló tulajdonságot mutatott 30 kV feszültségen, ezzel maximalizálta az elérhető fotonenergiát. Az elvégzett mérések eredményeinek ismeretében a továbbiakban oly módon próbáljuk a cső geometriai kialakítását módosítani, hogy az elérhető közepes fotonenergia kb. 50 kV körüli értéket érjen el, valamint a sugárzási karakteristika megfelelően optimális preionizáció elvárásainak.

- [1] S. Szatmari et al., Landolt-Börnstein, Vol.1.B.1, pp. 215-253., 2007
- [2] K. Midorikawa et al., X-ray Preionisation of Rare-Gas-Halide Lasers, IEEE J. of Quantum Electron., Vol. QE-20, NO. 3, pp. 198-205., Mar. 1984
- [3] Ya. E. Krasik et al., Pulsed plasma electron sources, Phys. Plasmas **16**, 057103, 2009
- [4] Gleizer et al., High current carbon-epoxy capillary cathode, J. Appl. Phys. **112**, 023303 2012

FOTONIKUS KRISTÁLY SZERKEZETŰ ÉS BRAGG OPTIKAI SZÁLAK DISZPERZIÓJÁNAK NAGYPONTOSSÁGÚ MÉRÉSE

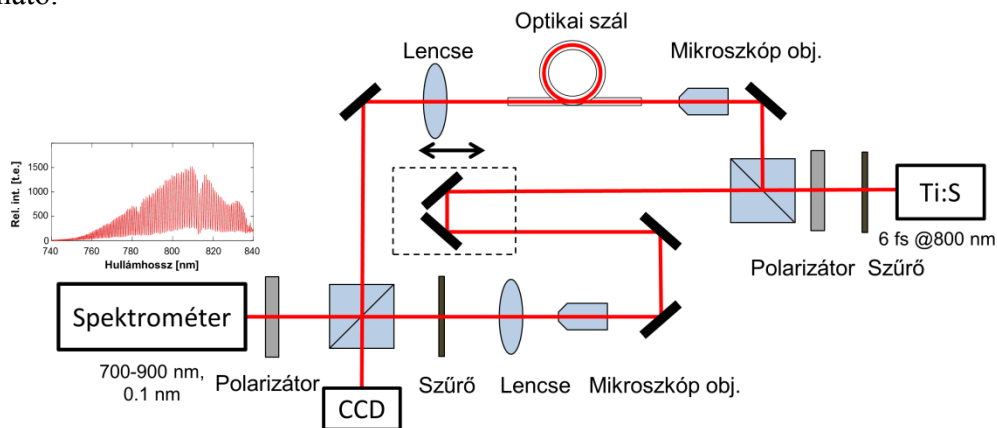
Grósz Tímea¹, Csonti Katalin¹, Gulyás Lénárd¹, Kovács Attila Pál¹, Szipőcs Róbert²

¹Szegedi Tudományegyetem, Természettudományi és Informatikai Kar, Optikai és
Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

²MTA Wigner FK, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Alkalmazott és Nemlineáris Optika
Osztály, 1121 Budapest, Konkoly Thege út 29-33.

Napjainkban az optikai szálak alkalmazása igen elterjedt, nem csak a telekommunikációban, hanem az orvostudományban, az optikában, valamint különböző szenzorokként is felhasználásra talál. A 90-es évek közepén megjelent, finoman strukturált, Bragg illetve fotonikus kristály szerkezetű optikai szálak gyorsan az érdeklődés középpontjába kerültek, hiszen számos tulajdonságuk elvileg tetszőlegesen alakítható a szálgeometria megfelelő változtatásával, így például a diszperziójuk, kettőstörésük és nemlineáris tulajdonságaik is [1,2]. A geometria bonyolultságából adódóan a legyártott optikai szál nem feltétlenül a modellezés során megtervezett paraméterekkel rendelkezik, így optikai tulajdonságai is eltérhetnek a tervezettől; fontos tehát ezeket kísérleti úton is minél pontosabban meghatározni.

Üvegek, gázok diszperziójának meghatározására egyik bevált módszer a spektrális interferometria. Ahhoz, hogy a felvett spektrálisan bontott interferogramokból a szükséges fázisinformációt kinyerjük, több kiértékelési eljárást használhatunk, például az ún. állandó fázisú pont meghatározásán, a minimum-maximumok leolvasásán, a koszinusz-függvény illesztésén vagy a Fourier-transzformáción alapuló módszert. Méréseink során először egy Bragg típusú, fotonikus tiltott sávval rendelkező („photonic bandgap”) optikai szál diszperziós tulajdonságait vizsgáltuk meg [3]. A megépített kísérleti elrendezés és egy felvett spektrális interferogram az 1. ábrán látható.

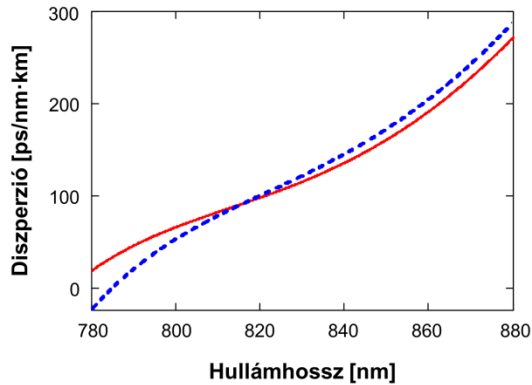


1. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer a mérendő optikai szállal.

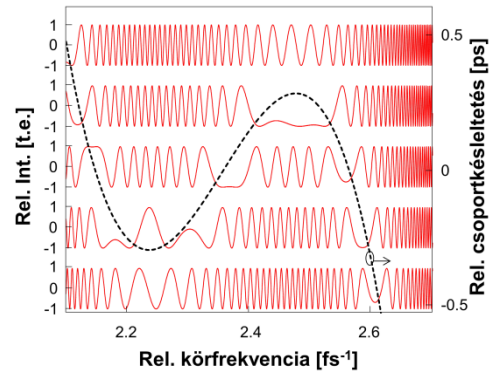
Megállapítottuk, hogy a fent említett eljárások közül a Fourier-transzformáción alapuló módszer adja a legnagyobb pontosságot magasabb rendű diszperzió jelenléte esetén, és egyben alkalmas a szálra szisztematikus gyártási hibák előfordulása esetén jellemző nemkívánatos rezonanciák okozta fázisugrások kimutatására is. Kimutattuk, hogy a vizsgált szál diszperziós koefficiensei ötödrendig jelentősek, valamint hogy a másodrendű diszperziója (GDD) csökkentett a harmadrendű (TOD) pedig domináns, ami két állandó fázisú pont megjelenéséhez vezet.

Ezen eredményekből kiindulva vizsgálni kezdtünk egy légmagos, HC-800 típusú fotonikus kristályszálat is. Tekintve, hogy az optikai szál használata közben különböző fizikai

hatásoknak lehet kitéve, megvizsgáltuk hogyan változnak a diszperziós tulajdonságok a szál kifeszített, feszítetlen illetve felcsavart helyzetében. Mivel ezen szálak gyártása igen költséges, olyan mérési eljárást kerestünk, mely alkalmas rövid ($<1\text{m}$) optika szálak diszperziójának pontos



2. ábra A gyors (folytonos vonal) és a lassú (szaggatott vonal) polarizációs irányhoz tartozó mért diszperziós görbék kifeszített fotonikus optikai szál esetén.



3. ábra Szomszédos relatív késleltetéshez tartozó szimulált normált interferogramok és a relatív csoportkésleltetés (szaggatott vonal).

meghatározására. Továbbá, mivel a jelenlegi gyártási technológiák nem feltétlenül tudják biztosítani ezen méhsejt szerkezetű optikai szálak állandó falvastagságát illetve tökéletesen szimmetrikus szerkezetét a szál teljes hossza mentén, megvizsgáltuk, hogy az így kapott eredményekből következtethetünk-e néhány méteres szálak tulajdonságaira is. Megállapítottuk, hogy a vizsgált szál az elméletileg kapott értékeknél lényegesen nagyobb kettőstöréssel rendelkezik, illetve hogy a diszperzió additív és kevésbé függ a szál helyzetétől. A polarizációs irányok közötti átcsatolódnak függ az alaktorzulás következtében fellépő feszültségektől és a szál hosszától. A vizsgált szál GDD-je negatív, negyedrendje (FOD) pozitív, TOD-domináns, a magasabb rendek szintén ötödrendig jelentősek. A szál két polarizációs irányához tartozó Fourier-transzformációs kiértékeléssel meghatározott diszperziós görbéi a 2. ábrán láthatók.

Korábbi vizsgálatainkra alapozva az ún. állandó fázisú pont módszerének alkalmazását is tovább teszteltük magasabb rendű domináns diszperziók kimutatására [4]. Ehhez szimulációkat készítettünk, majd további méréseket végeztünk a korábban vizsgált Bragg-szálon. Kimutattuk, hogy az állandó fázisú pont módszere alkalmas magasabb rendű diszperziók meghatározására, ha besűrűsödik az interferencia csíkrendszer, és a spektrométer véges felbontóképessége miatt a láthatóság drasztikusan lecsökken. Az állandó fázisú pontok mozgásából és számából következtetni lehet a magasabb rendű diszperzió jelenlétére, a koefficiensek meghatározása azonban szükséges az egyértelműség biztosításához. A 3. ábrán látható néhány szimulált interferogram 400, 180, -40, -260 és -480 fs relatív késleltetéseknél (alulról felfelé) $\text{GDD} = 3600 \text{ fs}^2$, $\text{FOD} = -500,000 \text{ fs}^4$, és $\text{TOD} = \text{QOD} = 0$ esetén 2.355 fs^{-1} -nál. Ez esetben néhány késleltetésnél három állandó fázisú pont jelenik meg.

Jelen kutatási eredmények megjelenését „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítójú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg. Ezt a munkát a Kutatási és Technológiai Innovációs Alap a TECH-09-A2-2009-0134 azonosítójú projektje és az R&D Ultrafast Lasers Kft. támogatja.

Felhasznált irodalom:

- [1] P. Yeh, A. Yariv and E. Marom, J. Opt. Soc. Am. **68**, 1196 (1978).
- [2] P. St. J. Russell, J. Lightwave Technol. **24**, 4729 (2006).
- [3] T. Grósz, A. P. Kovács, M. Kiss and R. Szipőcs, Appl. Optics **53**, 1929 (2014)
- [4] T. Grósz, A. P. Kovács, K. Mecseki, L. Gulyás and R. Szipőcs, Opt. Commun. **338**, 229 (2015).

MEMBRÁNOK GÁZ-PERMEÁCIÓS PARAMÉTEREINEK FOTOAKUSZTIKUS ELVŰ MEGHATÁROZÁSA

Guba Tibor¹, Filus Zoltán^{1,2}, Horváth Zoltán², Bozóki Zoltán^{3,1}, Szabó Gábor¹

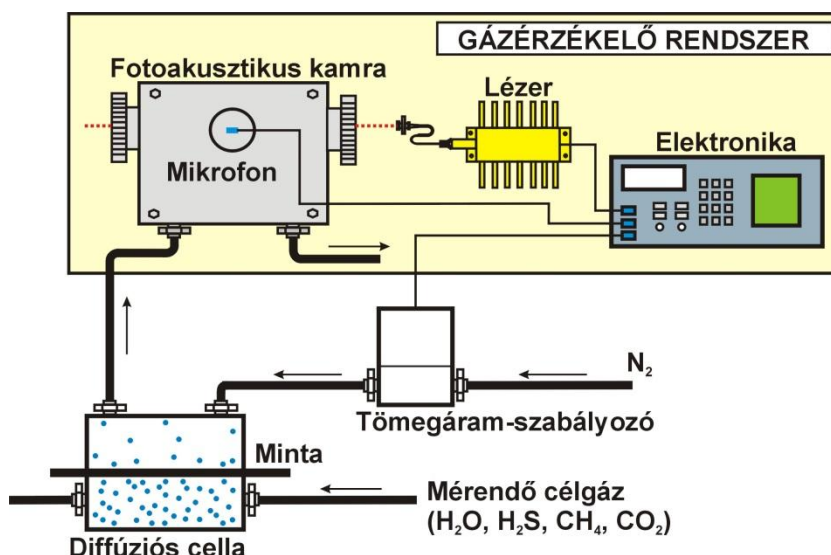
¹ SZTE Optikai- és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720. Szeged, Dóm tér 9.

² Hilase Kft. 6727 Szeged, Irinyi J. u. 1.

³ MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, 6720. Szeged, Dóm tér 9.

Háttér és cél. Az iparban fontos feladat különböző polimerek, illetve gumik gázáteresztő- és gázmegtartó-képességét jellemző anyagi paraméterek, azaz elsősorban a permeabilitás (P) a szolubilitás (S) és a diffuzivitás (D) meghatározása. E célból az egyik legelterjedtebb megoldás a time-lag módszer, melynek alkalmazása során a permeációs folyamat késői, állandósult szakaszára történik egy egyenes illesztése és az illesztett görbe paramétereire alapján a permeációs paraméterek meghatározása¹. Kutatócsoportunk több éves tapasztalattal rendelkezik olyan eljárások alkalmazásában, amelyek a time-lag módszert a fotoakusztikus spektroszkópiával egyesítik². Bár a time-lag módszer használata könnyű, számos alkalommal tapasztaltuk azt, hogy ez a megoldás érzéketlen a különböző mérési hibákra. Ezek a mérési hibák sajnos meghamisíthatják a mérési eredményeket. Ezért kidolgoztunk egy alternatív módszert, amely a teljes permeációs görbe illesztésén és kiértékelésén alapul, ezáltal jelentős mértékben javítva a meghatározott anyagi paraméterek megbízhatóságát.

A fotoakusztikus módszer előnyei. A fotoakusztikus módszer mérési tartománya különlegesen széles, a ppm-től a 100%-ig, ezért a módszerrel a teljes permeációs folyamat jó jel/zaj viszonytal nyomon követhető. A mérőrendszer kis belső térfogattal rendelkezik, ezért a rendszer válaszideje rövid, azaz gyors folyamatok nyomon követésére alkalmas. A lézeres fényforrás segítségével szelektív mérések végezhetők, azaz pl. gázkeverékekben a komponensek permeabilitása külön-külön vizsgálható.



Fotoakusztikus mérési elrendezés permeációs kísérletekhez.

Alkalmazott méréskiértékelési eljárás. Apermeációs mérésekben általánosan alkalmazott time-lag kiértékeléshez képest az egyik legfontosabb változtatás, amit bevezettünk, az az, hogy áttértünk a time-lag módszerhez szükséges felhalmozódott koncentráció-idő görbe kiértékeléséről annak a deriváltjának a vizsgálatára. A derivált görbe nem más, mint a mintán átdiffundáló gáz áramerőssége az idő függvényében. Ennek a derivatív görbének az egészére fejlesztettük ki az illesztő algoritmust (szemben a korábbi – csak koncentráció-idő görbe a lineáris tagját vizsgáló programmal). Tovább növeltük két statisztikai indikátor implementálásával is az új eljárásunk megbízhatóságát:

- A illesztés redukált khi-négyzete³.
- A konfidenciaregiónja az illesztett paramétereknek. Ezeket az intervallumokat a standard kovariancia mátrix felhasználásával becsültük meg⁴.

Az így kibővített, új program teljesítőképességét szimulációkkal és valódi kísérleti adatok felhasználásával ellenőriztük. A szimulációkban a következő hibákkal hoztunk létre műbemeneteket: időlevágás, offset-hiba, időeltolás. A kísérleti eredmények egy korábbi kutatómunkánkból származnak⁵.

Eredmények és diszkusszió. A szimulációk eredményei azt mutatják, hogy a teljes görbére történő illesztés révén a régi eljáráshoz képest akár harmadára-negyedére is le tudjuk csökkenteni a mérési időt az eredmények megbízhatóságának romlása nélkül. Mind a szimulációkból, mind pedig a valódi adatok kiértékeléséből világosan látszik, hogy az implementált változások rendkívül érzékennyé tették az új programot az offset-hibával és az időeltolással szemben. Tehát sikerült úgy továbbfejlesztenünk a módszerünket, hogy azok megbízhatósága nagymértékben javult. Kutatócsoportunk tervezi az általunk kidolgozott eljárás valós idejű implementálását a mérésekbe.

Hivatkozások

- [1] Crank, J. The mathematics of diffusion. (1975).
- [2] Filus, Z. *et al.* A novel apparatus based on a photoacoustic gas detection system for measuring permeation parameters of polymer samples. *Polym. Test.***26**, 606–613 (2007).
- [3] Andrae, R., Schulze-Hartung, T. & Melchior, P. Dos and don'ts of reduced chi-squared. 12 (2010). at <<http://arxiv.org/abs/1012.3754>>
- [4] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing. Sample page from NUMERICAL RECIPES IN C1*, 1262 (2007).
- [5] Filus, Z. *et al.* Carrier gas flow arrangement based photoacoustic detection method for measuring gas permeability of polymer membranes. *Polym. Test.***32**, 1099–1104 (2013).

**AN ALL-LINEAR-OPTICAL TECHNIQUE FOR
RELATIVE CEP-SHIFT
MEASUREMENT OF PICOSECOND PULSES**

**P. Jójárt¹, Á. Börzsönyi¹, K. Osvay^{1,2}, R. Chiche³, E. Cormier⁴, R. Flaminio⁵,
C. Michel⁵, L. Pinard⁵, V. Soskov³, A. Variola³, F. Zomer³**

1. Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged,

2. ELI-HU Nonprofit Kft.,

3. LAL, CNRS-IN2P3, Université Paris-Sud,

4. CELIA, Université de Bordeaux-CNRS-CEA,

5. LMA, CNRS-IN2P3, Université Lyon

Nowadays, the length of the shortest achievable laser pulses in the visible and near infrared region reached the cycle length of the light wave. The results of experiments using these so-called single-cycle pulses with a length of only a few femtoseconds strongly depend on the temporal shape of the electric field. For a quantitative description of the position of the electric field, the term Carrier-Envelope Phase (CEP) was introduced. Due to the well known fact, that the carrier wave propagates by the phase velocity, while the pulse envelope does by the group velocity, pulse train of a laser oscillator has a changing CEP from pulse to pulse.

The widespread methods of CEP-shift measurement pose stringent requirements on the laser to be measured, like octave spanning spectra and high enough intensity to drive the involved nonlinear effects. These requirements imply, that precision laser spectroscopy experiments required the use of few-cycle titanium-sapphire lasers. Consequently, scientific topics of attosecond physics and precision laser spectroscopy would profit of a CEP-measurement device, which is capable of measuring laser pulses consisting of dozens of optical cycles, or even pulses with a length of some picoseconds.

The aim of the project was to develop a method for CEP-shift measurement, which employs a bandwidth-independent measurement principle, that is usable to measure CEP-shift of many-cycle laser pulses in a reliable manner. In addition, if I can ensure to apply *only linear optical elements and processes*, then *the method would require significantly less input power*.

In more details, as a starting point I took the at the that time recently introduced linear measurement method for a detailed investigation. That was based on spectrally and spatially resolved interferometry (SSRI), with a resonant ring in one arm of the Mach-Zehnder interferometer. The CEP shift was resulted from the visibility of the interference fringes. Although this was proven to work, but in practice it was cumbersome to operate and was also a subject of very frequent calibrations.

As the first step, I conducted a detailed numeric simulation in *MathCad* software. I made the conclusion, that the measurement method can be highly simplified. I made simulations on parameter changes of the incoming pulse train and changes of the experimental circumstances. In the numeric model, I considered (among others) the round-trip path length difference of the oscillator and the resonant ring, refractive index of air, dispersion of the optical elements in use, and reflectivity of the beam splitters. I calculated the effects of change of the repetition rate of the laser oscillator, and effects of thermal expansion caused by local $\pm 0.1^\circ\text{C}$ temperature changes, too.

The experimental set-up consisted of a *resonant ring*, a (CE-Optics model CEO-2D-800) imaging *spectrograph* and a Berkeley Nucleonics BNC1105 *counter*, and was automatized using the National Instruments *Labview* framework. For the first proof of concept, a *home-made Ti:S laser* of the Department of Optics at University of Szeged was utilized. (Bandwidth was 60

nm, and repetition rate was 70,5 MHz.) In the experiment, I just modified the own CEP-shift of the resonant ring by moving the inserted *isochronic wedge pair*. After successful experiments at Szeged, the set-up was tested in Max Born Institut in Berlin, where a Femtolasers Rainbow *CEP-shift stabilized oscillator* (at 84 MHz repetition rate) and an *f-2f interferometer* (as a widespread CEP-shift measurement method) was available. Results of the linear and the f-2f phase-shift measurement methods were recorded and compared, while the CEP shift was tuned by moving one element of the intracavity fused silica wedge pair [1]. After that, I demonstrated the ability of the linear CEP-shift measurement method *to control a stabilization method* against slow CEP-shift changes of thermal origin. At the experiment an isochronic wedge pair was put into the cavity of a free-running Ti:S laser, and it was controlled through a feedback system by the developed method to eliminate the slow CEP-shift changes to a precision of ± 47 mrad.

To prove the bandwidth independence, a *Ti:S laser* of LAL laboratory near Paris having *2-picosecond transform limited pulse length* was used. (The oscillator itself was a modified Coherent Mira.) To record the pretty much narrow spectra of this laser, a *home-made spectrograph* was built, which employed a 1200 line/mm reflective grating and had a magnification of 15.

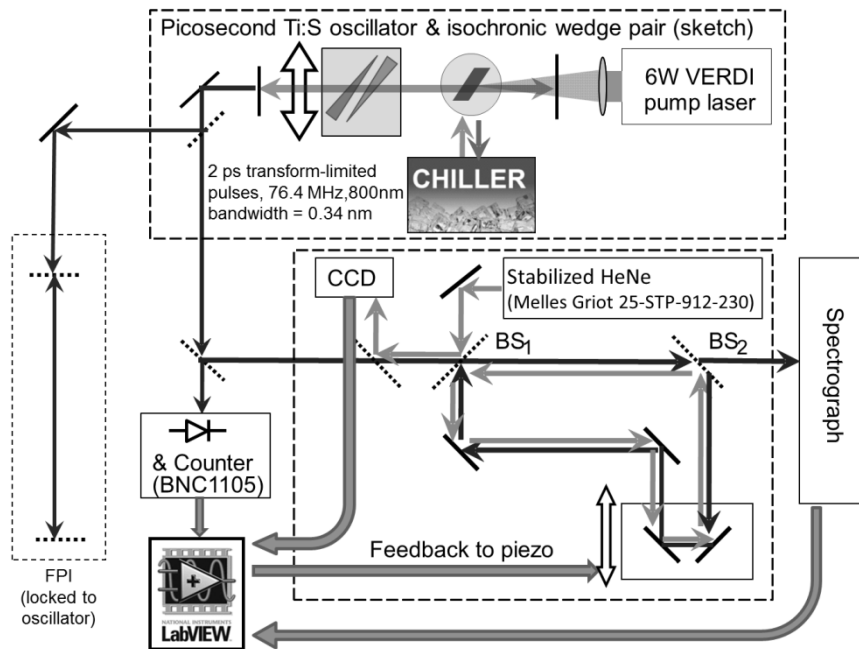


Figure 1: Experimental set-up

To change the carrier-envelope phase shift, the *temperature of the laser crystal*, *power of the pump laser*, and an *intracavity isochronic wedge pair* was used. This is the first measurement of CEP-shift on such a long pulses.[2] I have demonstrated, that gain in a high finesse ($F=28000$) cavity (used for pulse-stacking) clearly depends on CEP-shift.[3]

- [1] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: *Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement*, Optics Letters, **37**, 836-838 (2012).
- [2] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, V. Soskov, F. Zomer, R. Chiche, E. Cormier, K. Osvay: *Carrier-envelope phase drift measurement of picosecond pulses by an all-linear-optical means*, Optics Letters **39** (2014) 5913-5916
- [3] Á. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jójárt, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer: *External cavity enhancement of ps pulses with 28000 cavity finesse*, Appl. Optics. **52**, 8376-8380 (2013).

ARTIFAKTUMOK VIZSGÁLATA LOKALIZÁCIÓS MIKRÓSZKÓPIÁBAN

**Kákonyi Róbert, Sinkó József, Gajdos Tamás, Varga Dániel,
Szabó Gábor és Erdélyi Miklós**

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék,
6720, Szeged Dóm tér 9.

A lokalizációs mikroszkóp egy olyan optikai mikroszkóp, amely képes a diffrakciós határ által meghatározott legkisebb felbontásnál jobb térbeli feloldást elérni. A leképzés elvégzéséhez a vizsgálni kívánt mintát egy olyan fluoreszcens festékkel jelöljük meg, amelynek legalább két állapota van: fluoreszcensen aktív és passzív. A minta megfestéséhez használt festéket megfelelő hullámhosszúságú lézerrel gerjesztjük és egy videó felvételt készítünk. Ha a molekulák közül csak néhány van aktív állapotban, akkor nagy valószínűséggel az egyes molekulák képei nem fednek át. Ekkor egy-egy molekula képe a mikroszkóp pont átviteli függvényével (PSF spot) lesz azonos, amelynek szélességét a diffrakció limitálja. A kapott kép több ilyen PSF spotból fog összeállni, meghatározva egy-egy PSF spot paramétereit (középpont, szélesség, stb.) az adott molekula térbeli pozíciója becsülhetővé válik. A pozícióbecslés a diffrakciós határnál pontosabb. Ezt a becslést nevezzük lokalizációnak. A videó felvétel időtartama alatt az egyes molekulákat az aktív és passzív állapotok között mozgatva a molekulák jelentős részét leképezhetjük. Az egyes lokalizációkat felhasználva, egy nagy felbontású rácsot használva hisztogramként, a diffrakciós limitnél nagyobb felbontású képet készíthetünk.

A festékmolekula határozza meg, hogy milyen módon tudjuk az egyes molekulákat a két állapot között „kapcsolni”. Ez történhet többféle módon, csoportunk a dSTORM leképzési módot használja. Ennél a módszernél egy puffert oldat segítségével érjük el, hogy a molekulák „villogjanak”. Az egyes állapotok közötti átmenet egy sztochasztikus folyamat. Az aktív és passzív állapotok várható időtartamát a puffert oldat összetételével tudjuk szabályozni.

A képminőséget számos kísérleti paraméter befolyásolja. A legfontosabb a lokalizáció pontossága. Kétdimenziós leképezést tekintve Thompson és társai összefüggést adtak a lokalizáció pontosságára [1][1]:

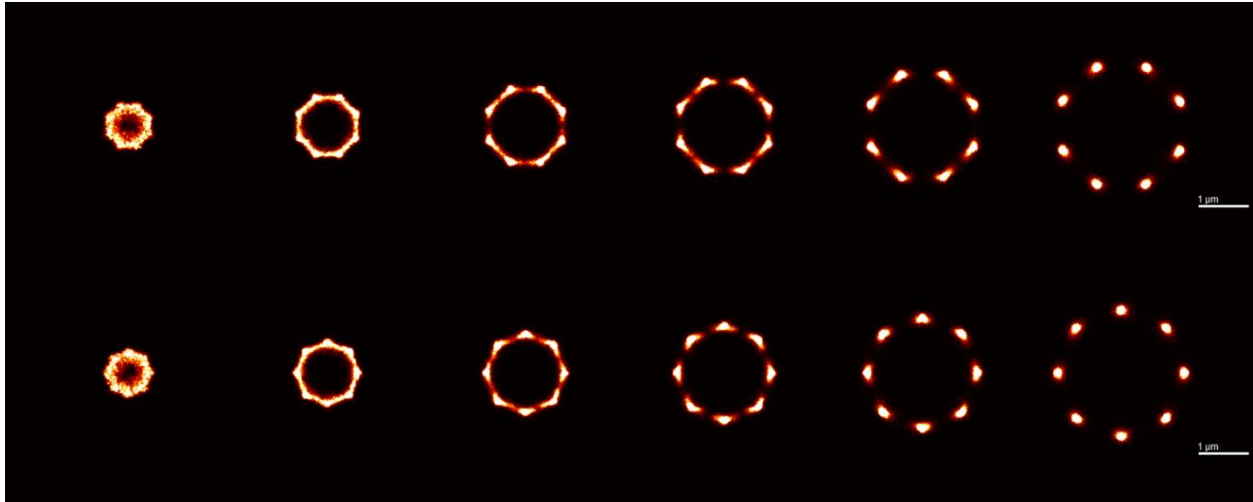
$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \frac{s^2 - a^2/12}{N} + \frac{8\pi s^4 b^2}{a^4 N^2}, \quad (1)$$

ahol N az egy képkockán összegyűjtött, egy molekula által emittált fotonok száma, s a PSF spot szélessége (az illesztett Gauss eloszlás szigma paramétere), a a pixelméret a mintán és b a háttérphoton/pixel/kép. Látható, hogy az egyes lokalizációk pontosságát jelentősen befolyásolja az egy képen egy aktív ciklus során összegyűjtött fotonok száma. Ezért a festékek aktív állapotának várható időtartamát a leképzés során hozzá kell igazítani a kamera expozíciós idejéhez.

A fent bemutatott esetben egyetlen molekula felvillanását vizsgáltuk. Egy valós biológiai minta esetén egy PSF spot átmérőnyi távolságon belül több molekula is elhelyezkedik. Hiba lokalizációhoz vezethet, ha egyszerre villannak fel ezek a molekulák. Ezáltal romlik a képminőség, műtermékek keletkeznek a nagyfelbontású képen. A festékmolekulák villogása egy sztochasztikus folyamat, a kísérleti paraméterek függvényében. Ha az aktív és passzív állapotok várható időtartamának hányadosát csökkentjük, akkor csökken az egy PSF spot átmérőnyi távolságon belül lévő molekulák egyszerre való felvillanásának valószínűsége. A festék e

paraméterének változtatásával lehet javítani a képminőségen nagy festési sűrűségű minták esetén.

A fentiek alapján látható, hogy a képminőséget számos tényező befolyásolja, ezért szükséges a teljes rendszer modellezése a minta megfestésétől, a festékpáraméterek optimalizációján át a lokalizációt végző algoritmusokig bezárólag. Ezért célul tűztük ki olyan szimulációs szoftver fejlesztését, amellyel a leképzés teljes folyamatát vizsgálni tudjuk.



1. ábra: Szimulációs eredmény: Egy szabályos nyolcszög csúcsain elhelyezett vezikulákból álló mintáról készült nagyfelbontású képek. A köré írható körök sugara rendre: 480, 640, 800, 960, 1120 és 1280 nm.

Az 1. ábrán látható egy szimulációs eredményünk, amely egy sejt „nuclear pore complex” (NPC) nevű eleme körül elhelyezkedő gp210 fehérjék feltételezett elhelyezkedését modellezi. Löschberger és társai kísérletileg vizsgálták a gp210 fehérjék elhelyezkedését és lokalizációs mikroszkópia segítségével bizonyították a nyolcszögletű elrendezést.[2]

Az 1. ábrán látható különböző geometriai elrendezések esetén vizsgálni lehet azt, hogy adott leképzési paraméterek esetén milyen leképzési artifaktumok keletkeznek. Csökkentve vezikulák középpontját tartalmazó kör sugarát a következőket figyelhetjük meg: 1280 nm: az egyes vezikulák elkülönülten láthatóak; 960 nm: a vezikulák mintha halványan össze lennének kötve (bridgeartifaktum); 800 nm: az összekötés erőssége függ az orientációtól; 640 nm: a bridgeartifaktum olyan erős, hogy egy körré olvadnak össze lokalizációk, de a nyolcszögletű elrendezés gyengén kivehető; 480 nm: a lokalizációk teljes körré olvadnak össze, a nyolcszögletű szimmetria sem látszik már.

Az általunk fejlesztett szoftver célja a kísérlettervezés, segítségével meghatározható, hogy egy adott hipotézis milyen szignifikanciával tesztelhető adott kísérleti körülmények között, például egy adott fehérje elrendeződésének szimmetriája.

Referenciák

- [1] Thompson, R.E., Larson, D.R. & Webb, W.W., 2002. Precise Nanometer Localization Analysis for Individual Fluorescent Probes. *Biophysical Journal*, 82(5), pp.2775–2783. Available at: [http://dx.doi.org/10.1016/S0006-3495\(02\)75618-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0006-3495(02)75618-X).
- [2] Loschberger, A. et al., 2012. Super-resolution imaging visualizes the eightfold symmetry of gp210 proteins around the nuclear pore complex and resolves the central channel with nanometer resolution. *Journal of Cell Science*, 125(3), pp.570–575. Available at: <http://dx.doi.org/10.1242/jcs.098822>.

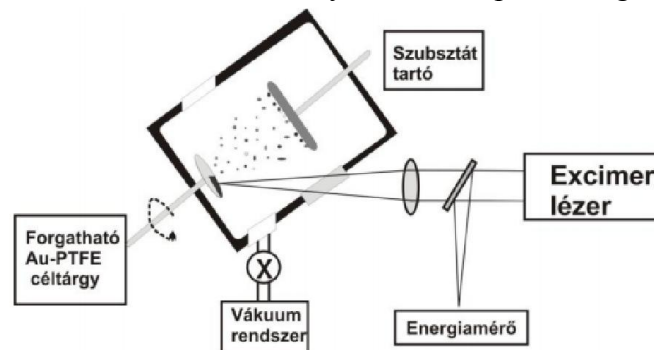
ARANY-TEFLON KOMPOZIT VÉKONYRÉTEGEK SZENZORTECHNIKAI ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGEINEK VIZSGÁLATA

Kecskeméti Gabriella, Smausz Kolumbán Tomi, Berta Zsófia, Hopp Béla

SZTE, TTIK Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720-Szeged, Dóm tér 9.

Az elmúlt évtizedek egyik jelentős kutatási területe a **szenzorika**. A szenzorok fejlesztését legfőképp a szelektivitás növelése motiválta, melyek a környezeti és az orvosi diagnosztika által támasztott igényeknek megfelelően váltak egy dinamikusan fejlődő kutatási területté. A **bioszenzorok** biológiai vagy kémiai tulajdonságokra jellemző értéket alakítanak át elektromos jellé és biológiailag aktív szenzoranyagot alkalmaznak különböző vizsgálandó anyagok kimutatására [1,2]. Kísérletek kimutatták, hogy impulzuslézeres vékonyréteg leválasztási módszerrel (**Pulsed Laser Deposition, PLD**) polimer-fém kompozitokból álló reprodukálható tulajdonságú, porózus szerkezetű vékonyrétegek állíthatók elő, melyek alkalmasak lehetnek megfelelő érzékenységgű és szelektivitású detektálásra [3,4].

A céltárgyak besugárzásához egy LLG TWINAMP típusú ArF excimer lézer ($\lambda=193$ nm, FWHM=20ns) fókuszált nyalábját használtunk 6 J/cm^2 energiasűrűség és 5000 lézer impulzus alkalmazása mellett (1. ábra). A szenzoralként alkalmazott, egy pár 4 mm^2 felületű, aranyozott elektródát tartalmazó nyomtatott áramköri lapot a céltárgyból nagy sebességgel kilépő anyagfelhő útjába helyeztük. Megfelelő takaró maszkolás alkalmazásával megoldható volt, hogy csak az egyik elektróda felületére növezzük az arany-teflon kompozit réteget.

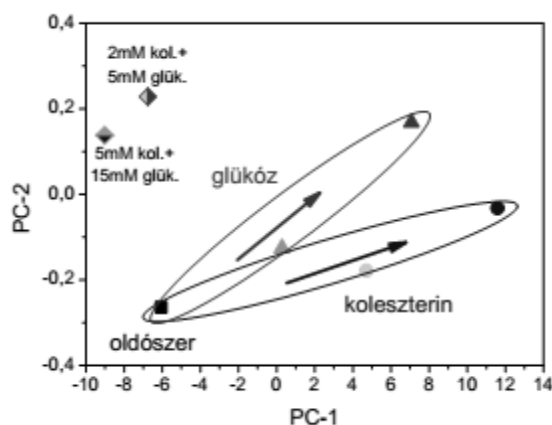


1. ábra: A vékonyréteg leválasztáshoz alkalmazott elrendezés sematikus ábrája.

A leválasztott rétegek morfológiai vizsgálatát pásztázó elektronmikroszkóppal végeztünk (SEM), emellett energia diszperzív röntgen spektrométerrel (EDX) a rétegek elemi összetételét is vizsgálni tudtuk. A kompozit szerkezet vezetőképességét az arany biztosítja, a teflon szemcsék által kialakított porózus szerkezet nagy fajlagos felülete pedig javíthatja a szenzorok érzékenységét, hiszen a vizsgálandó oldatok a teflon szemcsék közé jutva nagyobb felületen érintkezhetnek az érzékelő-réteget jelentő szerkezettel.

A fluktuációval javított detektálás (**Fluctuation Enhanced Sensing-FES**) egy mérendő elektromos jel időbeni fluktuációját vizsgálja, segítségével növelhető a szenzorok érzékenysége [5,6]. Ez az érzékenység és szelektivitás módosítható, fokozható a szenzorlapokra leválasztott vékonyrétegek tulajdonságainak hangolásával. Az áramköri lapot különböző koncentrációjú glükóz és koleszterin minta-oldatokba merítettük, miközben az elektródákon egyenáramot vezettünk keresztül, majd mértük a közöttük lévő $U(t)$ feszültséget. Méréseink során nem csak a kompozit rétegek feszültségére, és azok változására voltunk kíváncsiak, hanem a szenzor zajára, és annak változására a különböző koncentrációjú oldatok hatására. A feszültség váltakozó

komponensének teljesítménysűrűség-spektrumát ($S(f)$) Fourier transzformáció (FFT) segítségével kaptuk meg az $U(t)$ -ből. A FES alkalmazása során a fluktuációk teljesítménysűrűség-spektrumait egy mintázatfelismerő eljárásnak, az ún. főkomponens-analízisnek (**Principal Component Analysis-PCA**) vetettük alá, mely mintegy számszerűsíti a spektrumok közötti hasonlóságokat/különbségeket. Az elemzés elvégzése után az első két főkomponens értékeket egy XY koordináta rendszerben ábrázolva minden spektrumhoz egy adatpontot kaptunk (2. ábra). A grafikonon látható, hogy az oldószerhez képest a különböző glükóz és a koleszterin koncentrációkhoz tartozó pontok tendenciózan elkülönülnek, de nem található kapcsolat a keverék oldatoknak megfelelő adatpontok és az egyes koncentrációkhoz tartozó pontok között.



2. ábra: A glükóz, koleszterin és azok keverék oldatain mért fluktuációs spektrumok főkomponens analízisének eredményei.

A vizsgálandó anyagokra jóval érzékenyebb és szelektívebb módszernek köszönhetően pontosabb diagnosztikai eredmények várhatóak, amit jelenleg gyakran csak hosszadalmas és költséges laboratóriumi vizsgálatokkal lehet csak megvalósítani.

Hivatkozások:

1. B. Adhikari, S Majumdar, Prog.Polym. Sci. **29**, 699-766 (2004).
2. Sangodkar H, Sukeerthi S, Srinivasa RS, Lal R, Contractor AQ., Anal. Chem. **68**, 779–83 (1996).
3. T. Smausz, B. Hopp, N. Kresz, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 1859-1863 (2002).
4. Y. Fu, M. Hou, H. Xu, Z. Hou, P. Ming, Z. Shao, B. Yi, J. Power Sources **182**, 580-584 (2008).
5. L. B. Kish, J. Smulko, P. Heszler, and C.-G. Granqvist, Nanotechnology Perceptions, **3**, 43 (2007).
6. L. B. Kish, H. C. Chang, M. D. King, C. Kwan, J. O. Jensen, G. Schmera, J. Smulko, Z. Gingl, C. G. Granqvist, IEEE Nanotechnology **10**, 1238-42 (2011).

Köszönetnyilvánítás:

A kutatás a TÁMOP 4.2.4.A/2-11-1-2012-0001 Nemzeti Kiválóság Program című kiemelt projekt keretében zajlik. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg; valamint az "Új, funkcionális anyagok által kiváltott biológiai és környezeti válaszok" (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0047) című pályázat támogatásával készült.

NANOSTRUKTÚRÁLT EZÜST RÉTEGEK LÉZERES KIALAKÍTÁSA ÉS ALKALMAZÁSUK A SZÁLOPTIKÁS ÉRZÉKELÉSBEN

**Kohut Attila^{1,2}, Hopp Béla¹, Kopniczky Judit¹, Kószó Eszter¹,
Szörényi Tamás¹, Geretovszky Zsolt^{1,2}**

¹Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

²LaserSkill Kft., 6723 Szeged, Felső-Tiszapart 31-34. G 9/24.

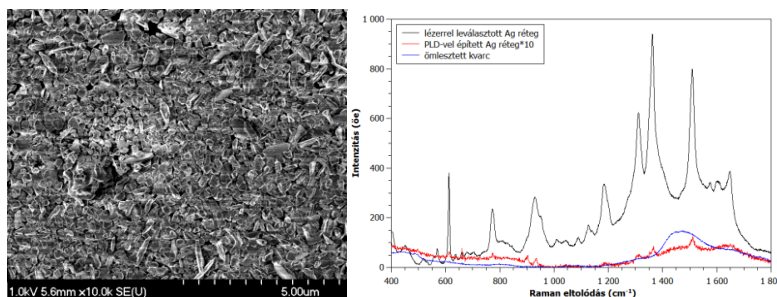
Az optikai szál alapú szenzorok kiemelt érdeklődésre tartanak számot az orvostudományi kutatásokban, illetve az orvosi diagnosztikában. Kialakításuknak köszönhetően magukban hordozzák a katéterbe integrálhatóság lehetőségét, ami utat nyithat biológiai/kémiai marker molekulák *in vivo* monitorozásának. A száloptikás Raman szenzorok, melyek ötvözik az optikai szálak érzékelés rugalmasságát a Raman spektroszkópia szelektivitásával, a klinikai alkalmazások ígéretes eszközei lehetnek. A módszer legfőbb hátránya a Raman szórás kis hatáskeresztmetszete, valamint az optikai szálakban keletkező intenzív Raman háttér, melyek együttesen jelentősen lerontják a detektálás jel/zaj viszonyát. E probléma áthidalható az érzékenység, illetve a szórás hatáskeresztmetszet növelésével, melynek egyik lehetséges módja az ún. felületerősített Raman spektroszkópia (Surface Enhanced Raman Spectroscopy, SERS). Ennél a mérendő anyag egy nanostruktúrált nemesfém (tipikusan Ag vagy Au) felszínnel érintkezik, melynek hatására a Raman-jel intenzitása több nagyságrendet növekedhet.

Anyagunkban egy olyan egyszerű és olcsó lézeres eljárást mutatunk be, mely lehetővé teszi SERS-aktív ezüst bevonatok egy-lépéses létrehozását kereskedelmi forgalomban kapható optikai szálak végén. Ennek alapja, hogy lézerfény segítségével egy ezüst-nitrátot és nátrium-citrátot tartalmazó oldatból ezüst választható le az oldat és a megvilágított hordozó határfelületére [1].

Munkánk során a nanostruktúrált ezüstréteg lézeres kialakítását tanulmányoztuk az ezüst leválását befolyásoló kulcsparaméterek beazonosítása, és folyamat mechanizmusa megismerése céljából. Ennek érdekében a besugárzási idő, a lézer-teljesítmény és oldat-összetétel rétegek kialakulására, morfológiájára és SERS-aktivitására gyakorolt hatását vizsgáltuk.

Az ezüst rétegeket 1 mm vastagságú ömlesztett kvarc lapokra, valamint tipikusan 1 m hosszú, 200 μm magátmérőjű SiO_2 alapú optikai szálakra építettük vagy egy 632,8 nm központi hullámhosszú He-Ne lézer, vagy egy 446 nm központi hullámhosszú diódalézer segítségével. A besugárzási időt az 1-180 perc, a lézer teljesítményt a 0,5-3,2 mW tartományon változtattuk. Kiindulási oldatként 2 mM koncentrációjú nátrium-citrát és ezüst-nitrát oldatok 2:1 térfogatarányú keverékét használtuk. A kialakult rétegeket optikai, atomerő, és pásztázó elektronmikroszkópiával valamint kontakt profilometriával jellemeztük. Az ezüst struktúrák SERS-aktivitását Rodamin 6G (R6G) 1 mM koncentrációjú vizes oldata Raman spektrumának mérésével ellenőriztük. Az ezüstréteg bevonat optikai szálak SERS-aktivitását egy speciálisan erre a célra épített Raman rendszerrel mértük, ún. *optrode* geometriában, vagyis úgy, hogy mind a gerjesztő lézerfényt, mind a Raman-szórt fényt ugyanaz az optikai szál szállította.

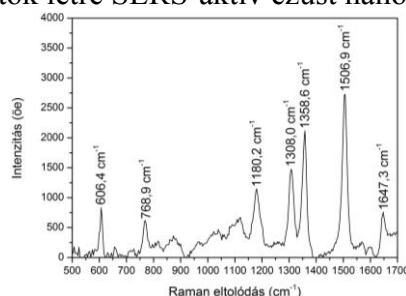
Mindkét általunk használt lézer hullámhosszon tapasztaltunk anyagleválást, akár már 1-2 perces besugárzás esetén is. A réteg elemanalízise megmutatta, hogy a kivált anyag ezüst, ami szelektíven, azaz csak a lézer által megvilágított területen jelenik meg, a kialakuló rétegek vastagsága pedig követi a nyaláb intenzitás-eloszlását.



1. ábra: Ömlesztett kvarc lapra leválasztott ezüst nanostruktúra pásztázó elektronmikroszkópos képe (**bal**), valamint R6G 1 mM koncentrációjú vizes oldatának Raman spektruma e rétegen, illetve két referencia felületen mérve (**jobb**).

Ahogy az **1. ábra** baloldali paneljén is látható, a rétegek nanostruktúráltak, azokat jellemzően a 100-200 nm mérettartományba eső szabálytalan, illetve kb. 0,5-1 μm -es szivar alakú ezüst szemcsék alkotják. Az ezüst-nitrát oldat koncentrációjának változtatásával a szemcseméret hangolható, a koncentráció növelése 100 nm alatti, hosszúkás nanorészecskéket eredményez. A leválasztásra jellemző paraméterek (besugárzási idő, lézer teljesítmény) hatása vizsgálatának érdekében a kialakult ezüst foltok térfogatát mértük a változtatott mennyiség függvényében. Az ezüst leválás mind a besugárzási idővel, mind a lézer teljesítménnyel lineárisan nő (a görbék kezdődő telítési jelleget mutatnak), ugyanakkor a levált anyagmennyiséget befolyásoló kulcsparaméter nem e mennyiségek egyike, hanem az általuk együttesen meghatározott, az oldat-hordozó határfelületre bepumpált energia (illetve az ezzel arányos fotonszám). Ez a folyamat fotolitikus voltára utal [2]. Az így létrehozott ezüst nanostruktúrák SERS-aktívak, impulzuslézeres vékonyrétegépítéssel növesztett ezüst vékonyrétegekhez képest kb. 200-szor nagyobb Raman jel erősítést mutattak, míg a tiszta ömlesztett kvarc hordozón a teszteléshez használt R6G oldat Raman spektruma nem volt mérhető (**1. ábra**, jobb). A rétegeket alkotó részecskék morfológiája nem változik jelentősen az energia változtatásával, melyet alátámaszt az is, hogy az egységnyi térfogatú ezüst struktúrák SERS-aktivitása független a besugárzott energiától.

Fentebb bemutatott eredményeink közvetlenül adaptálhatók optikai szálakra is, ezáltal a folyamat segítségével kereskedelmi forgalomban kapható, ömlesztett kvarc szálak magjára egyszerűen, egy lépésben hozhatók létre SERS-aktív ezüst nanostruktúrák.



2. ábra: R6G 1 mM koncentrációjú vizes oldatának Raman spektruma SERS-aktív optikai szállal mérve.

A **2. ábrán** R6G 1 mM koncentrációjú vizes oldatának Raman spektruma látható egy általunk nanostruktúrált Ag-tel bevont, SERS-aktív optikai szállal mérve. A spektrumon a R6G minden jellemző csúcsa megfigyelhető, annak ellenére is, hogy az optikai szál intenzív Raman hátere a nanostruktúrált ezüst bevonat erősítő hatása nélkül teljesen elnyomná a hasznos jelet.

Munkánkat az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-060 azonosítószámú projekt támogatja, mely az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

[1] X. Zheng, D. Guo, Y. Shao, S. Jia, S. Xu, B. Zhao, W. Xu, Langmuir **24**, 4394 (2008)

[2] E. J. Bjerneld, K. V. G. K. Murty, J. Prikulis, M. Kall, Chem. Phys. Chem. **3**, 116 (2002)

NITINOL NANORÉSZECSKÉK ELŐÁLLÍTÁSA LÉZERES BESUGÁRZÁSSAL

Kondász Bence, Kecskeméti Gabriella, Smausz Tomi*, Tápai Csaba, Kopniczky Judit, Hopp Béla

Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged Dóm tér 9.

**Szegedi Tudományegyetem MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szeged Dóm tér 9.*

1. Bevezetés

A nanotechnológia, ezen belül is a nanostruktúrák és nanorészecskék előállítása és ezek alkalmazásainak vizsgálata manapság egy nagyon népszerű kutatási terület.

Kísérleteink során nitinol nanorészecskéket állítottunk elő folyadék alatti lézeres abláció segítségével. A nitinol az emlékező fémek csoportjába (shape memory alloy) tartozó, ~50-50 atomi tömegszázalék körüli nikkelt és titán összetételű fémötvözet [1]. Az emlékező fém egy adott (átalakulási) hőmérsékleten csak egy alakot, formát tud felvenni, akkor is, ha az átalakulási hőmérséklet alatt vagy felett ezt megelőzően deformálódott.

2. Kísérletek, eredmények

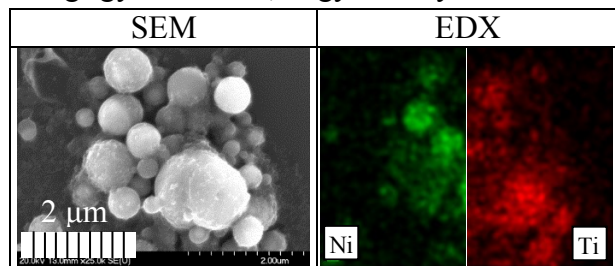
A nanorészecskék előállítását kétféle folyadékban (desztillált víz és etanol) és két különböző hullámhosszú lézerrel végeztük el [2-3]. A kísérletek során egy KrF excimer ($\lambda=248$ nm, FWHM=30 ns) és egy Nd:YAG ($\lambda=1064$ nm, FWHM=10 ns) lézert használtunk. A nitinol céltárgy felszínének vizsgálatokor a következő energiasűrűségeket használtuk a céltárgyunkon: 1, 2, 5 J/cm², az ismétlési frekvencia 5 Hz, az impulzusszám 500 volt. A nitinol nanorészecskék keltésekor csak az impulzusszám különbözött a fentiektől, 25000 volt. A vizsgálatok során a tömbi nitinol céltárgyat 4 ml folyadék vette körül és a minta feletti folyadék szint 2 mm volt.

A kutatásaink során pásztázó elektronmikroszkóppal (SEM) és hozzá csatlakoztatott energia diszperz röntgen-analizátorral (EDX) vizsgáltuk a nitinol céltárgy felszínének morfológiáját és kémiai összetételét a lézeres besugárzás után, valamint a nanorészecskék alakját, méretét és bennük a nikkelt, titán elemek eloszlását.

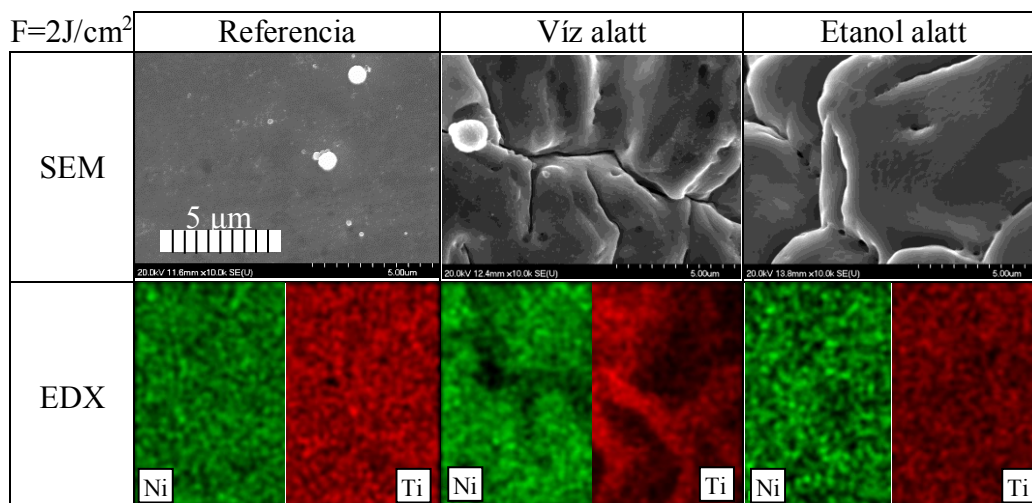
A víz alatt keltett nanorészecskék EDX képein megfigyelhető volt, hogy sok olyan részecske található közöttük, amelyek szinte kizárólag titánt vagy csak nikkelt tartalmaznak. A SEM felvételeken az volt látható, hogy a keletkezett gömb alakú nanorészecskék kb. 50-600 nm közötti nagyságúak, az átlagos méretük 200 nm volt, s gyakran 'fürtökbe' rendeződtek a Nd:YAG lézer használata esetén (1. ábra). A KrF excimer lézerrel keltett nanorészecskék nagysága 80-900 nm közé esett, az átlagos méret pedig 400 nm körül volt.

Ezen kísérletsorozat után azt próbáltuk meg kideríteni, hogy a céltárgyként használt ötvözetünk alkotóelemei, a nikkelt és a titán hol válnak szét egymástól, az abláció során keletkezett plazmában, a részecskeképződés során vagy már a céltárgy felszínén.

A víz alatt ablált nitinol céltárgy felületének EDX képein mindkét hullámhossz alkalmazása esetén megfigyelhető volt, hogy a minta felszínén a referencia felülethez képest kialakultak csak nikkelt vagy csak titánt tartalmazó lokális területek (2. ábra). Az etanol alatt végzett kísérleteknél ezt már nem tapasztaltuk.

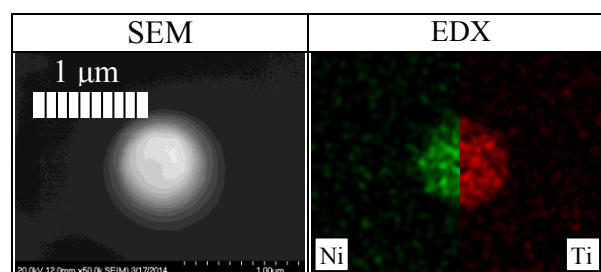


1. ábra Nd:YAG lézerrel víz alatt 2 J/cm² energiasűrűséggel készített nanorészecskék SEM és EDX képe (Ni és Ti osztott kép)



2. ábra KrF excimer lézerrel besugárzott minta felszín SEM és EDX képei (Ni és Ti osztott kép)

Az etanol alatt Nd:YAG és excimer lézerrel készített nanorészecskékben a nikkel és titán elemek homogénen helyezkedtek el (3. ábra). Az elektronmikroszkópos felvételek szerint a nanorészecskék nagysága 100 és 800 nm közé esett, az átlagos részecskeméret pedig 300 nm körül alakult a Nd:YAG lézer használata esetén. A KrF excimer lézerrel készített nanorészecskék gömb alakúak, nagyságuk 140 és 900 nm közötti és az átlagos részecskeméret 440 nm volt.



3. ábra KrF excimer lézerrel 5 J/cm² energiasűrűséggel etanol alatt készített nanorészecske SEM és EDX képe (Ni és Ti osztott kép)

3. Összefoglalás

A vizsgálatok során kiderült, hogy mindkét alkalmazott lézer esetén a desztillált víz alatt végzett lézeres abláció során keletkezett nanorészecskékben a nikkel és titán nem homogén eloszlást mutatott, és ugyanez volt látható a céltárgy felszínén is. Az etanol fázisban előállított nanorészecskékről és a nitinol felszínéről viszont ez már nem volt elmondható, vagyis mind a céltárgy felszínén mind a nanorészecskékben a nikkel és titán elemek homogénen helyezkedtek el. Ez azt jelenti, hogy a bemutatott módszerrel sikerült nitinol nanorészecskéket előállítani, amelyek gömb alakúak és 300-450 nm átlagos nagyságúak. Ezen részecskék alkalmazási lehetőségeinek vizsgálata jelenleg folyamatban van.

Köszönetnyilvánítás

Kutatásainkat támogatták az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” és az „Új, funkcionális anyagok által kiváltott biológiai és környezeti válaszok” pályázatok (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 és 0047).

Hivatkozások

- [1] F. E. Wang et al, Journal of Applied Physics, **36**, 3232-3239 (1965)
- [2] G.W. Yang, Progress in Materials Science, **52**, 648-698 (2007)
- [3] Zijie Yan, Douglas and B. Chrisey, Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews, **13**, 204–223 (2012)

OPTIKAI SZÁLAK DISZPERZIÓS TULAJDONSÁGÁNAK MEGHATÁROZÁSA A KÖZELI INFRAVÖRÖS TARTOMÁNYBAN

M. Kovacs^{1,2*}, K. Osvay^{1,2}

¹*Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Dóm tér 9, H-6720 Szeged, Hungary*

²*ELI-ALPS, ELI-HU Nonprofit Kft., Dugonics tér 13, H-6720 Szeged, Hungary*

*mkovacs@ titan.physx.u-szeged.hu

Az optikai szálak a modern telekommunikációban és lézerfizikai kutatólaborokban jelentős szerepet töltenek be hullámvezetési tulajdonságaik széleskörűsége miatt. A telekommunikációban az alacsony vezetési veszteség és többcsatornás vezetési képességük miatt használják széles körben. Már az 50-es években felmerült optikai szálakkal való adattovábbítás lehetősége. Ennek ellenére a nagy csillapítási hatások csak a 80-as évek végére érte el a gyakorlati alkalmazhatóság mértékét. Az alkalmazott száltípus megfelelő választásával ideális körülmények teremthetők a különböző optikai jelenségek hosszú vezetési szakaszon való maximális hatások elérésére. Az optikai vezető behatárolt volta miatt kiváló nyalábprofil és stabilitás érhető el, a hagyományos levegőben terjedő optikai rendszerekhez képest.

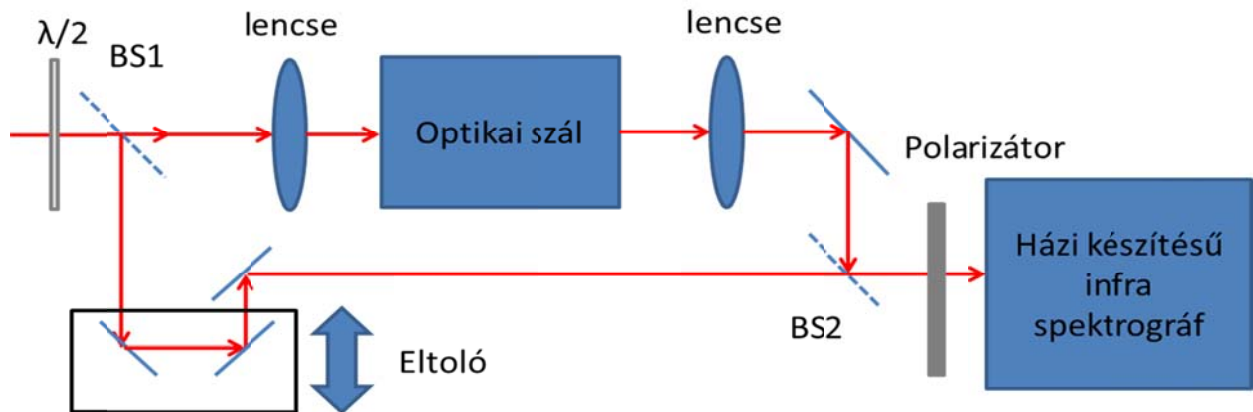
Az optikai szálak diszperziós tulajdonságait általában elméleti modellezések alapján határozzák meg. A gyakorlati mérési értékek sok esetben, a mérési módszerek korlátoltsága miatt, még a gyártó számára sem ismertek. A spektrálisan bontott interferometria tökéletes lehetőséget nyújt a diszperziós együtthatók pontos meghatározására rövid szálminták esetén is. A tervezés során az alkalmazott spektrális tartományra idealizálják a száltulajdonságokat. Ennek megfelelően néhány optikai szál a közeli infravörös tartományban működik. A látható és infravörös tartomány között a fényforrások rossz koherencia tulajdonságai és a spektrális detektálás nehézségei miatt nagy pontosságú diszperzió méréseket nehéz végezni.

Optikai szálak esetén a kromatikus diszperzió két jelenség együtteseként jön létre. Egyrészt a becsatolt fény átmérője nagyobb a mag átmérőjénél, ez által a fény egy része becsatolódik a héjba. A héjban és szálban terjedő fény különböző úthosszat jár be, ezt a jelenséget nevezzük hullámvezető diszperziónak. Azt a határt ameddig a fény becsatolódik a héjba mode field diameter-nek (MFD) nevezzük [1]. Ez az érték különböző hullámhosszokra változik, hiszen a felbontási határ kisebb hullámhosszakra nagyobb. A hullámvezető diszperzió mértéke függ a mag méretétől, annak geometriai kialakításától és a köpeny és a mag törésmutatója közti különbségtől.

A másik jelenség az anyagi diszperzió, amely a törésmutató hullámhosszfüggéséből adódik. A hullámvezető diszperzió értéke a nagyobb hullámhosszak esetén csökkenő, míg az anyagi diszperzió növekvő függvényt mutat. Lényegében a kromatikus diszperzió a hullámvezető diszperzió és az anyagi diszperzió összege, amely a növekvő hullámhossz értékekre általában növekvő függvényt mutat. Kettőtörő optikai szál esetén hosszú optikai szakaszon terjed két különböző polarizációs állapot, melyek időbeli alakja egymáshoz képest eltorzult, azonban térben átfednek [2]. A két polarizációs állapot eltérő diszperziós tulajdonsággal rendelkezik, ezt nevezzük polarizációs módus diszperziónak (PMD).

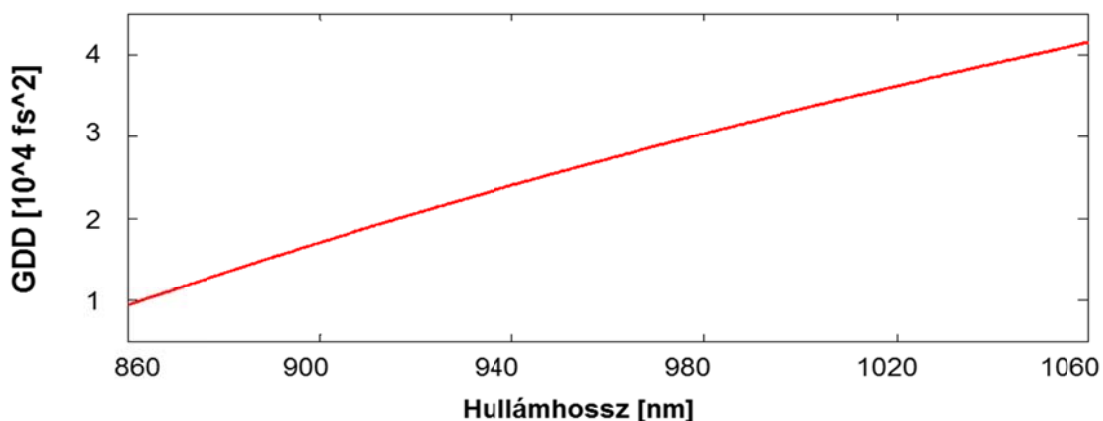
Ha egy Mach-Zehnder interferométer referencia és tárgykarába ugyan azokat az optikai elemeket helyezzük el, akkor a két kar közötti spektrális fázistolás zérusnak adódik. Éppen ezért a polarizáció elforgatására képes elemeket célszerű az interferométer két karján kívülre helyezni. A polarizációs sík meghatározására és megfelelő beállítására a gyakorlatban megszokott módon

legkevesebb egy polarizátor és egy analizátor szükséges. A becsatoló elemként használt lencsék spektrális fázistolás függvényét egy Michelson interferométer segítségével előzetesen kalibráltuk. A tárgykarba helyezett optikai szál okozta optikai fényút különbséget a referenciakarban elhelyezett eltoló pozíciójával lehet kiegyensúlyozni, úgy hogy a két karból érkező fény egyesülése után interferencia jelenséget tapasztalhassunk. Az 1. ábrán látható az elrendezés felépítése.



1. ábra Szál diszperzió mérésre alkalmas Mach-Zehnder interferométer sematikus rajza. A két karban terjedő impulzus a spektrográf detektorán spektrálisan bontott interferencia képet hoz létre.

A TeWaTi laboratórium ultraszéles sávú femtoszekundumos lézeroszcillátorával sikerült két optikai szál esetén meghatározni a polarizációs és módus diszperzió függvényét a közeli infravörös tartományban 860 és 1060 nm között. A spektrális detektáláshoz egy házilag épített spektrográfot használtunk, melynek detektora egy InGaAs alapú gyorskiválasztású hűtött detektor volt. A mérési eredmények egy újfajta interferometrián alapuló szálmérő berendezés lehetőségét helyezték kilátásba. Az elrendezés prototípusával számos mérést végeztem el. Ezen mérések közül a 2. ábrán egy 25 cm hosszú kettőtörő optikai szál csoportkésés diszperziójának spektrálisan bontott interferometriával történő kiértékelési eredményét mutatom be. A félhullám lemez forgatásával elérhető, hogy csupán az egyik polarizációs tengely diszperzióját határozzuk meg.



2. ábra Egy méter hosszú kettőtörő (FUD-3460) optikai szál gyors tengelyének csoportsebesség diszperziója.

[1] Brandon Collings, Fred Heismann, Gregory Lietaert, Reference Guide to Fiber Optic Testing (Volume 2, JDSU, 2010)

[2] Sergey Ten, Merrion Edwards, An Introduction to the Fundamentals of PMD in Fibers (White Paper, Corning Incorporated, 2006)

FÓKUSZÁLT FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZERIMPULZUSOK VIVŐ-BURKOLÓ FÁZISÁNAK VÁLTOZÁSA

Major Balázs¹, Nemes Dániel¹, Miguel A. Porras², Kovács Attila Pál¹,
Horváth Zoltán¹

¹ *Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem,
6720 Szeged, Dóm tér 9.*

² *Departamento de Física Aplicada a los Recursos Naturales and Grupo de Sistemas
Complejos, Universidad Politécnica de Madrid,
Rios Rosas 21, Madrid ES-28003, Spain*

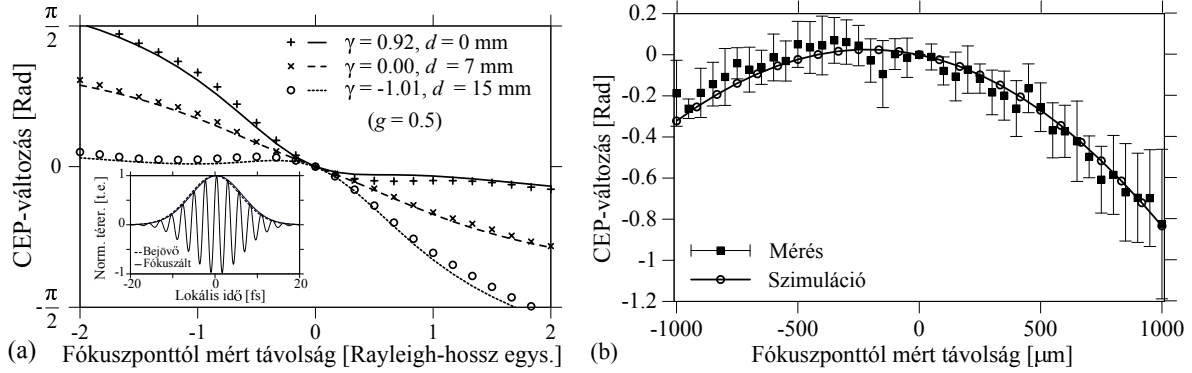
Az utóbbi évtizedek lézertechnológiai fejlesztéseinek köszönhetően napjainkra már akár egyetlen optikai ciklus hosszúságú (vagy akár még rövidebb) lézerimpulzusok állíthatók elő [1]. Ezen impulzusokat igen gyakran fény-anyag kölcsönhatások vizsgálatára alkalmazzák [2]. Az ezekhez szükséges intenzitások eléréséhez azonban szükség van a lézernyaláb fókuszálására is, ami jelentősen befolyásolhatja a kísérletek kimenetelét [3], nem csak az esetleges leképezési hibák okán [4].

A femtoszekundumos impulzusok fókuszálása ritkán történik lencsékkel a hullámcsomag megnyúlása, illetve egyéb ismert, a kísérletek szempontjából előnytelen tulajdonságaik miatt [5]. Azonban elméleti vizsgálataink során sikerült megmutatni, hogy a lencsék is alkalmassak lehetnek ilyen rövid impulzusok fókuszálására a hullámcsomag torzulása nélkül [6]. A tükrökkel szemben egy előnnyel is rendelkeznek: a lencse kis mértékű kromatikus hibáját kihasználva befolyásolható, hogy hogyan változik a fókuszált impulzus vivő-burkoló fázisa (carrier-envelope phase, CEP) míg az áthalad a fókuszálási tartományon [7]. Ennek olyan esetben van jelentősége, amikor a fény-anyag kölcsönhatás nagyobb tértartományban zajlik le, és fontos, hogy az elektromos teret nem nagyon befolyásoló anyag különböző térbeli pontokban elhelyezkedő alkotóelemei milyen időbeli lefutású elektromos térerősséggel hatnak kölcsön [2]. Megfelelő lencseparaméterek esetén elérhető például, hogy a fókuszálási tartomány első vagy második felében a CEP gyakorlatilag változatlan maradjon (lásd 1. ábra).

Ezt felismerve speciális akromát lencsét terveztünk, aminek segítségével változtatható, hogy hogyan változik a CEP, amíg az impulzus a fókuszálási tartományon áthalad. Belátható, hogy egy kettő (egymástól változtatható távolságra elhelyezett) lencséből álló akromatikus dublett lencserendszer alkotóelemeinek d távolságát változtatva annak kromatikus hibáját jellemző γ paraméter változtatható, ami a CEP változását is jelentősen befolyásolja [7] (lásd 1. ábra). Így a CEP változása az alkalmazásnak megfelelően alakítható. Fontos, hogy emellett az impulzus alakja sem torzul, amennyiben a lencse anyagának diszperzióját (pl. akusztó-optikai elemmel) előzetesen kompenzáljuk (elégleges egy a lencsével azonos anyagú, centrális vastagságával azonos vastagságú plánpárhuzamos lemez anyagi diszperzióját kompenzálni).

Az elméleti eredményeket igazolandó méréseket végeztünk spektrális interferometria segítségével. Bár a spektrális interferometria csak a fázis relatív mérésére alkalmas, azonban a mérendő mennyiség csak a CEP relatív változása, így az elmélet érvényességének ellenőrzésére a referencia ismerete nélkül is alkalmas. Emellett ezzel az eljárással végzett méréseket megfelelően kiértékelve a lencse anyagának diszperzió-kompenzációja szimulálható, és nincs szükség tényleges kompenzációra. Az 1. ábrán egy így elvégzett és kiértékelt mérés ered-

ménye, és numerikus szimulációval számolt optikai tengely menti CEP-változás látható egy kromatikus hibával rendelkező lencse esetén.



1. ábra. (a) Egy 10 fs hosszúságú, 800 nm központi hullámhosszú impulzus vivő-burkoló fázisának (CEP) változása a fókuszálási tartományon való áthaladás során. A különböző görbék a fókuszáláshoz használt speciális akromatikus dublett alkotóelemeinek különböző d távolságai, és így a dublett különböző (γ paraméterrel jellemzett [6]) kromatikus hibái esetén mutatják a CEP változását. A betétábrán látható, hogy megfelelő kompenzálás esetén a fókuszált impulzus alakja nem torzul. A g paraméter a nyalábot jellemzi [6]. (b) A CEP változása egy kromatikus hibával rendelkező bi-konvex lencse fókuszpontja környezetében. Az összekötött karikákkal jelzett értékek a numerikus szimuláció, a négyzetek a spektrális interferometriával történt mérések eredményei.

Kutatásaink rámutattak tehát, hogy a lencsákat megfelelően alkalmazva azok alkalmasak lehetnek néhány optikai ciklusú fényimpulzusok torzulásmentes fókuszálására. A lencsék emellett rendelkeznek azzal az előnnyel a tükrökkel szemben, hogy kismértékű kromatikus hibájuk segítségével befolyásolható, hogy a CEP hogyan változik, míg az impulzus áthalad a fókuszpont környezetén. Terveztünk egy lencserendszert, aminek segítségével a CEP ezen változása befolyásolható és a felhasználáshoz alakítható. Az elméleti szimulációkat spektrális interferometrián alapuló mérésekkel kísérletileg vizsgáltuk és igazoltuk.

Hivatkozások

- [1] M. T. Hassan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 111301 (2012).
- [2] F. Krausz & M. Yu. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163–234 (2009)
- [3] E. Karimi *et al.*, Opt. Express **21**, 24991–24999 (2013)
- [4] Z. L. Horváth *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B, **30**(7), 1853–1863 (2013).
- [5] Z. Bor, Opt. Lett. **14**, 119–121 (1989)
- [6] M. A. Porras *et al.*, Appl. Phys. B-Lasers O. **108**, 521–531 (2012).
- [7] M. A. Porras *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 3271–3276 (2012).

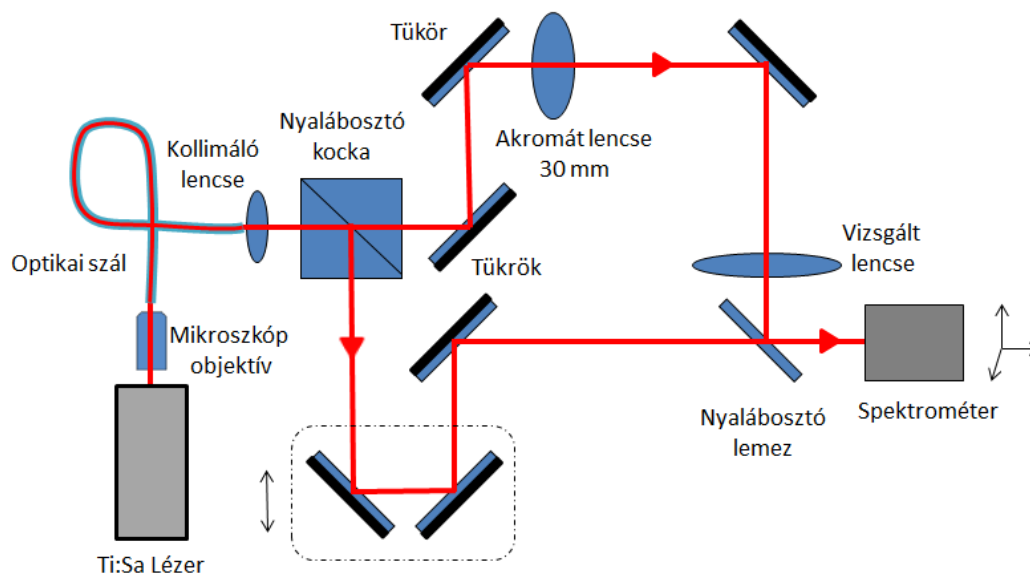
ULTRARÖVID LÉZERIMPULZUSOK IDŐBELI ÉS TÉRBELI KARAKTERIZÁLÁSA

Nemes Dániel, Major Balázs, Horváth Zoltán, Kovács Attila Pál

Szegedi Tudományegyetem, Természettudományi és Informatikai Kar, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

Fény-anyag kölcsönhatások, biológiai és kémia folyamatok vizsgálatában fontos szerepet játszanak az ultrarövid lézerimpulzusok, amelyeket rendszerint a vizsgált mintára fókuszálnak egy lencse vagy lencserendszer segítségével. Az elméleti számítások szerint a lencsén áthaladt, eredetileg sík impulzusfront meggörbül, és kromatikus hiba esetén a fókuszpontban befűződik, ami az impulzus jelentős időbeli megnyúlását eredményezheti [1]. Ezen kívül felléphetnek más leképezési hibák is, amik szintén az impulzus idő-és térbeli alakjának megváltozását okozhatják, amely befolyásolhatja a kísérlet eredményét. Ezért fontos, hogy kísérletileg is ellenőrizni tudjuk az impulzusfront alakját a fókuszpont környezetében.

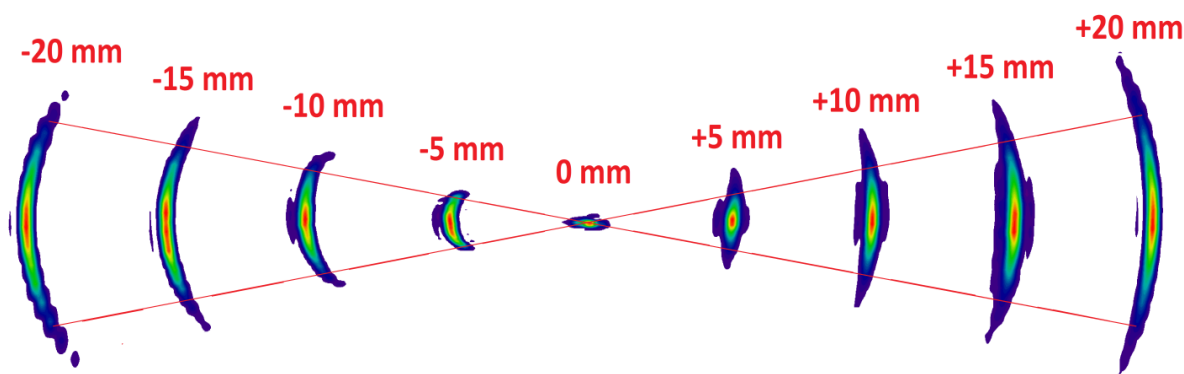
Az impulzusfront idő- és térbeli alakjának meghatározásához egy spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométert építettünk, amelyet egy Ti:zafír lézer kb. 200 nm sávszélességű impulzusaival világítottunk meg (1. ábra). Az interferométer tárgykarjába behelyeztük a vizsgálandó 50 mm fókusz távolságú, közeli infravörös tartományon (NIR) akromát lencsét. Azért, hogy az esetlegesen fellépő leképezési hibák hatása minél jelentősebb legyen, a lencsére eső lézernyalábot egy 30 mm fókusz távolságú akromát lencsével divergenssé tettük oly módon, hogy a vizsgált fókuszáló lencse teljes felületét kivilágította. Egy nyalábosztó lemezt használtunk a tárgy és a referencia impulzusok egyesítéséhez oly módon, hogy a tárgyimpulzus a lemezen reflektálódott.



1. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer

A spektrométerrel az optikai tengely mentén több pontban, arra merőleges irányban végeztünk szkenneléseket. A felvett spektrálisan bontott interferogramokból a Fourier-transzformációs kiértékelési módszerrel [2] határoztuk meg az impulzus időbeli alakját az adott mérési pontban. Több pontban elvégezve a mérést, megkaptuk az impulzusfront idő- és térbeli

alakját (2. ábra). Látható, hogy a fókuszpont előtt az impulzusfront meggömbül, ahogy az az elméleti modellből is következik. A fókuszpontban nem észlelhető jelentős időbeli kiszélesedés, mivel akromát lencsét használtunk. Vegyük észre, hogy sík impulzusfront nem a fókuszpontban alakult ki, hanem 5 mm-rel utána. Ez arra utal, hogy egy minimális kromatikus hiba mégis jelen van. Megvizsgálva az impulzusfrontok görbületét, azt kellett volna kapnunk az elmélet szerint, hogy az megegyezik a fázisfront görbületével, azonban ettől egy kissé eltérő eredmény született.



2. ábra Impulzusfront alakja $f=50$ mm fókusztávolságú NIR akromát lencse fókuszpontjának közelében

Ezután egy bikonvex és egy a látható hullámhossz-tartományra akromát lencsét is behelyeztünk az interferométerbe. Az újabb méréseket elvégezve az impulzusfront és a fázisfront görbülete között ismét eltéréseket tapasztaltunk. Az elmélet szerint kromatikus hiba esetén a két görbület valóban nem egyezik meg [3], azonban esetünkben egyrészt a különbség ismét kissé eltért az elméletből adódó értéktől, másrészt függött az optikai tengelyen lévő pozíciótól is.

Mivel az elméleti értéktől való eltérés oka lehet az, ha a vizsgált lencsére beeső impulzus frontja nem sík, ezért megmértük az optikai szálból a szálra csatolt akromatikus kollimátor lencsén kilépő impulzus spektrális komponenseinek nyalábparamétereit. Azt kaptuk, hogy a kollimátoron feltüntetett hullámhossz-tartományhoz tartozó komponensek valóban közel kollimáltak haladnak. A rövidebb hullámhosszú komponensek azonban kismértékben konvergensek, a tartomány hosszabb hullámhosszú oldalán lévők pedig kissé divergensek. Így érthető, hogy az elmélettel nem teljesen egyező eredményeket kaptunk. E probléma elkerülhető, ha egy szélessávú akromátot használunk a szálból kilépő impulzusok kollimálására. Mivel az interferogramok kiértékelése azt mutatta, hogy a módszer igen nagy időbeli pontossággal teszi lehetővé az impulzusfront időbeli alakjának meghatározását, így érdemes a kísérleteket az említett akromátot használva megismételni.

Jelen kutatást az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Hivatkozások:

- [1] Z. L. Horváth, Zs. Bor, Opt. Commun. **100**, 6 (1993)
- [2] L. Lepetit, G. Cheriaux, M. Joffre, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2467 (1995)
- [3] Z. Bor, Opt. Lett. **14**, 119 (1989)

KÉPANALIZÁLÓ ELJÁRÁS GRAFÉN RÉSZECSKÉK OPTIKAI MIKROSZKÓPOS GYORS AZONOSÍTÁSÁRA

Novák Tibor, Kopniczky Judit, Smausz Tomi*, Hopp Béla

Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged Dóm tér 9.

**Szegedi Tudományegyetem MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szeged Dóm tér 9.*

Bevezetés

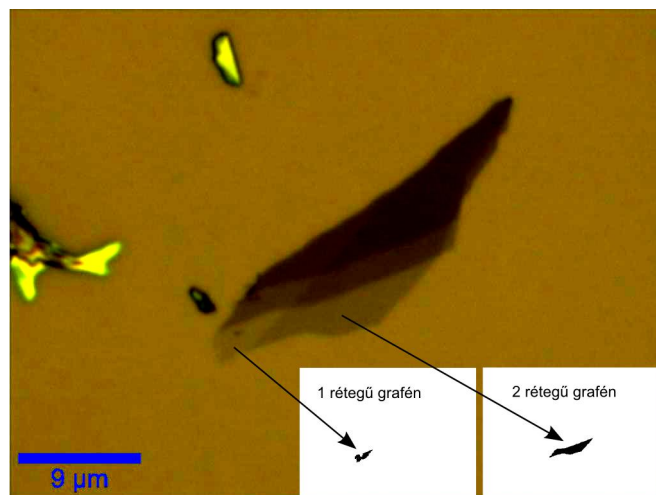
A grafén az utóbbi időben nagy figyelmet kapott a tudományos élet számos területén, mivel az optikai, elektromos és mechanikai tulajdonságainak köszönhetően sok potenciális alkalmazása van. A grafén egy illetve néhány atom vastag grafitréteg, főbb tulajdonságait meghatározza a rétegek száma [1], ezért grafén detektálása mellett a rétegszám meghatározása is fontos feladat. Ezekre a feladatokra különböző módszerek léteznek, közülük az optikai detektálás és Raman spektroszkópia a legelterjedtebbek az egyszerűségük és a megbízhatóságuk miatt [1]. Raman spektroszkópia esetében a kapott Raman jel spektrumában lévő csúcsok helyzete és egymáshoz viszonyított aránya nyújt kvantitatív lehetőséget a rétegek számának megállapítására [2]. Az optikai módszernél a detektálást a megfelelő vastagságú SiO_2 rétegen lévő grafén kontrasztspektrumának rétegszámtól való függése teszi lehetővé [3], így mikroszkópon keresztül szabad szemmel nézve szín alapján lehet a vizsgálandó grafén szemcséket megtalálni, kiválogatni. A módszer hátránya, hogy a kontraszt spektrum függhet a vizsgálat során alkalmazott paraméterektől [3], ezért mindig el kell végezni az adott eszközökre a kalibrálást.

A kidolgozott módszer

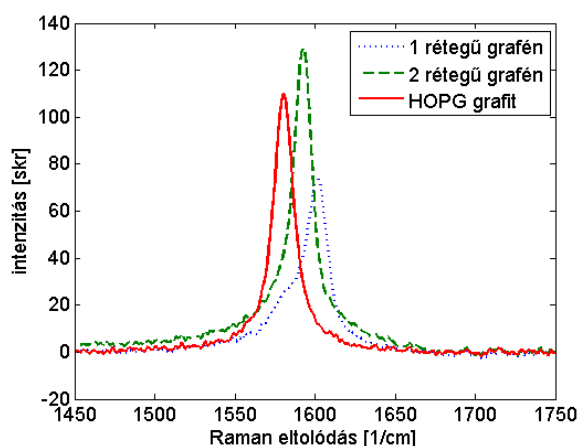
A grafén előállítására használt módszerek közül több is vegyesen állít elő változó méretű és rétegszámú grafén és grafit darabokat a hordozón. Ilyenkor viszonylag kis grafén szemcséket kell megtalálnunk viszonylag nagy felületen, erre a feladatra az optikai módszeren kívül nem ismerünk hatékony eljárást. A grafén szemcsék megtalálása az említett módszerrel sem egyszerű feladat, ezért ennek felgyorsítására egy új, feladatorientált képanalizálási módszert fejlesztettünk ki. Kalibrálás után egy képfeldolgozó szoftver, ImageJ segítségével a képről ki tudjuk szűrni az 1, 2 vagy akár a több rétegű grafénnek megfelelő színtartományú pixeleket. Mivel a mintán lehetnek szennyeződések, a képek zajosak és nem tökéletesen élesek, ezért a grafén darabokon kívül máshol is lehetnek hasonló színű tartományok. Ezeknek a kiszűrésére a perkolációs problémáknál az átvezetés vizsgálatára használt Hoshen-Kopelman algoritmushoz hasonló eljárást alkalmazunk. A módszer segítségével a képen megtalálhatók a megmaradt összefüggő tartományok, ezeket méretük illetve területük és méretük aránya alapján lehetséges szűrni, hogy melyek tartozhatnak grafén darabokhoz. Az így megtalált tartományokon már Raman spektroszkóppal lehet megbízhatóan igazolni, hogy azok ténylegesen a feltételezett rétegszámú grafénhez tartoznak-e. Reményeink szerint ezzel az eljárással, a mintáról készített néhány kép után, gyorsan és egyszerűen meg tudjuk határozni, hogy a potenciális grafén szemcsék a minta mely részein helyezkednek el.

A módszer alkalmazása a gyakorlatban

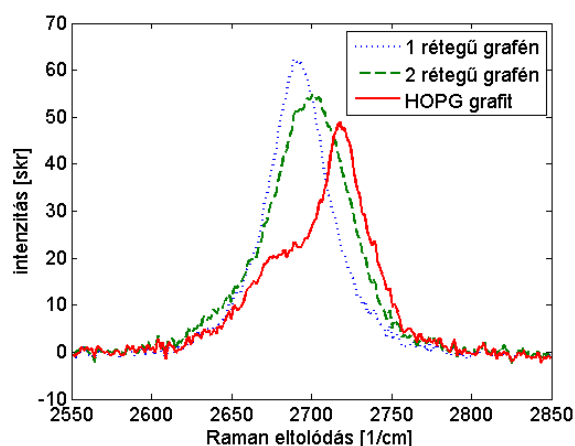
Az 1. ábra egy szemcséről optikai mikroszkóppal készült képet mutat. A szemcsén a különböző árnyalatú területek különböző rétegszámú grafénhez tartoznak. A kisebb, fekete-fehér képek a korábban leírt eljárással megtalált 1, illetve 2 rétegű grafénhez tartozó tartományokat mutatják. A 2. és 3. ábra a Raman spektrum két, grafénre és grafitra jellemző csúcsait mutatja, ezek pozíciói is igazolják, hogy a megtalált tartományok valóban 1, illetve 2 rétegű grafénnek felelnek meg.



1. ábra Az optikai mikroszkóppal készült kép és a kiszűrt tartományok



2. ábra Raman spektrumok a G csúcs környékén



3. ábra Raman spektrumok a 2D csúcs környékén

Köszönetnyilvánítás

Kutatásaink az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” c. (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 és 0047) pályázat támogatásával valósultak meg. Munkánkat az OTKA nem támogatta.

Hivatkozások:

- [1] H.Hiura, H. Miyazaki, K. Tsukagoshi, Appl. Phys. Exp. **3** doi:10.1143/APEX.3.095101 (2010)
- [2] M. Wall, Thermo Fisher Scientific, AN52252_E 11/11M (2011)
- [3] Z. H. Ni, H. M. Wang, J. Kasim, H. M. Fan, T. Yu, Y. H. Wu, Y. P. Feng, and Z. X. Shen, Nano Lett., **7** (9), pp 2545–2551 (2007)

NS-OS ÉS FS-OS EXCIMER LÉZERES BESUGÁRZÁS HATÁSÁRA BEKÖVETKEZŐ REFLEXIÓVÁLTOZÁS VIZSGÁLATA RÉZ MINTÁN

Orosz László, Csizmadia Tamás, Smausz Tomi^a, Kopniczky Judit, Gilicze Barnabás^b,
Hopp Béla

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, SZTE, 6720 Szeged Dóm tér 9.

^a *MTA Fotoakusztikus Kutatócsoport, SZTE, 6720 Szeged Dóm tér 9.*

^b *Kísérleti Fizikai Tanszék, SZTE, 6720 Szeged Dóm tér 9.*

1. Bevezetés

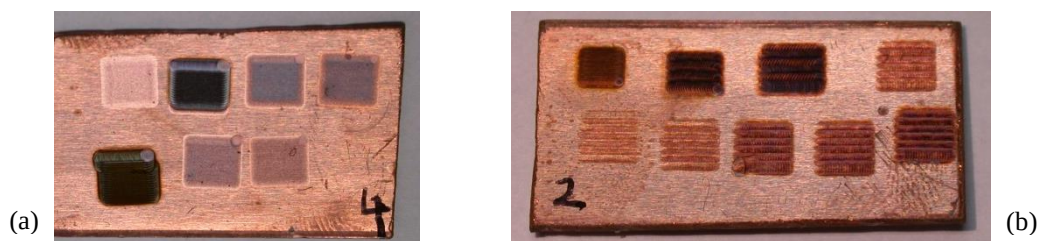
Fémek lézeres besugárzás általi sötétítésének és színezésének lehetősége az elmúlt évtized végén került a kutatók érdeklődési körébe. A kezdeti sikereket fs impulzushosszú Ti-zafir lézerrel érték el [1]. Ezt követően a kísérletek az egyre nagyobb (ps, ns) impulzushosszú lézerek alkalmazása felé fordultak. Ez utóbbiak esetén szintén jelentős reflexiócsökkenést tapasztaltak [2, 3]. Viszont a rövidebb hullámhosszú lézerekkel végzett kísérletek kis száma miatt figyelmünk középpontjába került az UV tartományban működő excimer lézerekkel végezhető besugárzások hatékonyságának vizsgálata. Alábbi kutatásaink során két, különböző impulzushosszú excimer lézeres besugárzás reflexiócsökkentő hatását tanulmányoztuk.

2. Kísérleti paraméterek

A kísérletek során 1mm vastag rézlemezt (Goodfellow cég terméke, 99,9%-os tisztaságú) alkalmaztunk céltárgyként. A mintákat a besugárzások előtt ultrahangos tisztítóval, etanol segítségével takarítottuk meg, 3 perc alatt. A megmunkáláshoz alkalmazott lézer egyike egy KrF excimer lézer 16 ns impulzushosszal és 248 nm hullámhosszal, a másik egy XeCl excimer, festék és KrF excimer hibrid lézerrendszer 610 fs impulzushosszal és 248 nm hullámhosszal. A besugárzás normál légköri nyomáson, szobahőmérsékleten, levegőben zajlott, 1mm átmérőjű folttal. A mintákon számítógép vezérelt eltoló segítségével pásztáztuk végig a célterületet. Az alkalmazott energiasűrűségek a 350 és 2550 mJ/cm² közötti tartományon változtak a ns-os excimer lézer esetén, miközben az impulzusszám 10 és 1000 között volt. A femtoszekundumos impulzushosszú lézerrendszer esetén az energiasűrűség 32 és 530 mJ/cm² között változott, a lövésszám 6 és 300 közötti volt.

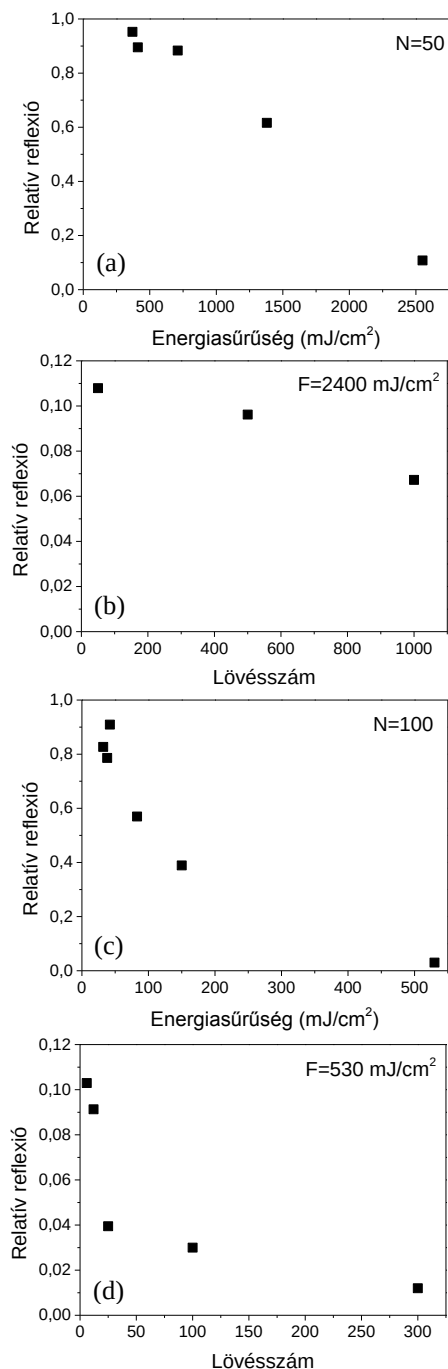
3. Kísérleti eredmények

Az alábbi fényképeken szabad szemmel is jól látható a lézerrel kezelt területek elsötétedése.



1. ábra: Egy ns (a) és egy fs (b) impulzushosszú lézeres besugárzásokkal kezelt réz minta

A kezelt területen bekövetkezett reflexióváltozást spektrométerrel vizsgáltuk a 450 és 900 nm közötti tartományon. A tendencia megfigyelése végett kiemeltük a 600 nm-es hullámhosszon felvett relatívreflexió értékeket, ezeket mutatják az alábbi grafikonok.



2. ábra: A mintákon mért relatív reflexió: ns impulzushosszú lézeres kezelés energiasűrűség függése (a) és lövésszám függése (b); illetve fs impulzushosszú lézeres kezelés energiasűrűség függése (c) és lövésszám függése (d)

Jól látszik, hogy ns impulzushosszal, 50-es lövésszámnál, 1380 mJ/cm^2 energiasűrűségen már 60%-ra csökken a reflexió, 2550 mJ/cm^2 -en pedig csupán 10% lesz (2.(a) ábra). A lövésszám növelés ennél lassabb reflexiócsökkenést eredményez a vizsgált tartományon (2.(b) ábra), az elért legkisebb reflexió a kiinduló érték 6%-a.

A fs besugárzás esetén 100 impulzussal készült foltok reflexiója 60% alá csökkent 83 mJ/cm^2 energiasűrűség értéknél. Állandó 530 mJ/cm^2 -nél vizsgálva a lövésszám függést azt tapasztaltuk, hogy hat lövés után 15%-ra csökken a relatív reflexió. A legnagyobb lövésszám, 300 után pedig 2% mérhető az egész vizsgált hullámhossz tartományon.

A kezelt terület elsötétedését okozhatja kémiai változás, hiszen a kísérletek levegőben készültek, a réz pedig magas hőmérsékleten könnyen oxidálódik: a CuO_2 vörös, a CuO pedig fekete színű. Egy másik sötétedést keltő tényező lehet a besugárzott felület morfológiai módosulása, ugyanis a nano- és mikro-szerkezetek csapdázhatják a beérkező fényt, ezzel csökkentve a reflexiót. A minták felületének morfológiáját pásztázó elektronmikroszkóppal vizsgáltuk, mely minden sötétedett folt esetében azt mutatta, hogy ott egy meglehetősen összetett mikro-, nanostruktúra alakult ki.

Az EDX mérések szerint egy szemmel sötétebbnek látszó gödör 70,4% rézet és 29,6% oxigént, míg egy világosabbnak tűnő 74,9% rézet és 25,1% oxigént tartalmaz. A referencia arányai: 75,5% réz, és 24,5% oxigén. Ez alapján állíthatjuk, hogy az oxidképződésnek szintén lehet szerepe a reflexiócsökkenésben.

4. Összefoglalás

Eredményeink azt mutatták, hogy a nanoszekundumos és femtoszekundumos UV (excimer) lézer egyaránt jól alkalmazható réz minták besugárzás általi sötétítésére. Az eredmények alapján az eljárás hasznosítható lehet a világítástechnika, napelem gyártás vagy a haditechnika területén.

Köszönetnyilvánítás

A kutatás az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” és az „Új, funkcionális anyagok által kiváltott biológiai és környezeti válaszok” pályázatok (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 és 0047) támogatásával valósult meg.

Hivatkozások

- [1] A. Y. Vorobyev and C. Guo, Applied Physics Letters **92**, 041914 (2008)
- [2] P. Fan, M. Zhong, L. Li, P. Schmitz, C. Lin, J. Long and H. Zhang, Journal of Applied Physics **114**, 083518 (2013)
- [3] G. Tang, A. C. Hourd and A. Abdolvand, Applied Physics Letters **101**, 231902 (2012)

MESTERSÉGES ÉS LÉGKÖRI KOROM AEROSZOLOK OPTIKAI ABSZORPCIÓS TULAJDONSÁGAINAK VIZSGÁLATA SAJÁT FEJLESZTÉSŰ NÉGY-HULLÁMHOSSZÚ FOTOAKUSZTIKUS SPEKTROMÉTERREL

Pintér Máté¹ Ajtai Tibor², Utry Noémi¹, Bozóki Zoltán², Szabó Gábor²

¹*Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
6720, Szeged, Dóm tér 9.*

²*MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport
6720, Szeged, Dóm tér 9.*

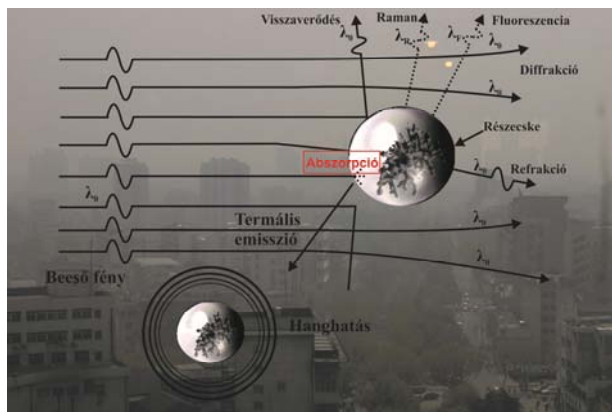
Napjaink egyik kiemelkedő jelentőségű tudományos kutatási területe az antropogén eredetű légköri szennyező komponensek éghajlatra, valamint emberi egészségre gyakorolt hatásainak vizsgálata. A légköri részecskék (aeroszokok) szórhatják és el is nyelhetik a rájuk eső elektromágneses sugárzást. A szórás, valamint a magasabb rétegekben történő elnyelődés hűti, míg az alacsony légrétegekben történő abszorpció fűti a légkört (közvetlen hatás). Az aeroszokok kondenzációs magvaként a felhőképződésben is részt vesznek, befolyásolván a keletkező felhők életidejét, valamint fényvisszaverő képességeit. Jelentőségüket tovább növeli, hogy az abszorpcióval rendelkező részecskék jelentik napjaink klimatikus előrejelzéseinek első számú bizonytalansági tényezőit.

Kezdetekben a légköri aeroszokat döntően szóró részecskéknek tételezték fel, melyek képesek lehetnek akár jelentős részben kompenzálni az üvegházhatású gázok hőmérséklet-emelő hatását. A légköri szálló por tömegkoncentrációjában elhanyagolható hányaddal rendelkező korom nanorészecskék vizsgálata csak az utóbbi évtizedekben került a tudományos érdeklődés középpontjába. A kutatások intenzitásának további lendületet adott az a tavaly megjelent tudományos összegzés, miszerint a légköri korom a CO₂ gáz után a második legfontosabb éghajlati kényszerrel rendelkező antropogén eredetű légköri összetevő [1].

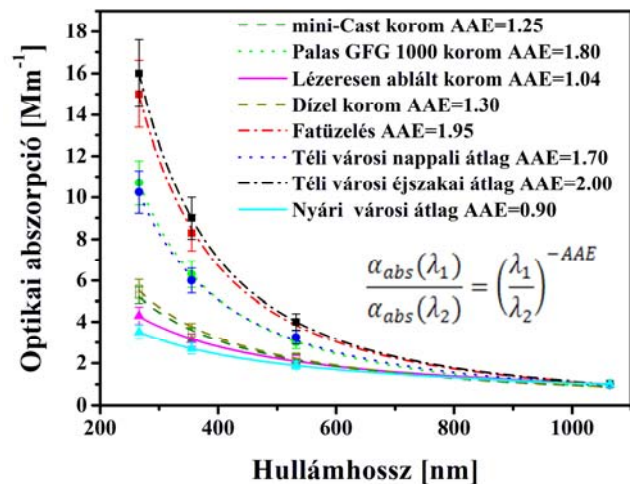
Rendkívül összetett (klimatikus, egészségügyi) és jelentős hatása ellenére a légköri aeroszokok optikai abszorpciós válaszáról, részben mérés technikai nehézségek miatt, keveset tudunk. Az abszorpció ugyanis nem mérhető közvetlenül, mivel a fény-aeroszol kölcsönhatás során az abszorbeált fotonok eltűnnek. A rutinszerűen alkalmazott közvetett mérés technikai eljárások megbízhatósága, valós légköri körülmények között, sok esetben megkérdőjelezhető. Annak ellenére, hogy a tudományos közvélemény egyetért abban, hogy a fotoakusztikus spektroszkópia az egyetlen olyan mérés technikai eljárás, amely képes a légkörben előforduló korom aeroszokok abszorpciós válaszát nagy pontossággal és megbízhatóan meghatározni, csak az utóbbi években jelentek meg több hullámhosszon üzemelő az abszorpciós spektrumot is vizsgálni képes fotoakusztikus mérőműszerek [2].

A fotoakusztikus jelkeltés elve röviden a következő (1.a. ábra): a mintatérre átvezetett aeroszokokat is tartalmazó gázelegyet modulált (szaggatott) lézertérrel gerjesztjük. Az elnyelt energia hatására az aeroszol minta felmelegszik, majd az így keletkezett hő ütközéses relaxáción keresztül átadja a környezetének, aminek következtében a mintatérben a modulációs frekvenciával megegyező periodikus nyomásingadozás lép fel, melyet egy nyomás-feszültség átalakító (mikrofon) segítségével konvertálunk elektromos jellé. Az így keltett fotoakusztikus jel arányos a fényelnyelés mértékével, méréséből a minta abszorpciós koefficiense meghatározhatóvá válik. Az aeroszokok abszorpciójának egyidejű és több hullámhosszon történő mérése kivételes és újszerű lehetőséget ad a légköri korom aeroszokok forrás szelektív és valósidejű azonosítására. A forrás azonosítása az abszorpciós spektruma hullámhosszfüggését jellemző ún. AAE (Abszorpciós Angström Exponens) érték meghatározásán keresztül történik.

Az MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoportjában elsőként került kifejlesztésre egy több hullámhosszú gerjesztést alkalmazó fotoakusztikus koromdetektor, amely nemcsak az légköri korom aeroszolkok abszorpciós spektrumát, hanem annak finomszerkezetét is képes vizsgálni, új lehetőségeket nyitva a valós idejű kémiai és toxikológiai kutatásokban. A kutatócsoport munkatársai aeroszol fázisú fotoakusztikus mérésekkel elsőként határozták meg számos klímareleváns aeroszol típus abszorpciós spektrumát (1.b. ábra). Igazolták, hogy nem csak az AAE, hanem annak hullámhosszfüggése is lehet forrásazonosító paraméter és kidolgoztak az abszorpció valós idejű, in-situ mérésén alapuló forrásazonosító módszert, amely kiegészítő kémiai analízis nélkül képes a kibocsátó források korom szelektív azonosítására.



1.a. ábra: A fény-aeroszol kölcsönhatás és a fotoakusztikus jelkeltés elve



1.b. ábra: Különböző módszerekkel generált, valamint valós légköri körülmények között mért szén aeroszolkok optikai abszorpciós spektrumai

Felhasznált irodalom:

- [1] T. C. Bond, S. J. Doherty, D. W. Fahey, P. M. Forster, T. Berntsen, B. J. DeAngelo, M. G. Flanner, S. Ghan, B. Kärcher, D. Koch, S. Kinne, Y. Kondo, P. K. Quinn, M. C. Sarofim, M. G. Schultz, M. Schulz, C. Venkataraman, H. Zhang, S. Zhang, N. Bellouin, S. K. Guttikunda, P. K. Hopke, M. Z. Jacobson, J. W. Kaiser, Z. Klimont, U. Lohmann, J. P. Schwarz, D. Shindell, T. Storelvmo, S. G. Warren and C. S. Zender, Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, VOL. **118**, 1–173 (2013).
- [2] M. O. Andreae. The dark side of the aerosols. *Nature* **409**, 671-672. (2001)

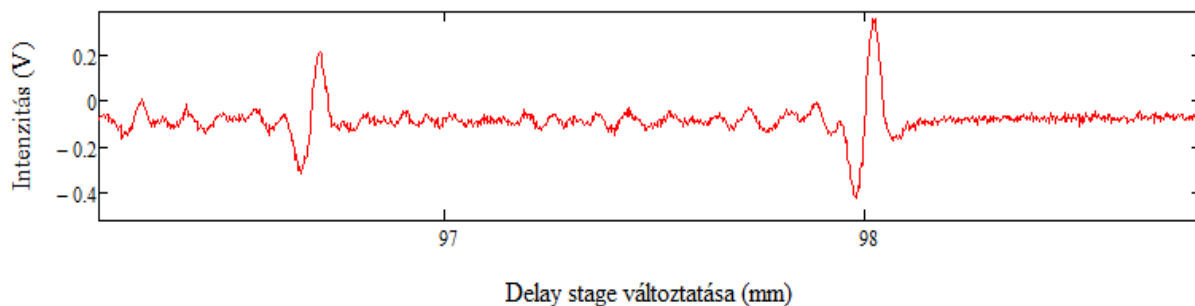
TERAHERTZ SUGÁRZÁS KELTÉSE KÉT HULLÁMHOSSZÚ LEVEGŐPLAZMÁBAN

Sárosi Krisztina, Prof. Chikan Viktor*

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

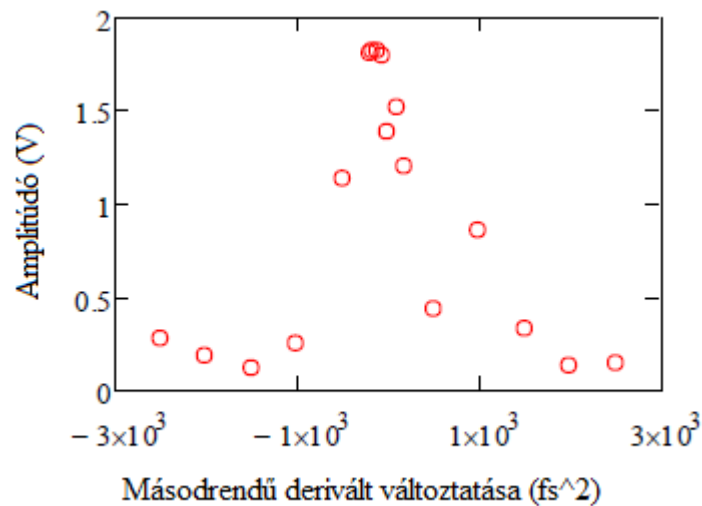
**Kansas State University, Department of Chemistry, Manhattan, KS 66506, U.S.*

A terahertz sugárzás a spektrumon a rádióhullámok és a látható fény tartománya között található, ami fontos tudományos terület a sugárzás nem ionizáló hatása miatt. Ellenben a sokrétű, ma elterjedt optikai kutatások közül ezzel a tudományággal még kevesen foglalkoztak mélyrehatóan, ezért számunkra is izgalmas terület [1]. Kísérleteink során a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi lézerlaboratóriumában megtalálható 800 nm-es, 2 mJ energiájú lézerrendszerrel azt vizsgáltuk, hogyan tudunk előállítani nagy intenzitású terahertz sugárzást levegőplazmából, két különböző frekvenciájú lézernyaláb kombinációjával. Ezt a kísérletet korábban Andrei Gorodetsky görög kutató csoportja már elvégezte, az ő eredményeiket alappillérnek tekintve mi a diszperzió változtatásával elérhető maximalizálásra fókuszáltunk [2]. Az optikai elrendezésünkben egy 800 nm-es, illetve frekvenciaduplázással létrehozott 400 nm-es fényimpulzussal keltettük a terahertz sugárzást. Az alábbi ábrán az első sikeres mérésünk eredménye látható.



Méréseink során megvizsgáltuk, hogy a 800 nm-es lézerimpulzus diszperziójának változtatásával hogyan változik a terahertz sugárzás intenzitása. A különböző fázisderiváltak optimális változtatásával sikerült az eredeti sugárzás intenzitásunkat megnövelni. Megfigyeltük, hogy még a negyed rend változtatása is befolyásolhatja az intenzitásunk

maximumát. Az alábbi ábrán a másodrendű diszperzió változtatásával kapott eredmények láthatóak.



Megfigyeltük, hogy a transzmissziós optikai módszerek használata nem működik túl jól, mert rövid impulzusok esetén a fókuszáló lencsénél már fehér fény generálódik. Konklúzióként levonható, hogy a diszperzió igen erősen befolyásolja az intenzitást az ilyen két különböző frekvenciájú lézernyalábbal előállított plazmában létrejövő terahertz sugárzások esetén. Összegzésül megállapítottuk, hogy a terahertz sugárzás erősen függ a diszperziós értékektől, valamint, hogy a transzmissziós optika alkalmazása helyett célszerű reflexiós optikát alkalmazni. Kutatásunk következő fázisában tudásunkat az adatok szimulálásával szeretnénk bővíteni.

[1] Hebling J.: *Szemtől szemben a lézerekkel*, Magyar Tudomány, 1483 (2005)

[2] Gorodetsky, A., Koulouklidis, A.D., Massauti, M., Tzortzakis, S.: *Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments*, PHYSICAL REVIEW A 89, 033838 (2014).

KROMATIKUS HIBA VIZSGÁLATA ÉS KORREKCIÓJA A LOKALIZÁCIÓS MIKROSZKÓPIÁBAN

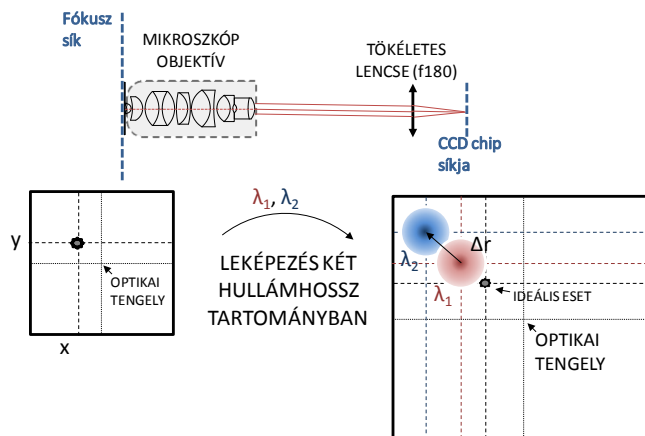
**Sinkó József, Varga Dániel, Kákonyi Róbert, Gajdos Tamás, Szabó Gábor és Erdélyi
Miklós**

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
6720, Szeged, Dóm tér 9.

Az utóbbi évek egyik nagy mikroszkópiai technikai fejlesztése a szuperrezolúciós (szuperfeloldású) fluoreszcens optikai mikroszkópiai technikák megjelenése volt. 2014-ben a kémiai Nobel-díjat e technikák kifejlesztéséért osztották ki. Ezek a mikroszkópok látható tartományban üzemelnek és akár pár tíz nanométeres feloldást is képesek elérni. Nagy előnyük, hogy a hagyományos fluoreszcens mikroszkópiai technikákhoz képest nem igényelnek bonyolultabb minta előkészítést vagy komplexebb optikai rendszereket. Amikor egy-egy új mikroszkópiai módszer megjelenik, rögtön elindul a részletes, mélyreható vizsgálata, határainak megkeresése a lehetséges alkalmazási területek kutatása mellett.

Egy szuperfeloldású mikroszkópiai technika a lokalizációs mikroszkópia. A hagyományos fluoreszcenciás technikák esetén a gerjesztett tartományban elhelyezkedő molekulák mindegyike aktív állapotban van, azaz gerjeszthető. A lokalizációs mikroszkópia során fotokémiai folyamatok révén érjük el azt, hogy egy időben a leképezendő tartományban csak kevés számú molekula legyen aktív állapotban, így az egyes molekulák diffrakciós foltjainak leképezését időben szétválasztjuk. Tulajdonképpen egy videót (képcsomagot) készítünk a mintáról, amelynek egyes képkockáin az adott időpontban aktív molekulák képei láthatóak, tehát a video a fluoreszcens molekulák villódzásából áll. Az egyes képkockákat külön-külön kielemezve, a molekulák képeire függvényt illesztve, a molekulák pontos pozíciói meghatározhatóak. A képcsomag összes képére elvégezve az elemzést, fel lehet térképezni azt, hogy hol találhatóak fluoreszcens molekulák a mintában. Különböző technikák léteznek a festékmolekulák kapcsolási mechanizmusának kivitelezése és vezérlése [1]: PALM, PhotoActivated Localization Microscopy, STORM, Stochastic Optical Reconstruction Microscopy, FPALM, Fluorescence Photoactivation Localization Microscopy, dSTORM, (directSTORM), GSDIM, (ground state depletion microscopy followed by individual molecule return).

A többszínű mikroszkópia lehetővé teszi, hogy különböző biológiai objektumokat szeparáltan figyelhessünk meg. Mindez a fluoreszcens festési módszer során kialakuló specifikus jelöléseknek köszönhető. Két megközelítés létezik a többszínű mikroszkóp megvalósítására: A szimultán, többszínű módszer esetén, több hullámhosszon egyszerre történik a gerjesztés és a detektor karban egy dichroikus tükör segítségével választhatóak szét a különböző színű fluoreszcens képek, amelyeket különálló kamerákkal rögzítenek, vagy pedig a képeket egyetlen kamera különböző területeire irányítják. A szekvenciális, egyszínű rendszerben mindig egy hullámhosszon történik a gerjesztés. A különböző színű képeket egymás után veszik fel. Lokalizációs elven működő mikroszkóppal is lehetséges többszínű leképezést készíteni, akár in vivo méréseknél is [2].



1. ábra: Leképezés két hullámhossztartományban és a fellépő kromatikus hiba

Mindkét esetben rendkívül fontos a különböző színű képek pontos illesztése, regisztrációja. A különböző színű képek azonban nem fednek át tökéletesen a fellépő aberrációk miatt, melyek közül a kromatikus hiba döntő szerepet játszik (1. ábra). Még a gyártók által optimalizált optikai elemek (elsősorban mikroszkóp objektívek, szűrők) esetében is érezteti hatását a hiba, különösen a lokalizációs, többszínű mikroszkópia képalkotásában, ahol az elvárt illeszkedés még nagyobb a hagyományoshoz képest, a pár tíz nanométeres feloldás miatt.

Egy olyan módszert dolgoztunk ki [3] egycsatornás, többszínű lokalizációs mikroszkóphoz, amely lehetővé teszi egy előzetes kalibráció után a különböző színű képek regisztrációját. Egy koordináta transzformációt kell megtalálni a különböző színek között. Egy leképező rendszerhez egyszer szükséges a kalibrációt elvégezni, utána az alapján a rendszerrel készült összes többszínű kép regisztrálható. A módszer röviden a következő: kalibrációs mintaként egy fedőlemez felületére felvitt 100 nm átmérőjű, többszínű fluoreszcens golyók (multicolored fluorescence bead, Invitrogen Molecular Probes, T7279) szolgálnak. A felületi sűrűsége a golyóknak olyan nagyságú, hogy képeik ne fedjenek át, de a képteret kitöltsék, és pontos lokalizációt lehessen végezni a különálló golyók képein. A különböző hullámhosszakon képeket készítünk a golyókról. Általános, térbeli eloszlást leíró kalibrációs függvényhez nagy mennyiségű fluoreszcens golyó képeinek elemzésével lehet eljutni: a lokalizáció után, a különböző színű képeken a legközelebb elhelyezkedő golyó-pozíciópárokat összekapcsoljuk, és a távolságokat megmérjük. A golyók helyéhez rendelt távolságértékekre egy felületet illesztve megkapunk egy kalibrációs függvényt az egész képtérre. Ez később a képtér bármelyik pontjában megmondja, hogy mekkora korrekciót – ami egy koordináta transzformáció – kell alkalmaznunk a hullámhosszak között valós mintában.

Szimulációkat végeztünk a kromatikus hiba axiális irányú függésének felderítésére is. Ez különösen nagyobb térbeli kiterjedésű minta leképezése esetén okozhat deformításokat a végső képen.

Referenciák:

- [1] S. W. Hell, Science **316**(5828), 1153–1158 (2007).
- [2] M. Bates, G. T. Dempsey, K. H. Chen, and X. Zhuang, ChemPhysChem **13**(1), 99–107 (2012).
- [3] M. Erdelyi, E. J. Rees, D. Metcalf, G. S. K. Schierle, L. Dudas, J. Sinko, A. E. Knight, and C. F. Kaminski, Opt. Express **21**(9), 10978–10988 (2013).

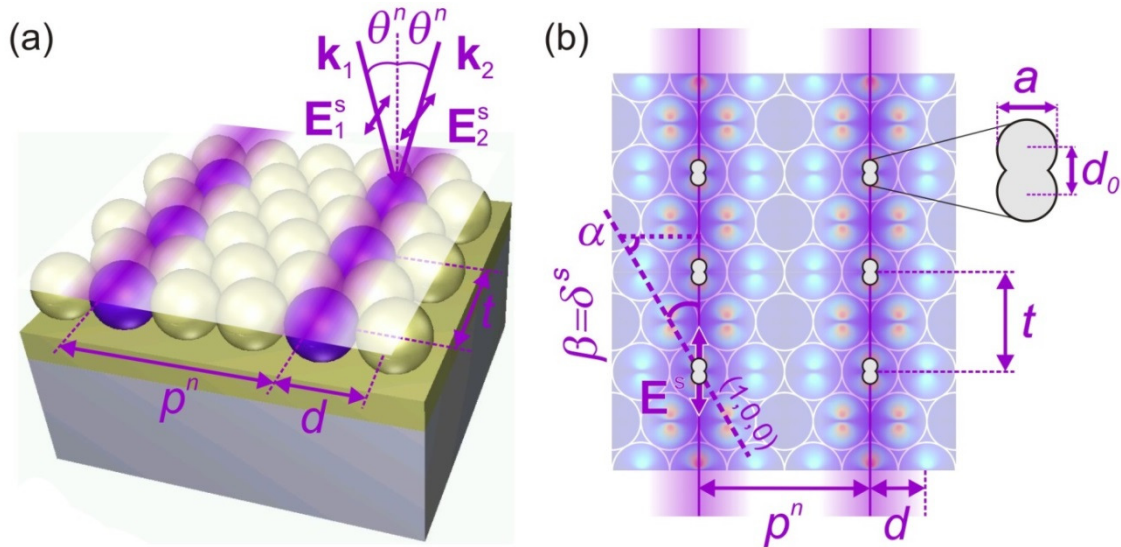
SPEKTRUMMÓDOSÍTÁS KOLLOIDGÖMB MONORÉTEGEK INTERFEROMETRIKUS KIVILÁGÍTÁSÁVAL LÉTREHOZOTT PLAZMONIKUS MINTÁZATOKKAL

Sipos Áron, Somogyi Anikó, Szabó Gábor, Csete Mária

*Szegedi Tudományegyetem, Természettudományi és Informatikai Kar,
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.*

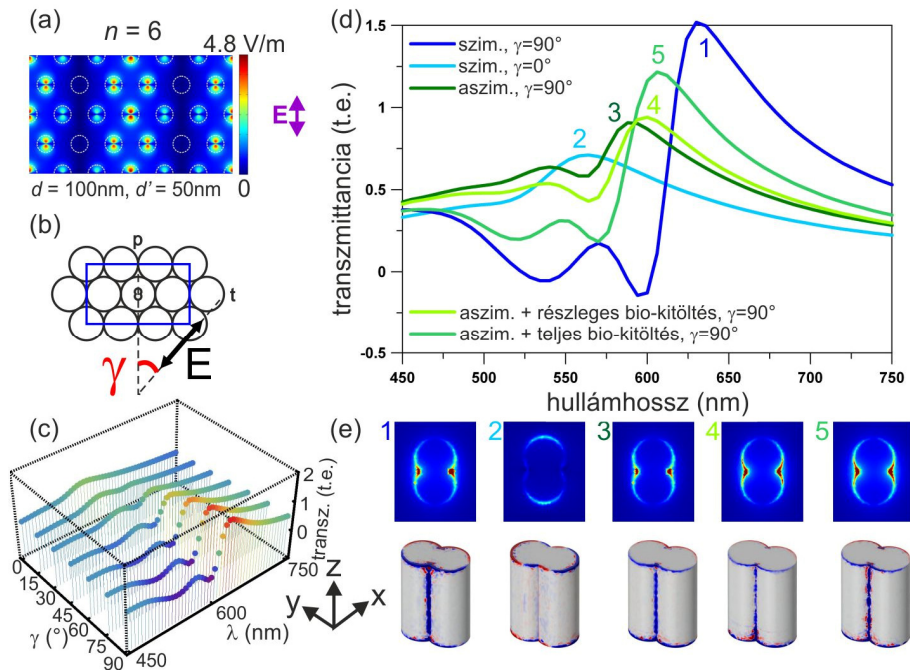
Új módszert mutatunk be, amely alkalmas komplex plazmonikus mintázatok előállítására, a klasszikus kolloidgömb litográfiával létrehozható hatszöges struktúrától eltérő négyszöges mintázat kialakítására [1-4].

A módszer lényege, hogy egy szorosan illeszkedő hatszöges elrendezésű kolloidgömb monoréteget egy laterálisan modulált intenzitás-eloszlású mintázattal világítunk ki. Ennek részletesen vizsgált esete a kolloidgömb monorétegek interferometrikus kivilágítása (KGMK), ahol a két-nyaláb interferenciával létrehozott mintázat maximumait tökéletesen illesztjük a monorétegből kiválasztott kolloidgömb sorozatokhoz. A KGMK kivilágítással elérhető közel-térbeli intenzitás-növekedést a kolloidgömbök és a hordozó felületén végeelem-módszerrel határoztuk meg. Kimutattuk, hogy megfelelő kivilágítás és gömbméret esetében a létrehozott mintázat négy geometriai paramétere hangolható egymástól függetlenül. A mintázat p periódusa a kivilágító fény hullámhosszával és a beesési szöggel változtatható, a felületen létrehozott nano-objektumok közötti t távolság a kolloidgömbök méretével és az interferencia-mintázatnak a monoréteg fölötti elforgatásával skálázható.



1. ábra. (a) A KGMK módszer háromdimenziós elvi ábrázolása, a közvetlenül az interferencia-maximumok alatt elhelyezkedő d átmérőjű kolloidgömbök kiemelésével. (b) a KGMK módszer kétdimenziós szemléltetése a létrehozható mintázat megjelenítésével, a fontos geometriai paraméterek kiemelésével: a $p^n = n \cdot d/2$ periódus $\theta^n = \arcsin(\lambda/(n \cdot d))$ beesési szögnél $n=6$ esetében, a t nano-objektumok közötti távolság és a nano-objektumok a átmérője valamint a kettős lyukat jellemző d_0 paraméter. A vízszintes síkban az $(1,0,0)$ kristálytani tengelyhez képest mérjük az irányokat: α a beesési síknak, β az interferencia-mintázat maximumának, δ az s-polarizált fény E^s elektromos terének rezgési irányát jelöli.

A nano-objektumok a mérete a kivilágító fény hullámhosszától, irányától, a kolloidgömb d' átmérőjétől függ, a szub-struktúrát a polarizáció határozza meg. Az arany filmre helyezett arany kolloidgömböket lineáris polarizációjú fénnel kivilágítva létrehozható kettős lyukakat a d_0 paraméterrel jellemezhetjük (1. ábra) [1, 4].



2. ábra. (a) KGMIC módszerrel elérhető közel-térbeli négyszöges intenzitáseloszlás-mintázat $d' = 50\text{ nm}$ átmérőjű $d = 100\text{ nm}$ távolságra elhelyezett kolloidgömbök esetében, (b) spektrális tulajdonságok hangolásához alkalmazott egységcella sematikus rajza és a γ azimutális irány (c) a négyszöges struktúra transzmittanciája a γ azimutális szög és a hullámhossz függvényében, (d) a transzmittancia szimmetrikus és aszimmetrikus közegben elhelyezett lyukpárokon különböző kivilágítási irányokban, valamint különböző mennyiségű fehérjével való feltöltés esetében (e) az elektromos tér és a töltéseloszlás az egyes maximumoknál a lyukpárokon

A KGMIC módszerével előállítható lyukakból és lyukpárokból álló négyszöges mintázatok vizsgálatával kimutattuk, hogy ezek spektruma tervezetten módosítható. Igazoltuk, hogy a spektrumok karakterisztikája szoros összefüggésben van a perforált fémfilm körülvevő közeg optikai tulajdonságaival, a kivilágítás irányával és a fény polarizációjával (2. ábra). Kimutattuk, hogy a komplex mintázatok spektrumán keskeny Fano-vonalak figyelhetők meg, amelyek lehetővé teszik az érzékenység növelését a strukturált felületek biodetektorként való alkalmazása során [1, 4]. Igazoltuk, hogy a komplex mintázatokon az elektromos tér és a töltéseloszlás a spektrum szélsőérték-helyein jellegzetes eloszlást mutat [4].

- [1] M. Csete, Á. Sipos, A. Szalai and G. Szabó, IEEE Phot. J. **4** 1909 (2012)
- [2] Á. Sipos, A. Szalai and M. Csete, Appl. Surf. Sci. **278**, 330 (2013)
- [3] Á. Sipos, A. Szalai and M. Csete, Proc. SPIE **8323** 83232E (2012)
- [4] Á. Sipos, A. Somogyi, G. Szabó and M. Csete, Plasmonics **9** 1207 (2014)

LÉZERES RONCSOLÁS DETEKTÁLÁSI MÓDSZEREINEK ÖSSZEHASONLÍTÁSA 532 NM ÉS 266 NM-ES HULLÁMHOSSZAKON

Somoskői Tamás¹, Vass Csaba¹, Merő Márk^{1,3}, Mingesz Róbert², Bozóki Zoltán^{1,4},
Osvay Károly^{1,5}

¹ Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged, Dóm tér 9.

² Szegedi Tudományegyetem, Műszaki Informatika Tanszék, Szeged, Árpád tér 2.

³ Max Born Institut, Berlin, Max-Born-Str. 2 A.

⁴ MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szeged, Dóm tér 9.

⁵ ELI-ALPS, ELI-Hu Nkft., Szeged, Dugonics tér 13.

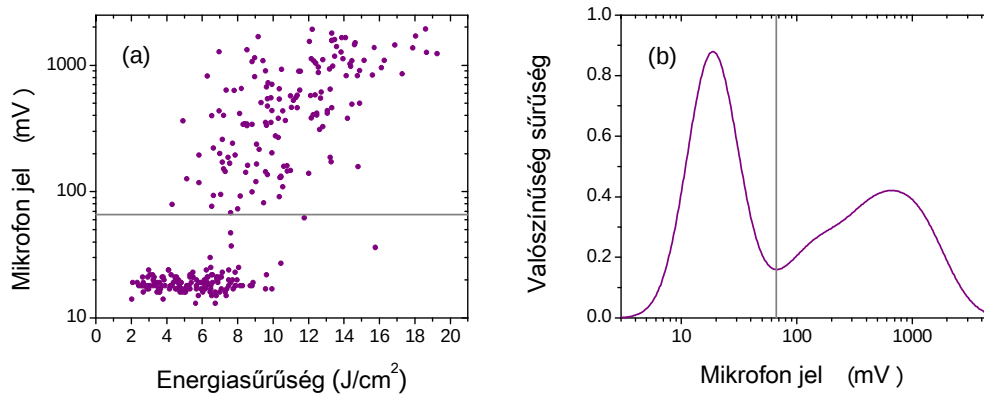
A lézerek megjelenésével lehetővé vált nagy optikai energiák koncentrációja kis térrészbe és extrém rövid idejű impulzusok létrehozása, amelynek számos alkalmazása született. Ugyanakkor ezek kezelése komoly technikai kihívás a különböző optikai elemek szempontjából. Az elérhető maximális energia- illetve teljesítménysűrűséget korlátozza az optikai roncsolódás jelensége, azaz az optikák bevonatának károsodása a lézernyaláb hatására. Ennek oka "hosszú" impulzusok (ns) esetén jellemzően termális, míg a pikoszekundumos és annál rövidebb esetben az ionizációra vezethető vissza. Az effektus első észlelése óta különböző mérés technikai eljárásokat dolgoztak ki, többek között a minta optikai tulajdonságaiban (transzmisszió, reflexió vagy fényszóró képesség) beálló változás; a kérdéses felület mikroszkópos megfigyelése vagy a fellépő fotoakusztikus illetve fototermális jelenségek detektálása alapján. Bár a lézertükrök roncsolással szembeni ellenállása a fejlesztéseknek köszönhetően fokozatosan emelkedik, ez az effektus még mindig komoly korlátozó tényező nagy intenzitású lézerrendszerek esetén. A jelenség kontrollálásához szükséges annak minél korábbi stádiumban való észlelése, ehhez pedig egy megfelelő érzékenységgű mérési eljárás kifejlesztése.

Vizsgálatunk célja négy, gyakran alkalmazott optikai roncsolás detektáló eljárás összehasonlítása azok relatív érzékenységeinek és alkalmazhatóságának szempontjából. E célból szimultán méréssorozatot végeztünk két hullámhosszon, a nemzetközi szabványban (ISO 21254-1) rögzített módon. Az objektív összehasonlíthatóság érdekében egy egységes kiértékelési módszert dolgoztunk ki a nem-vizuális jelekre.

Kísérleteinkhez egy frekvencia kétszerezett illetve négyszerezett Nd:YAG lézert használtunk, aminek nyalábját lefókuszálva mesterségesen idéztük elő a roncsoláshoz szükséges energiasűrűséget. Méréseink során valamennyi esetben a céltárgy egy új, érintetlen felületelemét sugároztuk be egyetlen, ismert energiájú impulzussal. Az első detektáló módszer a mintaként szolgáló lézertükről felületéről diffúz visszaverődést szenvedő fény energiájának mérése volt, melyet fotodiódával végeztünk el. Egy, az előzőtől eltérő elven működő eljárás az abszorbeált fényenergia detektálása fotoakusztikus elven: ezt a minta hátoldalára rögzített piezoelektromos érzékelővel valamint az első felülethez közel elhelyezett mikrofonnal vizsgáltuk. Ezen kívül - referencia mérésként - a minta felületét optikai mikroszkóppal is megvizsgáltuk minden egyes lézerimpulzus beérkezését követően.

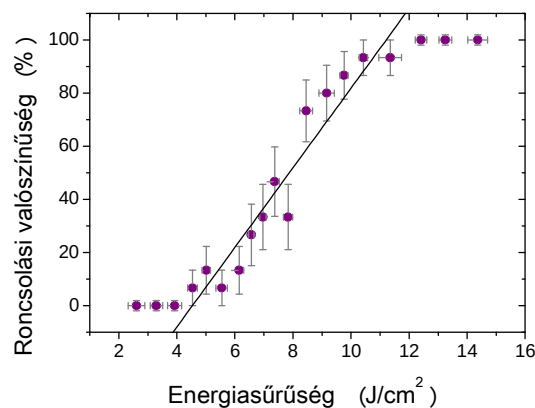
Annak eldöntésére, hogy a nem-vizuális detektorok mekkora jelértékeit tekinthetjük a roncsolás előjelének, a kernel sűrűség becslés nevű statisztikai eljárást alkalmaztuk [1] (Parzen-Rosenblatt módszerként is ismert). Az adatkiértékelést az 1. ábra szemlélteti a mikrofon példáján keresztül. A mért jelek valószínűségi eloszlása binomiális jellegű: nagyszámú alacsony (≈ 20 mV) és nagyon magas (> 100 mV) jelértéket tartalmaz, míg a köztes tartományban alig fordul elő mérési pont. Ez a háttérben lévő fizikai folyamat megváltozására utal, jelen esetben az abszorpció ugrásszerű növekedésére, ami a felület roncsolásának egyik jele. (A fényszóró képesség hasonló markáns növekedése a felszín topológiájának változására utal, ami szintén optikai roncsolódás

miatt következik be.) Ezen eljárás segítségével a nem-vizuális jelekre is meg lehet határozni egy kritikus jelszintet, nagyszámú mérés alapján.



1. ábra (a) A mikrofon által detektált jelek a beeső impulzus energiasűrűsége függvényében, 532 nm-es hullámhossznál. (b) Ugyanezen jelek valószínűségi sűrűség eloszlása. A függvény lokális minimumához tartozó jelértéket kritikus jelszintnek tekintjük, az ezt meghaladó értékeket pedig az optikai roncsolás bekövetkezésére utaló jelenségnek (szürke vonallal jelölve mindkét diagramon).

A fentiek ismeretében kiszámolható, hogy az optikai roncsolás egy adott energiasűrűség mellett mekkora valószínűséggel következik be (2. ábra). Lineáris interpolációval adódik a nulla valószínűséghez tartozó legmagasabb energiasűrűség érték, ezt nevezik roncsolási küszöbnek (Laser-Induced Damage Threshold - LIDT). A különböző módszerekkel kapott küszöb értékeket a lenti táblázatban foglaltuk össze. Megállapítható, hogy a mikroszkóppal történő vizuális megfigyelés rendelkezik a legnagyobb érzékenységgel. Ugyanakkor ennek gyakorlati alkalmazása a legkörülményesebb, nagy impulzusismétlési frekvencia pedig korlátot jelent. A többi három tesztelt detektálási módszer hibahatáron belül egymáshoz hasonló érzékenységgel bír.



2. ábra Az egyes beeső impulzusok energiasűrűségéhez tartozó roncsolási valószínűségek a mikrofon jelei alapján, 532 nm-es hullámhossznál.

hullámhossz	Roncsolási küszöb (J/cm^2)			
	mikroszkópia	fényszórás	mikrofon	piezo detektor
266 nm	1.95 ± 0.21	2.50 ± 0.57	2.70 ± 0.41	2.84 ± 0.36
532 nm	4.16 ± 0.80	4.52 ± 0.44	4.53 ± 0.62	4.91 ± 0.71

KILÉLEGZETT GÁZ ANALÍZIS FOTOAKUSZTIKUS ELVEN ALAPULÓ MÉRŐBERENDEZÉSSSEL

Szabó Anna¹, Mohácsi Árpád¹, Tuboly Eszter², Boros Mihály², Tarnai Zsófia³, Berkovits Csaba⁴, Rakonczay Zoltán³, Turzó Kinga³, Nagy Katalin⁴, Szabó Gábor^{1,5}

¹MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

²Sebészeti és Műtéttani Intézet, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Pécsi u. 6.

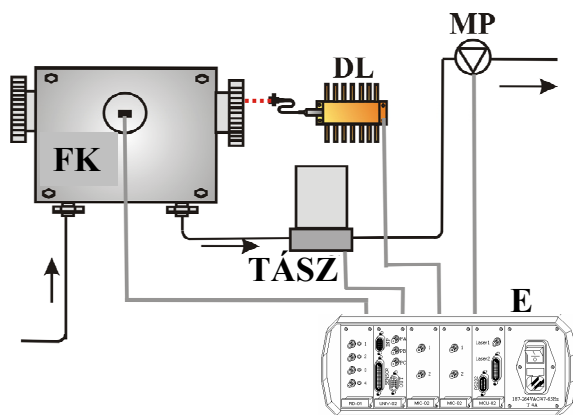
³Orálbiológiai és Kísérletes Fogorvostudományi Tanszék, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 64.

⁴Szájszabészeti Tanszék, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 64.

⁵Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

A szájüregben képződő és a kilélegzett gázok összetétele a szervezet anyagcseréjéről, biológiai állapotáról hordoz információt, ezért *in vivo* detektálásuk az orvosi diagnosztikai kutatások egyik dinamikusán fejlődő területe [1, 2]. A módszer egyszerű, non-invazív vizsgálatokat tesz lehetővé, azonban standard mérési protokollok és megfelelő, elérhető árú műszerek hiányában még nem terjedt el a mindennapi diagnosztikában. Napjainkban rutinszerűen egyelőre csak az asztma vizsgálatában, transzplantált szervek kilökődésének előrejelzésében, *Helicobacter pylori* fertőzés diagnosztizálásában, véralkohol-koncentráció megállapításában, valamint anesztézia során és intenzív osztályon ápolott betegek állapotának megfigyelésében (pl. kapnográfia) alkalmaznak különböző gázkoncentráció-mérőket [2].

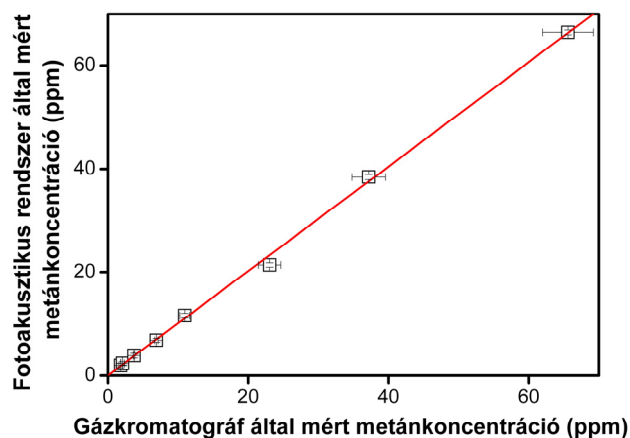
A fotoakusztikus spektroszkópia jól adaptálható a különböző gázok *in situ*, valós idejű méréséhez [3]. A fotoakusztikus gázdetektálás azon egyszerű jelenségen alapul, hogy periodikusan modulált fény elnyelésakor, az anyagok sugárzásmentes relaxációja során periodikus hőmérsékletváltozás történik, amely periodikus nyomásváltozást, hangot hoz létre. A keletkező hang amplitúdója egyenesen arányos a fényelnyelő gázkomponens koncentrációjával. A Szegedi Tudományegyetem több orvosi kutatócsoportja számára fejlesztünk műszereket, elsősorban metán-, ammónia- és széndioxid-koncentráció méréshez. A kilélegzett metánkoncentráció és különböző gasztrointesztinális betegségek között állapítható meg korreláció; az ammóniakoncentráció változásaiból pedig anyagcserezavarokra, illetve halitózisos állapotokra lehet következtetni.



1. ábra

A rendszerek fényforrásai közeli infravörös tartományban működő diódalézerek. A mérendő gáz és a lézernyaláb a fotoakusztikus kamrában (FK) elhelyezkedő akusztikus rezonátoron halad keresztül (1. ábra). A diódalézer (DL) a rezonátor rezonanciafrekvenciájával modulált és egy mikrofón (M) detektálja a fotoakusztikus jelet. A kamra hőmérsékletstabilizált (40 °C-on), amely

megakadályozza, hogy a kilélegzett levegő vízgőztartalma lecsapódjon a kamrában. A mérendő gázt egy membránpumpa (MP) szívja keresztül a mérőkamrán, az áramlási sebességet egy tömegáramlás-szabályzó (TÁSZ) állítja be. A rendszerek hordozhatók, könnyen kezelhetők és kevés karbantartást igényelnek. A gerjesztéshez használt lézerek sávszélessége és hullámhosszai olyanok, hogy a rendszer keresztérzékenysége a kilélegzett levegő főbb komponenseire (vízgőzre, szén-dioxidra és szén-monoxidra) legalább 7 nagyságrenddel kisebb, mint a mérendő komponensre. A fotoakusztikus rendszerek legkisebb kimutatható koncentrációja metánra 0,3 ppm (part per million, 8 s-os integrálási idővel), ammóniára 0,1 ppm (30 s-os integrálási idővel) és szén-dioxidra 150 ppm (8 s-os integrálási idővel). Összehasonlító méréseket végeztünk egy előzetesen kalibrált Agilent 6890 gázkromatográfval. A 2. ábra mutatja a két műszer méréseinek korrelációját. A fotoakusztikus rendszer és a gázkromatográf eredményei nagyon jó egyezést mutattak, az átlagos különbség kb. 1 % volt ($n=8$, $R^2=0,9993$).



2. ábra

A különféle állat- és humánmodellekben történő mérésekhez külön gázmintavételező rendszerek készültek [4-6], adaptálva a rendszert az alanyok különböző mértékű ventilációjához és a különböző nyomásviszonyokhoz (például hipobárikus hipoxia vizsgálatokkor). A kilélegzett gázok koncentrációprofiljának elemzése nagy körütekintést igényel, mivel a különböző fiziológiai paraméterek (hemodinamikai és ventilációs paraméterek) az egyes komponenseket különböző mértékben befolyásolják, ezért az adatok értelmezéséhez modellezésre is szükség van [7].

Irodalom

- [1] H. Haick, Y. Broza, P. Mochalski, V. Ruzsanyi and A. Amann, Chem. Soc. Rev. **43** 1423 (2014)
- [2] K.-H. Kim, S. A. Jahan, E. Kabir, Trends in Anal. Chem. **33** 1 (2012)
- [3] Z. Bozóki, A. Pogány, G. Szabó, Appl. Spectrosc. Rev. **46** (2011)
- [4] E. Tuboly, A. Szabó, G. Erős, Á. Mohácsi, G. Szabó, R. Tengölics, G. Rákhely and M. Boros, J. Breath Res. **7** 046004 (2013)
- [5] E. Tuboly, A. Szabó, D. Garab, Bartha G, Janovszky A, Erős G, A. Szabó, Á. Mohácsi, G. Szabó, J. Kaszaki, M. Ghyczy, M. Boros, Am. J. Physiol. – Cell Physiol. **304** C207 (2013)
- [6] A. Szabó, Á. Mohácsi, P. Novák, A. Aladzic, K. Turzó, Z. Rakonczay, G. Erős, M. Boros, K. Nagy, G. Szabó, Proc. SPIE **8427** 84272J (2012)
- [7] J. King, H. Koc, K. Unterkofler, P. Mochalski, A. Kupferthaler, G. Teschl, S. Teschl, H. Hinterhuber and A. Amann, J. Theor. Biol. **267** 626 (2010)

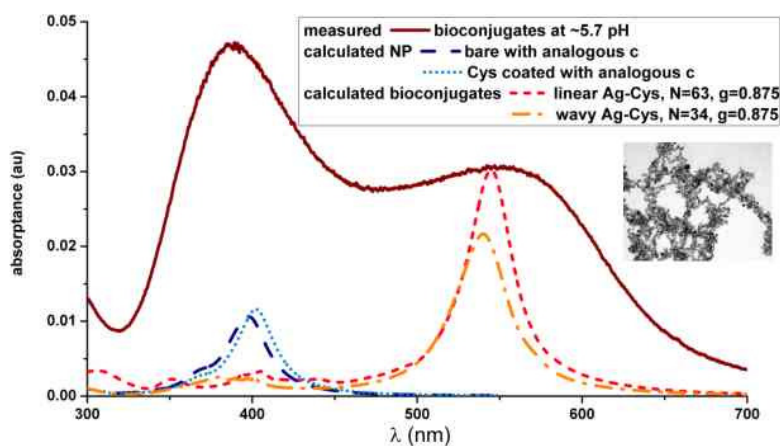
ÁLLÓ ÉS TERJEDŐ PLAZMONIKUS MÓDUSOK NANORÉSZECSCSKE AGGREGÁTUM MINTÁZATOKON

Szalai Anikó¹, Csapó Edit², Tóth László², Somogyi Anikó¹, Dékány Imre² és Csete Mária¹

¹*Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Dóm tér 9, Magyarország*

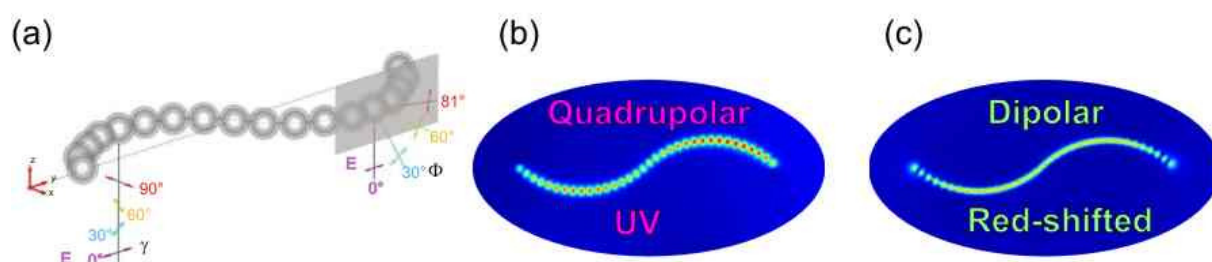
²*MTA-SZTE Szupramolekuláris és Nanoszerkezetű Anyagok Kutatócsoport, Szegedi Tudományegyetem, 6720 Szeged, Aradi vértanúk tere 1, Magyarország*

Napjainkban a plazmonikus bioszenzorok egy új típusának kifejlesztése van folyamatban a magasabbrendű nanorészecske architektúrákon gerjeszthető lokalizált felületi plazmon rezonancia által elérhető szenzitivitásnak és specifikusságnak köszönhetően. Kutatásaink során megvizsgáltuk, hogy az abszorptancia hogyan hangolható a nanorészecske aggregátumok paramétereivel, illetve a kivilágítás körülményeivel [1, 2]. A ciszteinnel funkcionizált ezüst nanorészecske aggregátumokon mért, két karakterisztikus csúcsot tartalmazó abszorptancia spektrumot reprodukáltuk numerikus számítások alapján (1. ábra). Kimutattuk, hogy speciális paraméterekkel rendelkező lineáris és szinuszos aggregátum mintázatokkal is magyarázhatóak a mért UV és vörös felé tolódott csúcsok.



1. ábra: Ciszteinnel funkcionizált ezüst nanorészecske aggregátumok mért és számolt spektrumai

A maximumok relatív dominanciája erősen függ az $\mathbf{E}$ -mező oszcillációját jellemző γ azimutális orientációtól, továbbá a φ beesési szögtől p-polarizált fénnel való kivilágítás esetében (2a ábra). A közel-tér eloszlásának tanulmányozása igazolta, hogy kollektív plazmonikus rezonanciák alakulnak ki mindkét típusú Ag nanorészecske aggregátumon. Merőleges kivilágításnál a lokális közel-tér eloszlás korrelál UV maximum esetében a transzverzálisan csatolt nanorészecskék mennyiségével, míg a vörös felé tolódott csúcs esetében a longitudinálisan csatolt nanorészecskék mennyiségével arányos. A lineáris láncokon a kollektív rezonanciák dominánsan páros saját-módusokban manifesztálódnak az UV maximumnál, míg a vörös felé tolódott csúcsoknál dominánsan páratlan módusok figyelhetők meg. A hullámos aggregátumon a síkbeli nanorészecske eloszlás erősen befolyásolja a rezonáns módusok karakterisztikáját (2b,c ábra).



2. ábra (a) Hullámos aggregátum sematikus ábrája és a kivilágítást jellemző paraméterek (b) Quadrupoláris és (c) dipoláris módusok az UV és a vörös felé tolódott abszoptancia maximumnál hullámos ciszteinnel funkcionizált ezüst nanorészecske aggregátumon p-polarizált fénnel való kivilágítás esetében ($\varphi \neq 0^\circ$).

Ferde kivilágítás esetében a φ -vel analóg γ szögnél gerjeszthető sajátmódusokon túl terjedő módusok is megjelennek az aggregátum mintázaton bekövetkező rács-csatolás eredményeként. A módusok paritását éppúgy, mint az elérhető $\mathbf{E}$ -tér intenzitását a közel-térben kölcsönható és a távolytérben rács-csatolt módusok együttese határozza meg.

[1] Anikó Szalai, Áron Sipos, Edit Csapó, László Tóth, Mária Csete and Imre Dékány: *Plasmonics* **8**, 53 (2013).

[2] Mária Csete, Anikó Szalai, Edit Csapó, László Tóth, Anikó Somogyi, Imre Dékány: *Journal of Physical Chemistry C*. **118**(31), 17940 (2014).

KVANTUMOS TRANSPORTFOLYAMATOK OSZCILLÁLÓ SPIN-PÁLYA KÖLCSÖNHATÁS JELENLÉTÉBEN

Szaszkó-Bogár Viktor¹, Földi Péter¹, Benedict Mihály¹

¹ SZTE TTIK Elméleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Tisza L. krt. 84-86.

A mezoszkopikus rendszerek a makro- és a mikrovilág határán elhelyezkedő objektumok. Ebbe a családba tartoznak a nanostruktúrák, melyek elektromos és mágneses tulajdonságait a kvantumos interferencia jelenségek határozzák meg. Kiemelkedő jelentőséggel bírnak a félvezető heterostruktúrák, melyekben kétdimenziós elektronág jön létre, amely igen magas mozgékonyással rendelkező elektronokat tartalmaz [1].

Amennyiben a lézertérhez hasonlóan, időben alternáló Rashba-féle spin-pálya csatolás van jelen a nanorendszerben, akkor egy hatékony matematikai eszköztárat biztosít az ún. Floquet-elmélet. Ezzel megmutatható, hogy az ilyen struktúrák alkalmasak felharmonikus frekvenciák gerjesztésére.

Most azokat az eredményeinket mutatjuk be, melyek az időfüggő spin-pálya kölcsönhatás jelenlétében vizsgált transzportfolyamatok elméleti vizsgálatai során születtek.

A modellünkben az elektronokat leíró időfüggő Hamilton-operátor:

$$\tilde{H}(t) = \hbar\Omega \left[\left(-i\frac{\partial}{\partial s} + \frac{\omega(t)}{2\Omega} \mathbf{n}(\sigma \times \mathbf{e}_z) \right)^2 - \frac{\omega(t)^2}{4\Omega^2} \right], \quad (1)$$

ahol $\mathbf{n}$ egységvektor a drót irányát adja meg, $\hbar\Omega = \hbar^2/2m^*a^2$ a karakterisztikus kinetikus energia (az a rácsállandó jelentését mutatja az 1 ábra), az s a dimenziótlan hosszát jelöli. A $\tilde{H}$ operátor függ az időtől az $\omega(t) = \alpha(t)/a$ mennyiségen keresztül, ahol a csatolás erősségét jellemző $\alpha(t)$ Rashba-paraméter egy külső elektromos tér segítségével hangolható [2]. Az $\omega(t)$ függvényt a következő alakban adtuk meg:

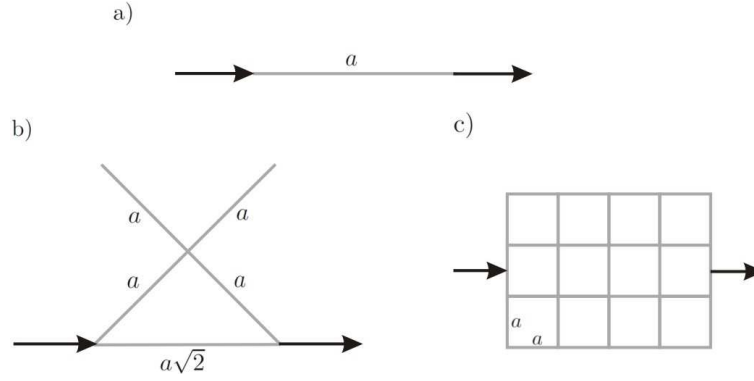
$$\omega(t) = \omega_0 + \omega_1 \cos(\tilde{\nu}t), \quad (2)$$

ahol $\tilde{\nu}$ az oszcilláció frekvenciáját jelöli. Számolásaink során a $\tau = \Omega t$, $H = \tilde{H}/\hbar\Omega$ és a $\nu = \tilde{\nu}/\Omega$ mennyiségeket használtuk. Az 1 ábrán bemutatjuk az általunk vizsgált struktúrákat.

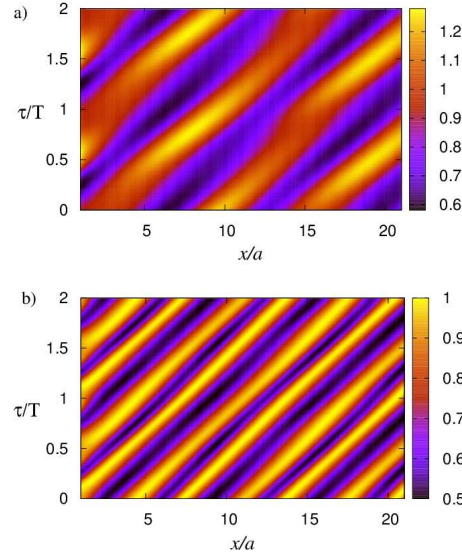
Egyik jelentős eredményünk a háromszög alakú ún. "hurok" geometriához (1b) ábra) kötődik. Teljesen spin-polarizálatlan bemenő állapotot feltételezve azt találtuk, hogy a rendszer kimenő drótjában spin-polarizált elektronok jelentek meg (lásd 2 ábrán). Tehát ez a két terminállal rendelkező nanoeszköz alkalmas forrása a spin-polarizált állapotoknak [5].

Stacionárius Rashba-féle spin-pálya kölcsönhatás jelenlétében már vizsgáltuk a kétdimenziós szuperrácsok vezetési tulajdonságait [3, 4]. Azonban, ha az időfüggés is jelen van a Hamilton-operátorban (1), akkor a tiltott sáv tartományokban nem-nulla vezetőképesség értékekhez tartozó csúcsok jelennek meg. Ezeknek a pozíciója változtatható az oszcilláló spin-pálya csatolás frekvenciájával ($\tilde{\nu}$) [6].

A szerzők ezúton is köszönetet mondanak Dr. Gyémánt Ivánnak és Dr. Papp Györgynek az értékes diszkusszióért. Köszönettel tartozunk az OTKA-nak (szerződés szám: T81364), a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060, a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 és a TÁMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0010 projekteknek, hogy kutatási tevékenységünket támogatták.



1. ábra. Az általunk vizsgált nanorendszerek. A szürke színnel jelölt drótokban van jelen az oszcilláló spin-pálya kölcsönhatás. A bemenő és kimenő drótokat, amelyekben nincs jelen ez a csatolás, fekete nyilakkal jelöltük.



2. ábra. Egy háromszög geometria kimenő drótjában ábrázoltuk a valószínűségi sűrűséget (felső panel) és a polarizáció fokot (alsó panel) a hely és az idő függvényében. A valószínűségi sűrűség nem normált. A releváns paraméterek: $\omega/\Omega_0 = 3.0$, $\omega/\Omega_1 = 0.3$, $\nu = 1.0$ és $k_0a = 1.5$.

Hivatkozások

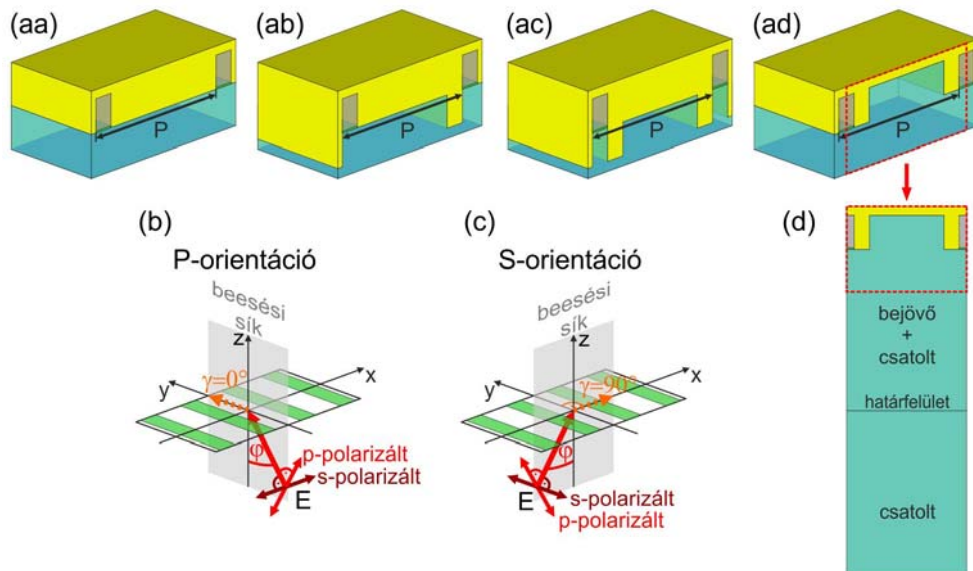
- [1] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1995).
- [2] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
- [3] P. Földi, V. Szaszko-Bogár, F. M. Peeters, *Phys. Rev. B.* **82**, 115302 (2010).
- [4] P. Földi, V. Szaszko-Bogár, F. M. Peeters, *Phys. Rev. B.* **83**, 115303 (2011).
- [5] V. Szaszko-Bogár, P. Földi, and F. M. Peeters, *J. Phys.: Cond. Matt.* **26**, 135302 (2014).
- [6] P. Földi, V. Szaszko-Bogár and F. M. Peeters, előkészületben (2014).

PLAZMONIKUS STRUKTÚRÁKKAL INTEGRÁLT INFRAVÖRÖS EGY-FOTON DETEKTOROK ABSZORPCIÓJA ÉS POLARIZÁCIÓ-KONTRASZTJA

Szekeres Gábor, Szenes András, Szabó Gábor, Csete Mária

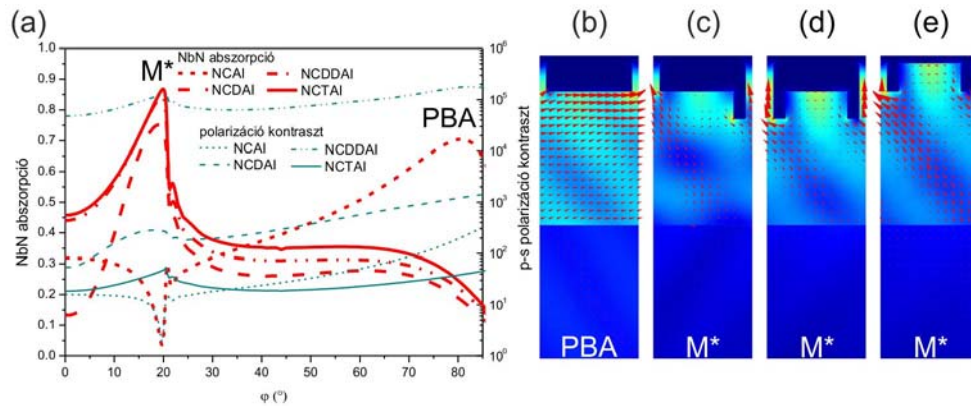
Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

Meghatároztuk különböző plazmonikus struktúrákkal integrált szupravezető egy-foton detektorok (SNSPD) optimális poláris és azimutális kivilágítási irányát. Az abszorbeáló anyag 792.5 nm-es periódusú kanyargó nióbbium-nitrid nanohuzal-mintázat. A tanulmányozott struktúrák a (i) nano-üreg-mintázattal (NCAI-SNSPD), a (ii) nano-üreg-deflektor-mintázattal (NCDAI-SNSPD), a (iii) nano-üreg-dupla-deflektor-mintázattal (NCDDAI-SNSPD) és a (iv) nano-üreg-bemélyedés-mintázattal (NCTAI-SNSPD) integrált egy-foton detektorok (1. ábra).



1. ábra: (aa) NCAI-, (ab) NCDAI-, (ac) NCDDAI- és (ad) NCTAI-SNSPD integrált detektorok felépítése. A polarizált fényrel kivilágítás (b) P- és (c) S-orientációban. (d) A véges elemes szimulációkban használt egységcella keresztmetszete.

A p- és s-polarizált 1550 nm hullámhosszú fényrel kivilágítás esetében kapott optikai jelek átfogó vizsgálatai azt mutatták, hogy a legnagyobb abszorpció és a legmagasabb polarizáció-kontraszt is S-orientációban ($\gamma = 90^\circ$) érhető el. NCAI-SNSPD-ben p-polarizált megvilágításnál 70.3 % a globális maximum 80° -nál, ezen orientáció a plazmonikus Brewster szögnek felel meg, ahol a fény átalagutazik a MIM nanoüregben. NCDAI-/NCDDAI-/NCTAI-SNSPD esetén 75 % / 84.3 % / 86.7 % globális maximumok érhetőek el 19.35° / 19.65° / 19.95° poláris szögeknél, amelyeket egy invertált plazmonikus band gap közepén kaptunk (M^*). Mérsékelt ~ 300 -as polarizáció-kontraszt érhető el NCAI-SNSPD-ben nagy szögeknél, valamint NCDAI-SNSPD-ben 19.35° -nál. Az NCDDAI-SNSPD esetében a legmagasabb az elérhető kontraszt $\sim 10^5$, az NCTAI-SNSPD-nél viszont ~ 10 poláris szögtől függetlenül (2. ábra).



2. ábra: (a) A poláris szögtől függő NbN abszorpció és polarizáció kontraszt S-orientációban. A normalizált E -mező közel-tér eloszlása az abszorpció globális maximumainál (b) NCAI-, (c) NCDAI-, (d) NCDDAI- és (e) NCTAI-SNSPD esetében.

A nanoüregek hullámhosszal összemérhető periódusú mintázata rezonáns transzmissziós tulajdonságokat mutat mindegyik említett konfigurációban. Egy deflektor jelenléte már szinkronizált csatolást eredményezhet a lokális üreg-rezonáns és a haladó Brewster-Zenneck módusok között, míg a mindkét szélén elhelyezett deflektorok hatékonyabb elektromos mező koncentrációt biztosítanak. Az NCTAI-SNSPD előnye, hogy az elektromos mező erősítése a deflektorok éleinél átfedésbe kerül az NbN szegmensekkel, azonban ez az integrált struktúra kevésbé hat kedvezően a polarizációra. Az NCDDAI-SNSPD esetében van lehetőség az abszorpció és polarizáció kontraszt együttes növelésére. Ezen plazmonikus struktúrákkal integrált SNSPD-k új távlatokat nyitnak a polarizáció kódoláson alapuló kvantum-információ feldolgozásában.

[1] M. Csete, Á. Sipos, A. Szalai, F. Najafi, G. Szabó, K. K. Berggren, Nature Scientific Reports **3**, 2406, DOI: 10.1038/srep02406, (2013).

FOTOAKUSZTIKUS SPEKTROSZKÓPIAI VÍZGŐZ-KONCENTRÁCIÓ- MÉRŐ- RENDSZER REPÜLŐGÉPES LÉGKÖRKUTATÁSHOZ

Tátrai Dávid^{1,2}, Gulyás Gábor³, Bozóki Zoltán^{1,2}, Szabó Gábor^{1,2}

1: MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szeged, Dóm tér 9. 6720

2: Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged, Dóm tér 9. 6720

3: Hilase Kft. Szeged, Irinyi János utca 1. 6727

Napjaink egyik igen fontos környezetfizikai kérdése az üvegházhatást okozó gázok légköri koncentrációjának növekedése okozta globális klímaváltozás. Az üvegházhatású gázok között sok esetben csak a környezetszennyezőeket, mint például széndioxid, szénmonoxid, metán, ammónia, emlegetik, miközben az üvegházhatás több, mint 90%-áért a levegő nedvességtartalma felel - halmazállapottól függetlenül. Ennek az az oka, hogy a légkör nedvességtartalmát elsősorban az óceánok párolgása határozza meg, amit közvetlenül nem lehet befolyásolni; ugyanakkor az emberi tevékenység közvetlenül és közvetetten is jelentős mértékben hozzájárul: A szénhidrogének, elégetésekor a széndioxiddal nagyjából megegyező anyagmennyiségű vízgőz kerül a levegőbe, míg az abszolút környezetbarátnak tartott hidrogén elégetésekor vízgőz adja az összes égéstermékét. A legújabb kutatási eredmények szerint a repülőgépek által kibocsájtott vízgőzből keletkező kondenzcsíkoknak és a belőlük esetlegesen keletkező cirrusz felhőknek jelentősebb az üvegházhatása, mint a repülőgépek által kibocsájtott széndioxidnak [1]. Másodlagos hatásként jelentkezik, hogy a melegedő óceánok gyorsabban párolognak valamint a melegedő légkör nagyobb koncentrációban tud vízgőzt tárolni.

A fentiek miatt igen fontos a levegő nedvességtartalmának a folyamatos monitorozása, a mérési eredmények a klímakutatási célok mellett időjárás-előrejelzés pontosításhoz is felhasználhatóak. Egy ilyen célú mérőhálózat szárazföld felett meteorológiai ballonokkal kivitelezhető, azonban tengerek-óceánok felett részben a költségvonzata miatt nem. Lehetőségeként felmerül a műholdas méréstechnika is, mely számos előnye mellett jelenleg nem megfelelő pontosságú, valamint a térbeli felbontása sem kielégítő. Napjainkban a tudományos és gazdasági szempontoknak leginkább megfelelő platformot a menetrend szerint közlekedő utasszállító repülőgépek adják, melyekre rendeltetésszerű használatuk során lehet mérőműszereket telepíteni. Egy ilyen mérőhálózat a fontosabb repülési útvonalakat le tudja fedni, megfelelő műszerezettség esetén a repülési magasságban vízszintes, a repülőterek környezetében pedig függőleges profilokat szolgáltatva. Idén ünnepeljük a MOZAIC (Measurement of OZone and water vapour by AIrbus in-service airCraft) [2] projekt elindításának 20. évfordulóját, melynek keretében számos repülőgépre telepítettek ozon és vízgőz szenzorokat, 12 éve indult a CARIBIC (Civil Aircraft for the Regular Investigation of the atmosphere Based on an Instrumented Container) [3] projekt, melynek keretén belül havonta négy interkontinentális repülőjáraton számos műszer végzi a légkör komplex elemzését, valamint tavaly indult az IAGOS (In-service Aircraft for a Global Observing System) [4] projekt, ami részben magába olvasztja a MOZAIC és a CARIBIC projekteket, részben pedig új műszerparkra alapozva kibővíti a mérésre használt repülőgépek számát.

A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén és kapcsolódó MTA kutatócsoportokban több, mint két évtizede folynak fotoakusztikus spektroszkópiával kapcsolatos kutatások és a mérési módszerre alapozott műszerek fejlesztése. Az egyik fontos fejlesztési területünk a repülőgépes levegő nedvességtartalom méréshez kapcsolódik: fotoakusztikus spektroszkópiára alapozva kifejlesztettünk egy kétsatornás vízgőz-koncentráció-mérő- rendszert, amely megfelel a legfontosabb elvárásoknak (precizitás, pontosság, válaszidő, dinamikus tartomány). Valamint legjobb tudásunk szerint jelenleg egyedülálló módon képes – megfelelő mintavevők alkalmazása mellett– meghatározni a légkör vízgőz koncentrációját és teljes víz tartalmát. Ezen mérési eredmények a felhők szerkezetének, dinamikájának vizsgálatához is szolgáltatnak hasznos adatokat. Egy általunk kifejlesztett műszert 2006 óta alkalmaznak a fent említett CARIBIC projektben.

Az elmúlt időszakban számos fejlesztést hajtottunk végre a mérőrendszeren, melyek javították a rendszer pontosságát, a hosszú távú megbízhatóságát, általános alkalmazhatóságát, ezeket számos független laboratóriumi és kutató-repülőgépes méréssel is igazoltunk. Az elvégzett munka eredményét mutatja, hogy a mérőrendszer iránt jelentős a nemzetközi érdeklődés: a Jülichi Kutatóközpont (Németország) és az Environment Canada is használ egy-egy ilyen műszert, valamint az IAGOS projekt vezetői szeretnék, hogy a műszerünk továbbfejlesztett, tömeg- és méretcsökkentett változata telepítésre kerüljön számos IAGOS repülőgépen.

A konferencián a legújabb fejlesztési és mérési eredményeinket mutatjuk be részletesen.

Köszönetnyilvánítás

A bemutatott eredményekhez vezető kutatást az Európai Unió FP7-es keretprogramja EUFAR 227159 számú programja támogatta. A kutatást továbbá támogatta az Európai Unió az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával: ‘TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0047’. A kutatást továbbá támogatta az Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok NN109679 számú projektje. A kutatást továbbá támogatta az Unió FP7-es keretprogramja 312311 számú programja.

Hivatkozások:

[1] U. Burkhardt, B. Kärcher Nature Climate Change **1**, 54–58 (2011)

[2] www.fz-juelich.de/iek/iek-8/EN/AboutUs/terminatedProjects/MOZAIC/MOZAIC_node.html (2014.11.13)

[3] <http://www.caribic-atmospheric.com> (2014.11.13)

[4] <http://www.iagos.org> (2014.11.13.)

OPTIKAI RÁCSOK KÉSZÍTÉSE LÉZERES ELJÁRÁSOKKAL

Vass Csaba^{1,2}, Kiss Bálint^{1,2}, Flender Roland¹, Felházi Zoltán¹, Ujhelyi Ferenc³, Osvay Károly^{1,2}

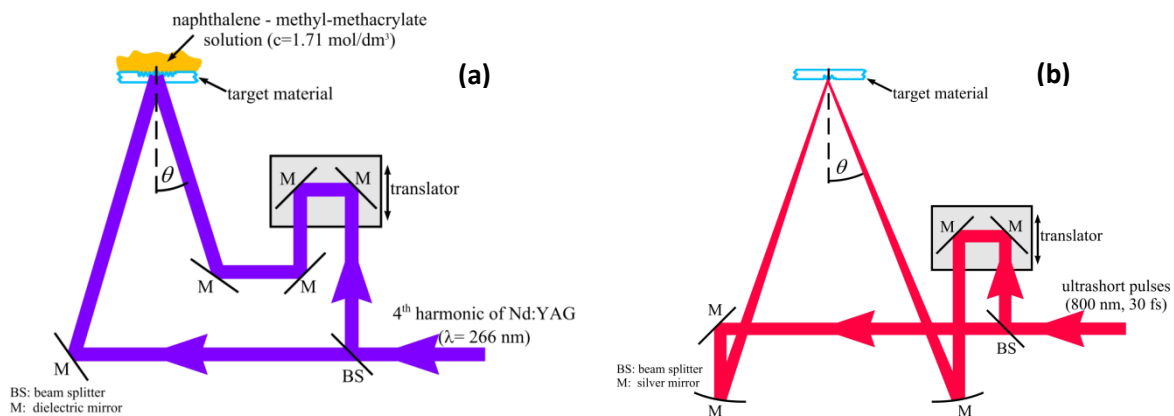
¹SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, H-6720 Szeged, Dóm tér 9.

²ELI-Hu Nkft., H-6720 Szeged, Dugonics tér 13

³BME Atomfizika Tanszék, H-1111 Budapest, Budafoki út 8.

A mikro- és szubmikrométeres mérettartományban megmunkált optikai anyagok számos területen alkalmazhatók: a szenzorikában, spektroszkópiában, mikrooptikában valamint a mikrofluidikában. Ezek az anyagok ion-maratásos technikákkal, valamint lézer-alapú eljárásokkal is megmunkálhatók. A jelenleg használt ion-maratásos technikák komplikáltak és meglehetősen drága infrastruktúrát igényelnek, melyekkel szemben a lézeres módszerek versenyképes alternatívát kínálhatnak. Az átlátszó anyagok lézeres megmunkálása persze egyáltalán nem mentes a nehézségektől, hiszen pontosan a céltárgy átlátszósága miatti csekély energiaelnyelés következtében alacsony az anyageltávolítás hatásfoka. Azonban közvetett lézeres anyageltávolítási technikákat használva, vagy ultrarövid impulzusokat alkalmazva a hatékonyság növelhető úgy, hogy az elérhető felbontás és megmunkált minőség kiváló marad.

Az optikai rácsok elkészítéséhez kétféle, két-nyaláb interferenciás elrendezésben használt lézeren alapuló technikát vizsgáltunk: egyrészt az indirekt, ún. lézeres hátoldali folyadékos maratást (TWIN-LIBWE) (1.a ábra), mely nanoszekundumos impulzushosszú, ultraibolya tartományban (266 nm) működő lézeren alapul, másrészt a szintén interferencián alapuló, 800 nm-en működő ultrarövid impulzushosszú (~30 fs) lézerrel történő közvetlen anyageltávolítást, ablációt (1.b ábra).



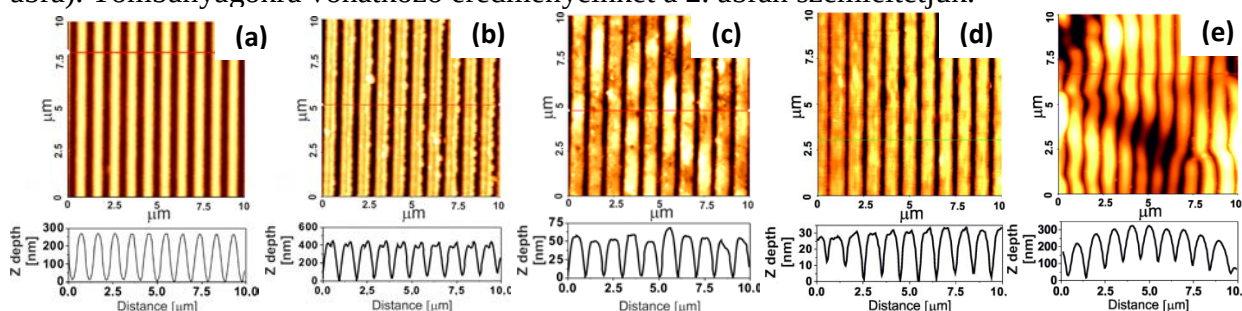
1. ábra A rácskészítéshez használt kísérleti elrendezések. TWIN-LIBWE (a); rövid impulzusú abláció (b)

Munkánk célja, hogy minkét módszerrel rácsokat készítsünk különböző anyagokba (tömbanyagok és vékonyrétegek – SiO_2 , Al_2O_3 , ZrO_2 , Y_2O_3 , HfO_2), valamint a kísérletek során felderítsük az eljárások előnyeit, hátrányait, korlátait, valamint teszteljük e struktúrákat.

Korábbi kutatásaink során demonstráltuk, hogy ömlesztett kvarcba akár 104 nm periódusú rácsstruktúra is készíthető immerziós két-nyaláb interferenciás lézeres hátoldali folyadékos maratás módszerével. Ez a ~100 nm-es periódus tekinthető az indirekt nanoszekundumos lézereken alapuló eljárások határának. A közvetlen, ultrarövid lézerekkel megvalósított ablációs kísérleteinkkel való összehasonlítást e periódusnál egy nagyságrenddel nagyobb, 1 μm körüli periódussal kezdtük, ahol az indirekt eljárás általában kiváló minőséget biztosít.

A tömbanyagok közül az ömlesztett kvarcot, zafírt és üveget alkalmaztunk céltárgyként. Ez utóbbi nem átlátszó az indirekt eljárás UV lézerének hullámhosszán (266nm), ezért csak a

900 nm-es femtoszekundumos lézerekkel próbálkoztunk, azonban az ezzel készített üvegrácsokon olvadásra utaló jeleket figyeltünk meg azok atomierő-mikroszkópos képein (1.e ábra). Tömbanyagokra vonatkozó eredményeinket a 2. ábrán szemléltetjük.

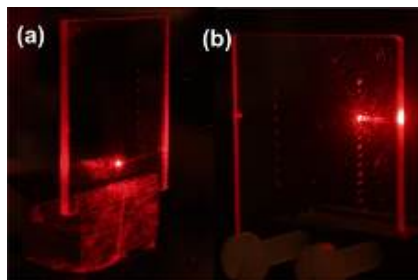


1. ábra AFM képek: ömlesztett kvarc céltárgy: TWIN-LIBWE (a), femtoszekundumos abláció (b); zafír céltárgy: TWIN-LIBWE (c), femtoszekundumos abláció (d); üveg céltárgy, femtoszekundumos abláció (e)

Ömlesztett kvarc esetén az indirekt eljárás előnye elvitathatatlan, mind a rácsminőség, mind az elérhető modulációs mélység tekintetében. Zafír esetében azonban nincs lényeges különbség a két különböző lézeren alapuló eljárás által készített rácsok között.

Ez utóbbi állítás a vékonyrétegek esetén nem ilyen egyértelmű: ömlesztett kvarcra leválasztott Al_2O_3 és Y_2O_3 rétegek esetén az indirekt eljárás bizonyos kísérleti paraméterek esetén jó eredményt szolgáltat [1], míg az ultrarövid impulzusokkal nem lehet elfogadható minőségű rácsot készíteni e két anyagba. HfO_2 -ba egyik vizsgált eljárással sem lehetett használható rácsot készíteni, a ZrO_2 réteget ellenben csak a femtoszekundumos impulzusok interferenciáját megvalósító elrendezésben sikerült készíteni.

Teszteltük a vékonyrétegbe készített rácsokat optikai hullámvezető szenzorba való becsatolásra (OWLS). A 3. ábrán az erről készült fotók láthatók. Meghatározott szögekben sikerült egy HeNe lézer 632 nm-es nyalábját becsatolni a vékonyrétegekbe az elkészített rácsok segítségével.



3. ábra Fotók a rács segítségével vékonyrétegbe csatolt HeNe nyalábról;
(a) 1000 nm Al_2O_3 , $p=1\ \mu\text{m}$; (b) 200 nm Y_2O_3 , $p=470\ \text{nm}$

A kísérleteinkből megállapítható, hogy a kisebb hullámhossz miatti jobb feloldás érdekében célszerű lehet a nanoszekundumos UV (266 nm) impulzusokon alapuló közvetett eljárást választani (mely több vizsgált esetben szolgáltatott jobb minőséget), azonban bizonyos anyagoknál, az ultrarövid impulzusú lézerek bizonyulnak előnyös választásnak.

Köszönjük az OTKA (OTKA PD 104477), valamint a „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt támogatását. A projekt részben az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg.

[1] B. Kiss, F. Ujhelyi, A. Sipos, B. Farkas, P. Dombi, K. Osvay and Cs. Vass: JLMN, Vol. 8, No. 3, (2013) 271

LÉZERREL KELTETT LÖKÉSHULLÁMOK TERJEDÉSÉNEK HIDRODINAMIKAI MODELLEZÉSE

Vinkó József¹, Székely Péter², Szalai Tamás¹, Szatmáry Károly², Hopp Béla¹

¹ SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

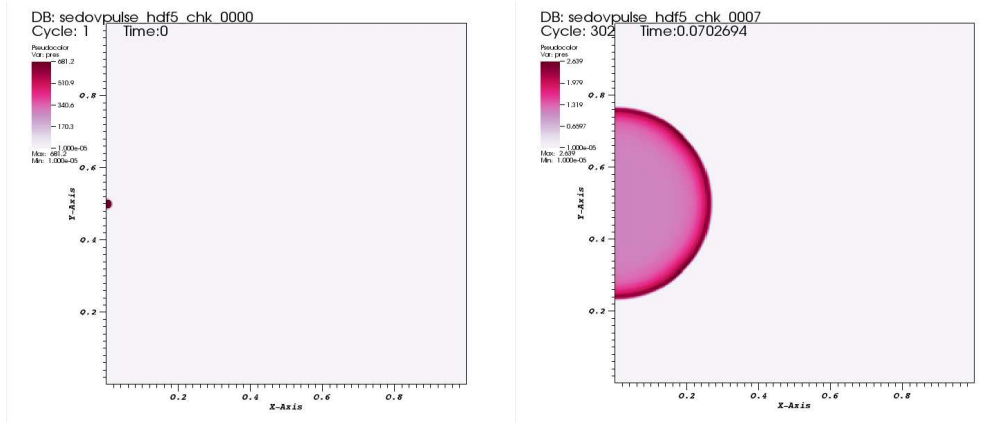
² SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

Lézeres anyagmegmunkálás (abláció, depozíció) során a hirtelen energiefelszabadulás hatására lökeshullámok keletkeznek a besugárzott felületet körülvevő közegben, pl. levegőben [1, 2, 3], vízben [4], vagy kolloid oldatokban [5]. Hasonló folyamatok játszódnak le nagyobb méret- és energiaskálákon a természetben előforduló robbanásokban, pl. a légköri atomrobbanásban [6], vagy a szupernóva-robbanások során [7].

A hirtelen energiefelszabadulás egy lokalizált nyomásnövekedést okoz a környező közegben, amely egy radiálisan kifelé terjedő lökeshullámot eredményez (Sedov-probléma, [8]). A lökésfront sugarának időfüggését az alábbi egyenlet írja le:

$$R(t) = C(\gamma) \left(\frac{E}{\rho_m} t^2 \right)^{1/(2+n)} \quad (1)$$

ahol γ a közeg adiabatikus kitevője, $C(\gamma)$ egy közeg anyagi minőségétől függő skálaparaméter, E a robbanás teljes energiája, ρ_m a közeg sűrűsége, n pedig a geometriai konfiguráció szimmetriájától függő paraméter: $n = 2$ hengersizmetria, $n = 3$ gömbszimmetria esetén [9, 10].



1. ábra. A nyomáshullám terjedése pontszerű energiefelszabadulás esetén.

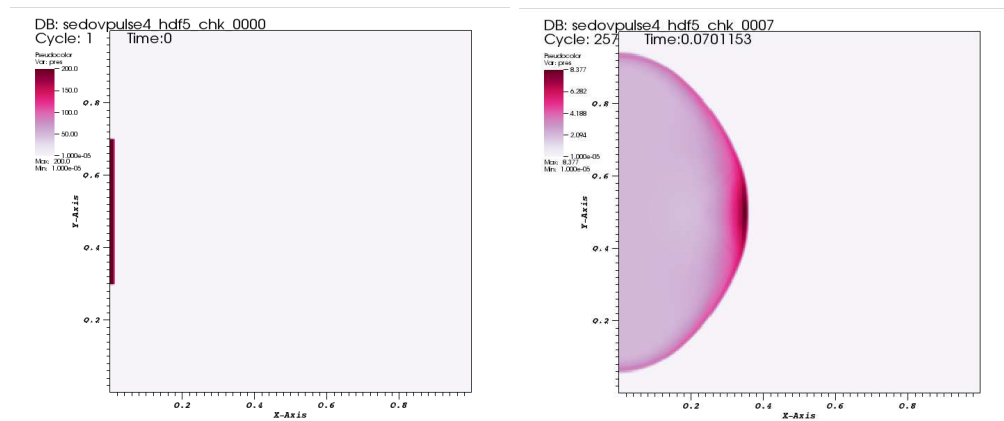
Munkánk során a lézerrel keltett lökeshullámok terjedését a FLASH¹ numerikus hidrodinamikai kód alkalmazásával tanulmányoztuk. Magát az ablációs folyamatot nem vizsgáltuk, pusztán egy kezdeti energiefelszabadulással helyettesítettük. A közeg állapotegyenletére ideális gázt feltételeztünk, amelyben $\gamma = 1.4$.

Tesztfeladatként az eredeti, pontszerű energiefelszabadulást feltételező Sedov-problémát oldottuk meg, $E = 1$, $\rho_m = 1$, $P_m = 10^{-5}$ választásával. Az 1. ábra mutatja a nyomáshullám időbeli terjedését a közegben. A lökésfront sugarának időfüggésére $R \sim t^{0.5}$ adódott, tökéletes egyezésben az elméletileg várt összefüggéssel (1. egyenlet).

¹<http://flash.uchicago.edu>

Második konfigurációként azt az analitikusan már nem megoldható elrendezést vizsgáltuk, ahol a besugárzás nem egy lokalizált pontban (a fókuszpontban), hanem egy nagyobb méretű foltban történik. A felszabaduló összenergia, illetve a közeg paraméterei megegyeztek az előző modellben szereplő értékekkel.

A 2. ábra mutatja a nyomáshullám képét a kezdeti időpontban, illetve a szimuláció időtartamának 70 %-ánál. Jól látható, hogy a lökésfront alakja a gömbtől eltérő lesz, illetve lényegesen gyorsabban terjed, mint a pontszerű energiafelszabadulás esetén. A lökeshullám méretének időfüggésére $R \sim t^{0.69}$ adódott, ami inkább a síkhullámra ($n = 1$) jellemző terjedést jelent a tengelyszimmetrikus lökésfronttal ($n = 2$) szemben.



2. ábra. A nyomáshullám terjedése kiterjedt foltban történő energiafelszabadulás esetén.

Jelen kutatási eredmények megjelenését az „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt és a "Szuperszámítógép, a nemzeti virtuális laboratórium" című, TÁMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0010 azonosítószámú projekt támogatta. Mindkét projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Hivatkozások

- [1] R. Kelly, A. Miotello, B. Braren, A. Gupta, K. Casey, Nucl. Instr. Methods B **65**, 187 (1992)
- [2] Zs. Márton, P. Heszler, Á. Mechler, B. Hopp, Z. Kántor, Zs. Bor, Appl. Phys. A **69**, S133 (1999)
- [3] B. Hopp, T. Smausz, E. Tombácz, T. Wittmann, F. Ignácz, Opt. Comm. **181**, 337 (2000)
- [4] D. C. Emmony, M. Siegrist, F. K. Kneubühl, Appl. Phys. Letters **29**, 547 (1976)
- [5] H. Löwen, P. A. Madden, J. Chem. Phys. **97**, 8760 (1992)
- [6] J. B. Zeldovics, Y. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, (Academic Press New York, 1966)
- [7] R. A. Chevalier, C. Fransson, Supernova Interaction with a Circumstellar Medium, könyvfejezet, Supernovae and Gamma-Ray Bursters, (ed. K. W. Weiler, Springer-Verlag, 2002)
- [8] L. I. Sedov, Similarity and Dimensional Methods in Physics (Academic Press New York, 1959)
- [9] L. D. Landau, E. M. Lifsic, Hidrodinamika (Tankönyvkiadó, Budapest, 1980)
- [10] D. Bauerle, Laser Processing and Chemistry (4th ed., Springer, 2011)

A MOZGÁS TÍPUSÁNAK MEGHATÁROZÁSA LÉZERES SZÓRÁSI INTERFERENCIA KÉPALKOTÁSON ALAPULÓ ÁRAMLÁSMÉRÉS ESETÉN

Zölei-Szénási Dániel^{1,2}, Kozák Gábor³, Farkas Eszter¹, Menyhárt Ákos¹, Hertelendy Péter¹, Smausz Kolumbán Tomi², Szrnka Áron¹, Bari Ferenc¹

¹ SZTE Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézet, 6720 Szeged, Korányi fasor 9.

² SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

³ SZTE Élettani Intézet, 6720 Szeged, Dóm tér 9.

A lézeres szórási interferencia kontrasztelemlésen alapuló áramlásmérés

Amikor egy optikailag egyenetlen felszínre koherens fény esik, és a mintát egy képalkotó eszközzel (például egy kamerával) figyeljük, akkor egy véletlenszerű, jellegzetesen pöttyös kép keletkezik. Ha a minta teljes egészében mozog, vagy mozgó elemeket (például vörösvértesteket) tartalmaz, akkor ez a kép időben változik, ami a kamera által rögzített kép elmosódását okozza. A lézeres szórási interferencia kontrasztelemlésen alapuló áramlásmérés (Laser Speckle Contrast Analysis, LASCA) során a lokális kontraszt segítségével jellemzik a kép valamely 5×5 vagy 7×7 négyzetpixel területű szegmensének elmosódottságát:

$$K = \frac{\sigma}{\langle I \rangle}, \quad (1)$$

ahol σ az ablakban lévő pixelek intenzitásértékeinek szórása, $\langle I \rangle$ pedig ezek átlaga [1]. A lokális kontraszt elméleti maximuma 1, azonban valódi minták esetén jellemzően nem éri el a 0,7-et. A kontraszt és a perfúziós vagy az áramlási sebesség közötti összefüggés nem lineáris, kettejük kapcsolatát a

$$K^2(T) = \beta \frac{\exp(-2vT) - 1 + 2vT}{2v^2T^2} \quad (2)$$

formula írja le, ahol T az expozíciós idő, $\sqrt{\beta}$ az összeállítással elérhető maximális kontraszt, v pedig arányos a sebességgel [2]. Ez utóbbira a továbbiakban *SCPU* néven fogunk hivatkozni [3]. Mivel az agyban elsősorban a mozgó vörösvértesteken szóródik a fény, ezért nincs szükség több expozíciós idő alkalmazására [4].

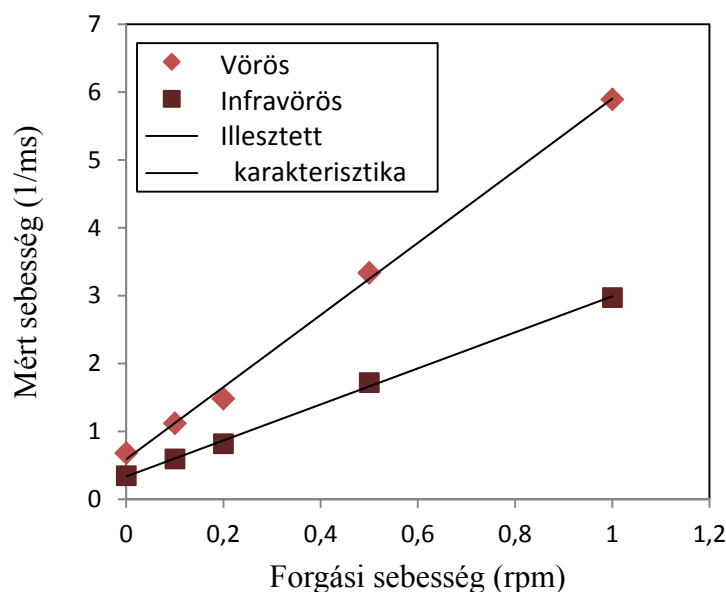
A mozgás típusa

Áramlásmérő eszközünk arra lett felkészítve, hogy a minta bármely elmozdulását a fent említett formula segítségével határozza meg. Az agyra leginkább jellemző mozgásformák az áramlás (a nagyobb erekben), a transláció (a kisebb erekben, leginkább okklúzió esetén), illetve a perfúzió. Sajnos még ugyanakkora átlagos sebesség esetén is eltérő eredményt nyújt a rendszer az egyes mozgásformák esetén. Mivel egyes esetekben (például okklúzió vagy hiperémia során) az egyes mozgásformák át is alakulhatnak egymásba, ez akár hibás eredményekhez is vezethet.

Több hullámhossz alkalmazása

A lézeres szórási interferencia képalkotáson alapuló áramlásmérés eredménye nagymértékben függ a megvilágító fény hullámhosszától. Elméletileg a különbség az egyes hullámhosszak

alkalmazásával nyert eredmények között csupán egy konstans szorzónyi különbség lehet (1. ábra). A méréseink során használt lézertípusok hullámhossza 650 nm és 808 nm volt.



1. ábra. Vörös (660 nm) és infravörös (808 nm) lézertípusok alkalmazásával nyert SCPU értékek forgó teflontömb esetén. Jól látszik, hogy a két mérés eredményei csupán egy konstans szorzónnyal különböznek egymástól.

Méréseink során azonban úgy találtuk, hogy a két lézertípus segítségével nyert eredmények aránya függ a minta mozgásának típusától (1. táblázat).

	mozgó Teflon	nyitott áramlás	zárt áramlás
Arány	1,438	2,303	2,001

1. táblázat. A vörös és az infravörös lézertípusok segítségével mért SCPU értékek hányadosai

Köszönetnyilvánítás

Jelen kutatási eredmények megjelenését „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című, TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 azonosítószámú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Irodalomjegyzék

- [1] A. F. Fercher, J. D. Briers: „Flow visualization by means of single-exposure speckle photography”, Opt. Comm. **37**(7), (1981)
- [2] P. A. Lemieux and D. J. Durian: „Investigating non-Gaussian scattering processes by using nth-order intensity correlation functions”, **6**(7), (1999)
- [3] D. Zölei, T. Smausz, B. Hopp, F. Bari: „Self-tuning laser speckle contrast analysis based on multiple exposure times with enhanced temporal resolution”, JEOS:RP **8** 13053 (2013)
- [4] F. Domoki, D. Zölei, O. Oláh, V. Tóth-Szűki, B. Hopp, and T. Smausz: „Evaluation of Laser-speckle Contrast Image Analysis Techniques in the Cortical Microcirculation of Piglets”, Microvasc. Res. **83**(3), 311-317 (2012)

INTELLIGENT STATES FOR NUMBER OPERATOR-ANNIHILATION OPERATOR UNCERTAINTY RELATION

Peter Adam^{1,2}, Matyas Mechler³, Viktor Szalay¹, Emese Molnar², Matyas Koniorczyk⁴

¹ *Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest, P.O. Box 49, Hungary*

² *Institute of Physics, University of Pécs, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

³ *MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, H-7624 Pécs, Ifjúság ú. 6, Hungary*

⁴ *Institute of Mathematics, University of Pécs, H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6, Hungary*

Defining a phase operator for a quantum harmonic oscillator which is satisfactory from both physical and mathematical point of view is still an intriguing and not completed problem of quantum mechanics. Due to this fact several proposals exist in the literature for a phase operator conjugate to the number operator and for constructing the corresponding number-phase uncertainty relations [1, 2, 3, 4, 5]. Recently, an uncertainty relation involving the number operator N and annihilation operator a was proposed as an alternative to known number-phase relations [6]. This expression reads as

$$\left[(\Delta N)^2 + \frac{1}{4}\right] \left[(\Delta a)^2 + \frac{1}{2}\right] \geq \frac{\langle N \rangle}{4} + \frac{1}{8}. \quad (1)$$

We note that a family of uncertainty relations with N and a has already been used for the detection of quantum entanglement [7]. The quantities found in this uncertainty relation can be measured easily with relatively low experimental requirements.

In this communication we determine the number-phase intelligent states saturating the $N-a$ uncertainty relation. Finding the intelligent states for an uncertainty relation is crucial in order to qualify quantum states prepared in experiments with a reduced uncertainty of one of the given physical quantities. It was shown in Ref. [6] that these states must be the eigenstates of the operator

$$O(\lambda_N, \lambda_p, \lambda_x) = \lambda_N^{(k)} a^\dagger a + (a^\dagger a)^2 + \left(\frac{\lambda_x^{(k)} + i\lambda_p^{(k)}}{\sqrt{2}} \right) a + \left(\frac{\lambda_x^{(k)} - i\lambda_p^{(k)}}{\sqrt{2}} \right) a^\dagger \quad (2)$$

with the smallest eigenvalue. We have solved this equation numerically by employing the discrete variable representation method [8] for a wide parameter range.

An interesting property of the uncertainty relation (1) is that it does not lead to equality even for an obviously number-phase intelligent state, e.g., for a coherent state. Hence, we determine the difference of the left and right-hand sides of the inequality for the numerically obtained intelligent states as a function of expectation values of the photon number and the two quadratures.

We compare the numerically obtained ideal intelligent states to the intelligent states of the Pegg-Barnett number-phase uncertainty relation defined by a one-dimensional coherent state superposition [9]

$$|\alpha_0, u, \delta\rangle = c \int \exp\left(-\frac{1}{2}u^2\phi^2 - i\delta\phi\right) |\alpha_0 \exp(i\phi)\rangle d\phi. \quad (3)$$

The expression in (3) warrants the practical feasibility of the Pegg-Barnett states as it is relatively easy to prepare experimentally discrete coherent-state superpositions derived from the continuous superposition that generate the original state in various physical systems[10, 11, 12, 13]. The states defined in Eq. (3) interpolate between coherent states and Fock states and describe amplitude squeezed states between these two limits for a given parameter set. We find that these states describe the numerically obtained intelligent states for the number operator-annihilation operator uncertainty relation. It means that the difference of the left-hand side and the right-hand side of the uncertainty relation is the same for the two states if the mean value of the physical quantities are equal. From this result one can conclude that the number operator-annihilation operator defined in Ref. [6] is a well-behaved alternative to other number-phase uncertainty relations.

We thank the support of the Hungarian Scientific Research Fund OTKA (Contract No. K83858).

References

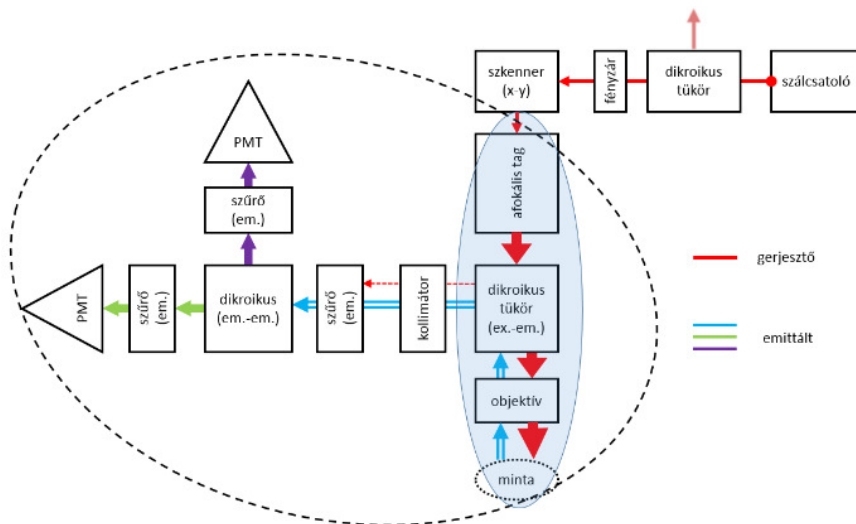
- [1] L. Susskind and J. Glogower, *Physics* **1**, 49 (1964).
- [2] P. Carruthers and M.M. Nieto, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 411 (1968).
- [3] R. Lynch, *Phys. Rep.* **256**, 367 (1995).
- [4] S.M. Barnett and P.M. Radmore, *Methods in Theoretical Quantum Optics*, (Oxford University Press, New York, 1997).
- [5] D.T. Pegg and S.M. Barnett, *Phys. Rev. A* **39**, 1665 (1989).
- [6] I. Urizar-Lanz and G. Tóth, *Phys. Rev. A* **81**, 052108 (2010).
- [7] O. Gühne and G. Tóth, *Phys. Rep.* **474**, 1 (2009).
- [8] V. Szalay and P. Adam, *J. Chem. Phys.* **137**, 064118 (2012).
- [9] P. Adam, J. Janszky, and A.V. Vinogradov, *Phys. Lett. A* **160**, 506 (1991).
- [10] S. Szabo, P. Adam, J. Janszky, and P. Domokos, *Phys. Rev. A* **53**, 2698 (1996)
- [11] H. Moya-Cessa, S. Wallentowitz, and W. Vogel, *Phys. Rev. A* **59**, 2920 (1999)
- [12] A. Auffeves, P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 230405 (2003)
- [13] E. Solano, G. S. Agarwal, and H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 027903 (2003)

FIBERSCOPE PÁSZTÁZÓ NEMLINEÁRIS MIKROSKÓP OPTIKAI RENDSZERÉNEK TERVEZÉSE

Csákányi Attila, Szipőcs Róbert

MTA Wigner FK, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Alkalmazott és Nemlineáris Optika Osztály, 1121 Budapest, Konkoly Thege út 29-33.

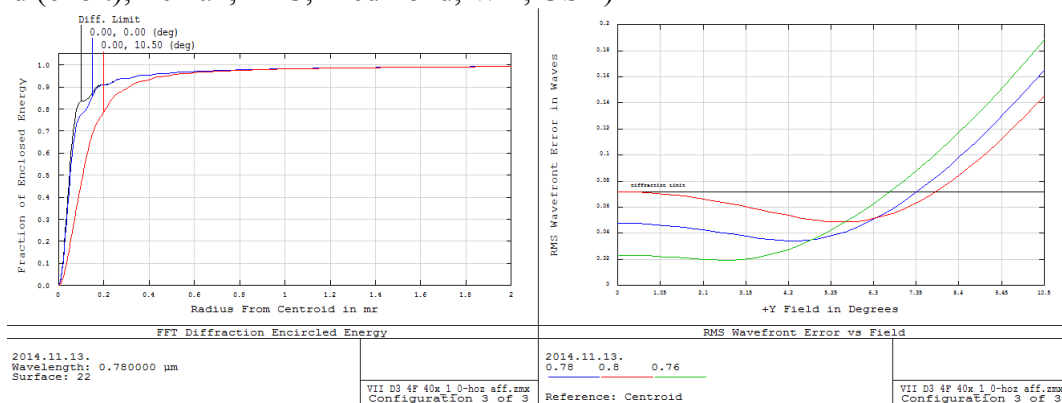
Az orvosi diagnosztika, gyógyszeripar, a kozmetika területén új távlatokat nyithatnak a kis méretű, olcsó, kézben tartható nemlineáris (pl. 2P, SHG, CARS) mikroszkópok. Bár készültek kisméretű nemlineáris mikroszkópok, de ezek inkább csak technológiai demonstrációs céllal jöttek létre [1-3]. Célunk egy kisméretű, relatíve olcsó, de teljes értékű lézerpásztázó mikroszkóp megtervezése volt, melyben impulzusüzemű fényforrásként egy változtatható ismétlési frekvenciával rendelkező, többfokozatú Yb-erősítővel és egyéb speciális száloptikai elemekkel [4] kiegészített, stabil, kiszajú módusszinkronizálást működést biztosító, teljesen szálintegrált, saját fejlesztésű Yb-szállézer oszcillátort használunk [5,6]. Legfontosabb követelmény a készülék kézben tarthatósága volt, ezért a súlyát 2 kg-ban maximalizáltuk. Emiatt fontos volt még a készülék mérete is, ezt a legfontosabb eleme, az afokális tag hosszának 150 mm-be történő maximalizálásával kényszerítettük. A készülék működési elvét tekintve a nemlineáris pásztázó mikroszkópok (2PF, 3P, SHG, THG) közé tartozik, és kis módosítással CARS mikroszkópiás méréseket is lehetővé tesz. A mintából érkező jeleket két különálló csatornán kívánjuk detektálni. A berendezést egy EC Plan-Neofluar 40x/0.75 objektívre (Zeiss) alapoztuk. Ez egy széles körben elterjedt, nem immerziós, 0,17 mm-es fedőlemezre korrigált objektív.



1. ábra A FiberScope nemlineáris pásztázó mikroszkóp optikai rendszerének blokkvázlata a gerjesztő és emissziós fényutakkal. Szaggatott vonallal bekarikázott rész: az optika tervezés által érintett egységek. Árnyalt terület: az afokális optikai leképező rendszer tervezésénél figyelembe vett egységek.

Az első ábrán látható a mikroszkóp elvi felépítése. A lézerefény a szálbeccsatolóból egy dikroikus tükrön keresztül a pásztázó egységre jut, ez felelős a nyaláb eltérítéséért. A már eltérített nyaláb keresztülhalad az afokális leképező tagon, ami a mikroszkópjobjektív belépő ablakára továbbítja a fényt. Felépítését tekintve az afokális leképező rendszer öt lencsét tartalmaz, két csoportba rendezve. Funkciója kettős: egyrészt a pásztázó („scanner”) egységről kilépő 3 mm-es nyalábot az objektív 8,9 mm-es hátsó aperturájához illeszti, tehát nyalábtágítóként funkcionál, másrészt a „scanner” tükröket az objektív hátsó aperturájára képezi le. Az afokális leképező rendszer optikai hossza (a scannertől az objektív hátsó aperturájáig) 135 mm, mechanikai hossza (az első lencsétől az utolsóig) 101 mm. A most bemutatásra kerülő leképező rendszer ~780 nm-es működési hullámhosszra lett optimalizálva. Követelmény szerint a teljes szkennelési

tartományban diffrakciókorlátoznak kellene lennie, de a szigorú követelmények és a rendelkezésre álló optikai elemek figyelembe vételével itt kompromisszumos megoldásként csak a szkennelési tartomány 2/3-ában teljesíti ezt az elvárást. A másik kényszer a szkennelés felépítésére vezethető vissza. A szkennelés x és y pásztázáshoz egy-egy tükröt tartalmaz, amik adott távolságra (4,8 mm) helyezkednek el. Az afokális tag viszont csak egy síkból képez le ideálisan az objektív hátsó apertúrájára, ezen kívüli síkoknál romlanak a leképezési jellemzők. Az afokális tag a nyalábot nem pont az objektív hátsó apertúrájára képezi le, hanem a szkennelési szög függvényében a folt vándorolni fog. A szkennelési-afokális-objektív távolságok úgy kerültek megválasztásra, hogy ez a hiba x és y irányban kiegyenlítetten jelentkezzen. Számszerűsítve: az objektív legrosszabb esetben 74%-ban lesz kivilágítva az ideális állapothoz képest. Az afokális rendszer teljesíti azt a szigorú követelményt, hogy az afokális első felülete előtt kell 9 mm hely a szkennertükrök miatt, utána pedig 25 mm, hogy a cserélhető osztóköcs elférjen. Az afokális rendszerből kilépő fény keresztülhalad egy nyalábosztó dikroikus tükrön, majd az objektív lefokuszálja a mintába. A mintában keletkező emittált fényt, a hasznos jelet a mikroszkópjelölő gyűjti össze és irányítja visszafelé. Innen az emittált fényt dikroikus tükrön választja le és továbbítja a detektorok felé. Egy kollimátor lencse illeszti a nyalábot a detektorok 8 mm-es felszínéhez, majd egy újabb dikroikus tükrön szétválasztja hullámhossz szerint két csatonára a fényt, ami ezután a detektorfelületekre esik és feldolgozásra kerül. Az emittált fény útja során több optikai szűrőn is keresztülhalad, ennek célja az optikai háttérzaj eltávolítása. Az optikai tervezést és kiértékelést Zemax programmal végeztük (Zemax release 13 SP 2 Standard (64bit); Zemax, LLC, Redmond, WA, USA)



2. ábra

A második ábrán az afokális leképező rendszer két legfontosabb optikai paramétere látszik. A baloldali grafikon a nyalábdivergenciát/nyalábkolimáltságot szemlélteti. Ez a paraméter befolyásolja a fókuszolt méretét. A jobb oldali grafikon az afokális rendszerből kilépő nyaláb hullámfront hibáját szemlélteti hullámhosszonként a pásztázási szög (relatív képtér) függvényében. Ez a fókuszált ultrarövid lézerimpulzusok időbeli hosszára van hatása.

- [1] H. Bao, J. Allen, R. Pattie, R. Vance, and M. Gu, Opt. Lett. 33, 1333-1335 (2008).
- [2] D.M. Huland, Ch.M. Brown, D.G. Ouzounov, I. Pavlova, D.R. Rivera, W.W. Webb, and Ch. Xu, "Compact & Portable In Vivo Multiphoton GRIN Endoscope", Technical Digest of Biomedical Optics and 3D Imaging (OSA) paper BTu3A.42 (2012)
- [3] B. A. Flusberg, J.C. Jung, E.D. Cocker, E.P. Anderson, and M.J. Schnitz, Opt. Lett. 17, 2272 (2005)
- [4] Z. Várallyay, R. Szipőcs, "Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers," IEEE J.STQE 20, 0904206 (2014)
- [5] J. Fekete, A. Cserteg, R. Szipőcs, All-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator, Laser Physics Letters 6, 49-53 (2009)
- [6] D. Csáti, R. Szipőcs, Noise Characterization of a Mode-Locked, All-Fiber, All-Normal-Dispersion Ytterbium Ring Oscillator Using Two-Channel Polarization Control by a Computer Technical Digest of Fiber Lasers and Applications (OSA), Paper FTh3.1A.1 (2012)

GRIN LENCSES CARS ENDOMIKROSKÓP OPTIKAI LEKÉPEZŐ RENDSZERÉNEK SZÍNHIRA KORREKCIÓJA

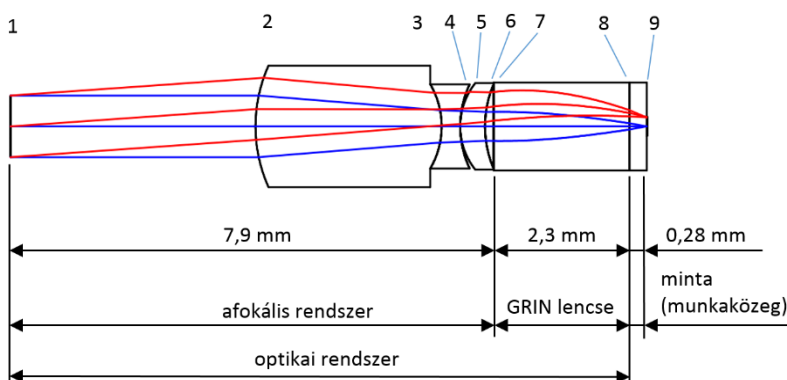
Csákányi Attila, Szipőcs Róbert

MTA Wigner FK, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, 1121 Budapest, Konkoly Thege út 29-33.

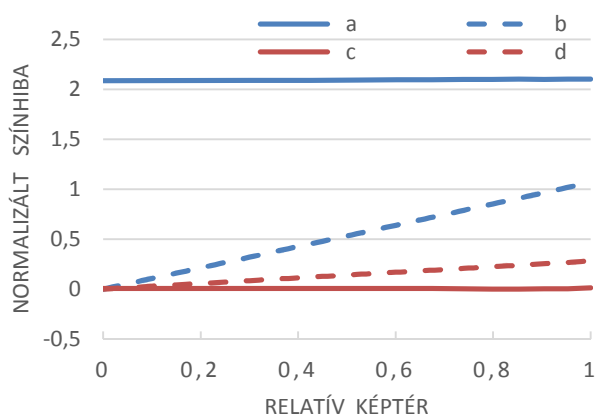
Napjainkban az élő mintán végzett 3D mikroszkópiás vizsgálatok egyik leggyorsabban fejlődő, fluoreszcens jelöléstől mentes módszere a CARS (Coherent anti-Stokes Raman Scattering) technikán alapul. Ez a módszer két, különböző hullámhosszú lézernyaláb egy pontba fókuszálásával állít elő az adott molekulára, szövetre jellemző optikai jelet [1, 2]. A módszer elterjedését hátráltatja az optikai elven működő mikroszkópok egyik jelentős korlátozó tényezője, hogy a fény - annak hullámhosszától függően - csak mintegy 300-1300 μm -es mélységig képes a roncsolásmentesen behatolni a szövetekbe a fényszórás illetve az abszorpciós veszteségek következtében. Ennél mélyebben lévő képletek mikroszkópiás vizsgálata csak úgy lehetséges, hogy magát az objektívet juttatjuk megfelelő közelségbe. Erre legalkalmasabb egy kis átmérőjű, túszerű optikai eszköz, az úgynevezett endomikroszkóp.

A hagyományos lencséből kialakított mikroszkópobjektív esetében a méretek csökkentésével a gyártási és szerelési nehézségek hatványozottan növekednek, ezért kis méretű, főleg nagy görbületű, kis átmérőjű rendszereket nehéz készíteni belőlük [3, 4]. Hagyományos optikai elemek kiváltására használható a GRIN (gradient index) lencse [5], ami tulajdonképpen egy sugárirányban csökkenő törésmutatójú üveghenger, mely lencseként viselkedik, azaz a véglapján keresztül belépő párhuzamos sugarakat egy pontba fókuszálja. Mechanikai kialakítása, gyártása jóval egyszerűbb, mint a több hagyományos lencséből álló mikroszkópobjektívé. Hátránya, hogy jelentős longitudinális és transzverzális színhibával rendelkezik, azaz a CARS módszerhez szükséges két nyalábot nem fókuszálja egy pontba. (További, a leképező rendszer színhibájával járó probléma az ultrarövid fényimpulzusok jelentős kiszélesedése a fókuszpontban.) Ezen színhibák korrekcióját végeztük el a fejlesztés során, ezt pedig a pásztázó MEMS egység (Microvision, Inc.) [6] és az objektívként funkcionáló GRIN lencse (GRINTECH GmbH; Jena; Germany) között lévő afokális leképező rendszer célirányos megtervezésével értük el. Az optikai tervezést és kiértékelést Zemax programmal végeztük (Zemax release 13 SP 2 Standard (64bit); Zemax, LLC, Redmond, WA, USA).

Az optikai rendszer felépítése az 1. ábrán látható. A rendszer teljes hossza a szkennertől a képsíkig 10,38 mm, legnagyobb átmérője 1,98 mm. Párhuzamos belépő nyaláb esetén a munkatávolság 283 μm , a képtér 306 μm átmérőjű 4 fokos szkennertől oldali pásztázási szög nélkül. Alább látható a rendszer felépítése. Az szkennerből (1) érkező eltérített nyaláb az első (2-3 felület), második (3-4 felület), majd a harmadik lencsén (5-6 felület) keresztül a GRIN lencsében (7-8 felület) jut. A GRIN lencse aztán a munkaközegben (8-9 felület) a képsíkra (9 felület) fókuszálja a sugarakat.



1. ábra Az optikai rendszer elvi elrendezése az afokális tag, a GRIN lencse és a tárgyter vázlatával, főbb méreteivel.



2. ábra Normalizált színhibák a relatív képtér függvényében. GRIN lencse axiális (a) és transzverzális (b) normalizált színhibája, a korrigált teljes rendszer axiális (c) és transzverzális (d) normalizált színhibája.

A rendszer két legfontosabb paramétere a foltméretre vonatkoztatott axiális és laterális színhiba, azaz az axiális és laterális relatív színhiba. A relatív színhiba 0 értéke azt jelenti, hogy a két folt geometriai közepe egybeesik, így maximális az átfedés. A relatív színhiba 1 értéke azt jelenti, hogy a két folt geometriai közepe között a távolság akkora, mint a nagyobbik folt diffrakciókorlátos foltmérete, tehát nincs átfedés a két folt között. A 2. ábrán a GRIN lencse axiális (a) és transzverzális (b) színhibája, valamint a teljes optikai rendszer axiális (c) és transzverzális (d) színhibája látható a relatív képtér függvényében.

Mérőrendszerünket elsősorban neurodegeneratív betegségek, azon belül is kísérletes autoimmun encephalomyelitis állatkísérleti modellek (pl. cuprizone modell) *in vivo* vizsgálatára optimalizáltuk, ahol az idegsejtek axonjait borító myelin hüvelyről festékjelölés mentesen, a CARS módszerrel készítünk 3D mikroszkópiás képeket. A korábban általunk már behatóan vizsgált zsírszövethez [2] hasonlóan a myelin hüvely - magas zsírtartalma miatt - erős rezgési rezonanciát mutat $\omega = 2845 \text{ cm}^{-1}$ -en, ami a benne lévő telített zsírsavak CH_2 kötéseinek rezgési állapotához tartozik. A mérésekhez speciálisan megtervezett, optikai szálon keresztül érkező "pumpa" lézer hullámhossza 796 nm, a "Stokes" lézeré 1028 nm, míg a keltett anti-Stokes jelet 649 nm-en mérjük. A teljes optikai rendszer a gerjesztéshez használt két hullámhosszon 69-65%-os áteresztő képességgel rendelkezik, míg detektált jel hullámhosszán ez az érték 68-65 %.

A most bemutatott munkát a NFÜ TECH-09-A2-2009-0134 számú szerződése és a Nemzeti Agykutató Program KTIA_NAP_13 azonosítójú projektje támogatta.

Hivatkozások

- [1] D. Csáti, P. G. Antal and R. Szipöcs, "An Inherently Synchronized Yb Fiber Laser Extension Unit for Broadly Tunable, Femtosecond Pulse Ti-sapphire Lasers for CARS Microscopy," in FILAS Technical Digest (OSA), paper **JTh2A.29** (2012)
- [2] A. Kolonics, D. Csáti, P. Antal and R. Szipöcs, "A simple, cost efficient fiber amplifier wavelength extension unit for broadly tunable, femtosecond pulse Ti-sapphire lasers for CARS microscopy," in BIOMED Technical Digest (OSA), paper **BSu3A.28** (2012)
- [3] R. Mittal, M. Balu, P. Wilder-Smith, E. O. Potma, Biomedical Optics Express **4**, 2196 (2013)
- [4] Cheon-Seog Rim, J. Opt. Soc. Korea **14**, 431-437 (2010)
- [5] D.M. Huland, K. Charan, D.G. Ouzounov, J.S. Jones, N. Nishimura and Ch. Xu, Biomedical Optics Express **4**, 652-658 (2013)
- [6] Ch. Arrasmith, D.L. Dickensheets, A. Mahadevan-Jansen, Optics Express **18**, 3805-3819 (2010)

KOHERENS KONTROLL FÁZISMODULÁLT RÖVID LÉZERIMPULZUSOKKAL: ALKALMAZÁSA MAGASABBRENDŰ HARMONIKUSOK KELTÉSÉNÉL ÉS RÉSZECSCKE-GYORSÍTÁSNÁL

G.P. Djotyan, J.S. Bakos, D. Dzsojtján, P. Ignácz, M.A. Kedves, B. Ráczkevi, N. Sándor,
Zs. Sörlei, J. Szigeti, K. Varga-Umbrich

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
Konkoly-Thege Miklós út 29-33, H-1121 Budapest,

Bevezetés

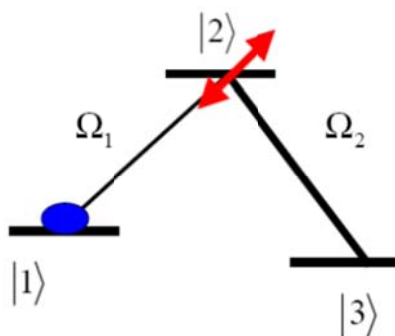
Ebben a közleményben a fázismodulált (frekvencia-csörpölt) lézerimpulzusok két fontos alkalmazási területét tekintjük át: Magasabbrendű harmonikusok keltésénél gázokban, és alkáli fémek lézeres ionizációjánál abban az esetben, amikor nagyméretű, oszlop alakú térfogatban nagyon homogén lézerplazmát kell előállítani. Ilyen plazmára van szükség a protonokkal hajtott ébredő térrel történő részecskegyorsításban. (A CERN AWAKE kutatási programja)

Az első részben egy olyan módszert mutatunk be, amikor az atomokban az alap és a gerjesztett állapotok között hozunk létre koherenciát, amellyel robusztusan szabályozhatjuk a magasabbrendű harmonikus-keltés hatékonyságát és a harmonikusok spektrumát gázokban. Az alábbiakban meg fogjuk mutatni, hogy a létrehozott koherencia értéke állandó marad, miközben a lézerparaméterek széles tartományban változnak.

A második részben a rubídium atomok hatékony gerjesztését mutatjuk be rövid, frekvencia-modulált lézerimpulzusokkal, a gerjesztett állapotok betöltöttségének koherens kontrollálásával, amelyet a csörp irányának a változtatásával érünk el. A rubídium atomok ilyen előzetes gerjesztése lehetővé teszi, hogy a lézerimpulzusokkal keltett alagút- és potenciálfalon keresztüli ionizáció küszöbe erőteljesen lecsökkenjen. Ezáltal lényegesen csökkenthető a nagykiterjedésű, nagyon homogén lézerplazma létrehozásához szükséges lézerimpulzusok csúcsintenzitása.

I. Koherencia robusztus generálása egy Λ -atom alap- és gerjesztett állapotai között

Az 1. ábrán látható atom-modellt vizsgáljuk, ahol a folyamatban résztvevő energiaszintek Λ formában vannak elrendezve. Az egyik, konstans vivőfrekvenciájú lézerimpulzus a Λ -atom kezdetben üres átmenetével hat kölcsön. A második, csörpölt lézerimpulzus a közeli, kezdetben populált nívót és a közös gerjesztett nívót csatolja, a frekvenciája átsöpör ennek az átmenetnek a rezonanciáján a lézer impulzus működése közben.



1. ábra: a Λ atom nívóinak vázlatos elrendezése és a két kölcsönható lézer tér.

Az egyszerűség kedvéért a második impulzus vívő frekvenciáját lineárisnak tekintjük: $\omega_{L1}(t) = \omega_{L1}^0 + \beta t$, ahol β a csörpsebesség. Az atom – lézer kölcsönhatás leírására hasznosnak bizonyul egy új bázisrendszer:

$$|b_1\rangle = |1\rangle, \quad |b_+\rangle = (|2\rangle + |3\rangle)/\sqrt{2}, \quad |b_-\rangle = (|2\rangle - |3\rangle)/\sqrt{2}$$

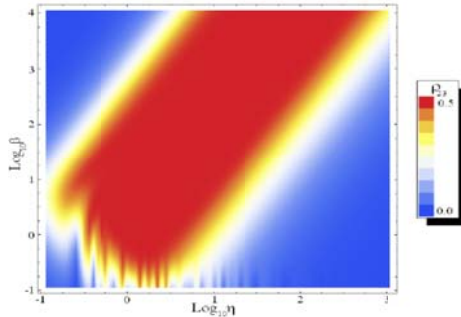
szimmetrikus $|b_+\rangle$ és antiszimmetrikus $|b_-\rangle$ szuperpozíciós állapotok bevezetésével. Az új bázisrendszerben az atomi hullámfüggvény ilyen:

$$|\psi\rangle = b_1|b_1\rangle + b_+|b_+\rangle + b_-|b_-\rangle$$

A Schrödinger egyenlet az állapotvektorra $\underline{b}(b_1, b_+, b_-)$ így írható fel: $i\hbar \frac{d}{dt} \underline{b} = \hat{H}_b \underline{b}$, ahol

$$\hat{H}_b = \hbar \begin{pmatrix} \varepsilon(t) & -\Omega_1(t)/\sqrt{2} & -\Omega_1(t)/\sqrt{2} \\ -\Omega_1(t)/\sqrt{2} & \Omega_2(t) - \Delta_0/2 & \Delta_0/2 \\ \Omega_1(t)/\sqrt{2} & \Delta_0/2 & -[\Omega_2(t) - \Delta_0/2] \end{pmatrix}.$$

$\varepsilon(t) = \omega_{L1}(t) - \omega_{12}^0$, $\Delta_0 = \omega_{L2} - \omega_{13}^0$, $\Omega_1(t)$ és $\Omega_2(t)$ a megfelelő Rabi frekvenciák.

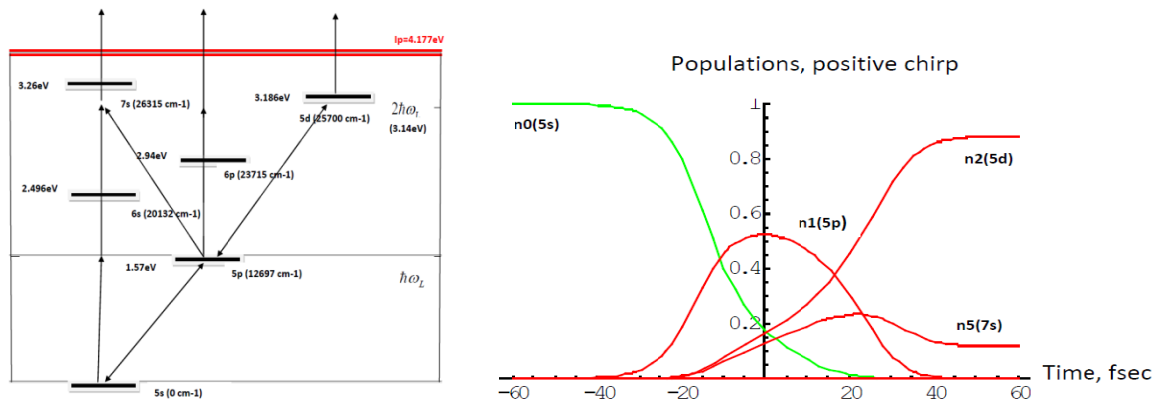


A numerikus szimulációk eredményeit a 2. ábrán mutatjuk be, ahol az alap- és a gerjesztett állapotok között létrehozott koherencia abszolút értékét láthatjuk színes diagrammon ábrázolva a csúcshoz tartozó Rabi frekvenciák arányának és a β csörpsebességnek a függvényében. A módszer robusztussága jól érzékelhető, ha a tengelyek logaritmikus skáláját figyelembe vesszük.

2. ábra: a létrehozott koherencia színes diagrammon ábrázolva.

II. A rubidium atom előzetes gerjesztése rövid, frekvencia-csörpölt impulzusokkal, a plazma effektív létrehozása céljából

Egy effektív populáció átvitelt mutatunk be a 3. ábrán az atomi rubídium 5s alapállapotából az 5d és 7s gerjesztett állapotokba frekvencia-csörpölt rövid lézerimpulzussal abból a célból, hogy a gerjesztett állapotokból lehessen ionizálni az atomot, és plazmát létrehozni.



3. ábra: (a) a Rb atom energia szintjei, (b) a Rb atom szintek populációjának a dinamikája erős, rövid, pozitív csörppel rendelkező Gauss lézer impulzus terében

A magasabbrendű harmonikus keltés koherens kontrollja az ELI-ALPS projektben lehet hasznos, a rubidium atomok előzetes gerjesztése a CERN AWAKE programjával van szoros kapcsolatban a nagyon homogén lézerplazma generálásánál.

Hivatkozások:

[1] M. Aladi et al., Nucl. Instr. Meth. A, **740**, 203 (2014).

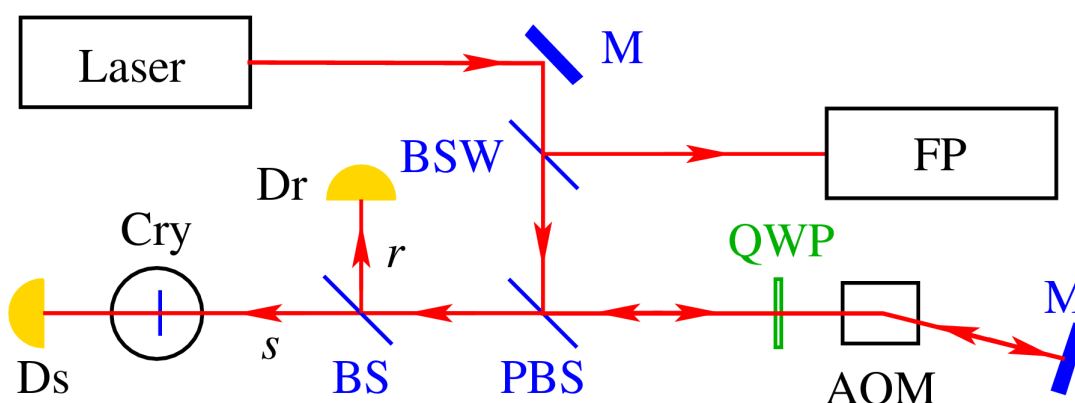
ITTERBIUM ÉS ERBIUM IONOK HOMOGÉN VONALSZÉLESSÉGÉNEK MÉRÉSE SZTÖCHIOMETRIKUS ÉS KONGRUENS LÍTIUM NIOBÁT EGYKRISTÁLYOKBAN

Kis Zsolt^a, Mandula Gábor^a, Lengyel Krisztián^a, Hajdara Ivett^a, Kovács László^a,
és Mirco Imlau^b

^a MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

^b Universität Osnabrück, Fachbereich Physik, D-49076 Osnabrück, Germany

Ötvennégy évvel ezelőtt alkotta meg Theodore Maiman az első működő lézert, a rubin lézert. Az elmúlt több mint fél évszázadban megszámlálhatatlanul sokféle adalékolt egykristályban demonstrálták a lézerhatást, számosat ezek közül piacon megvásárolható eszközzé fejlesztettek. A lézerek megjelenése nagy lökést adott a kvantumoptika kialakulásának, elméleti és kísérleti téren egyaránt. Hosszú időn keresztül a lézeres alkalmazás volt az adalékolt egykristályok egyik legfontosabb felhasználási területe. Az 1990-es években azonban egy új kutatási irány nyílt meg: különféle kvantummechanikai koherencián alapuló kvantumoptikai jelenség demonstrációja, és specifikusan, adalékolt egykristályokra tervezett alkalmazások kidolgozása. Kvantummechanikai koherencián alapuló kvantumoptikai kísérleteket már sikeresen végeztek gázokban és különféle néhány atomos csapdákbán. Az utóbbi rendszerekben az atomok a környezetüktől jól elszigeteltek, ez által a disszipatív jelenségek nem rombolják le a koherens dinamikát.

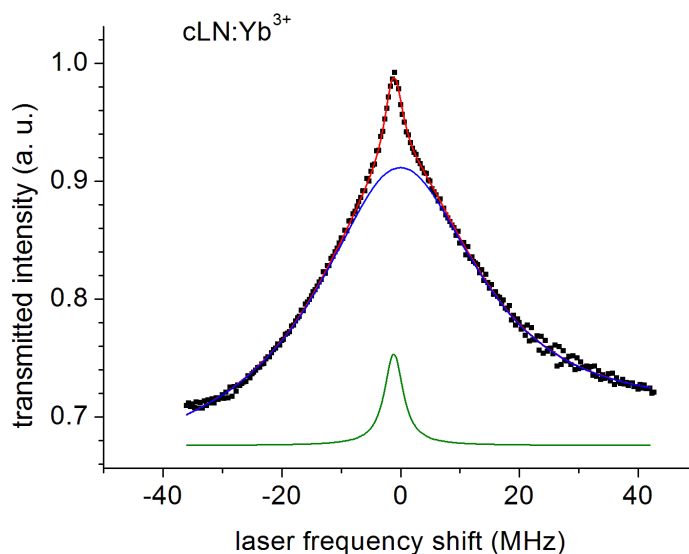


1. ábra. A szaturációs spektroszkópiai mérés elvi elrendezése. Laser: külső rezonátoros, hangolható hullámhosszú diódlézer; M: tükör; BSW: nyalábosztó ék; FP: Fabry-Pérot interferométer; BS: nyalábosztó; PBS: polarizáló nyalábosztó; QWB: negyedhullám lemez; AOM: akusztó-optikai modulátor; Cry: 8K hélium kriosztát; Dr és Ds: referencia- és hasznos jel detektorok

Az adalékolt egykristályokban végzett kvantumoptikai kísérletekben az adalékionok játsszák az aktív szórócentrumok szerepét. Kis koncentráció (0.1-0.01 mol%) esetén az adalékionok egymástól távol helyezkednek el, így izolált centrumokként lehet kezelni őket. Azonban a környezetük, a kristályrács erősen befolyásolja az elektronhéj kvantumállapotát: ritkaföldfém adalékionok esetén a nem betöltött 4f valencia sáv mélyebben helyezkedik el, mint a betöltött 5. és 6s elektronhéjak. Ennélfogva a környezet hatását a külsőbb héjak leárnyékolják, így az abszorpciós és emissziós sávok keskenyek, 1 cm^{-1} nagyságrendűek maradnak. Ez a vonalszélesség keskenynek számít szilárdtestek spektroszkópiájában, de nagyon széles pl. gáz halmazállapotú atomok elnyelési sávjaihoz képest. Nem is egyetlen iontól származik, hanem adalékionok sokaságától, melyek némileg különbözőképpen épültek be a kristályrácsba, más és más hiba-környezetet generálva. Ez a hiba-környezet okozza a kristálytér kis mértékű megváltozását az ionok körül, amely az ionok energiaszintjeinek eltérő eltolódásához vezet, spektroszkópiai nyelven inhomogén vonalkiszélesedést vált ki. Az egyes ionok fénnel indukált és spontán elektronátmenetei az 1 cm^{-1}

inhomogén vonalszélességnél sokkal keskenyebbek. Ez a homogén vonalszélesség, melyet hagyományos spektroszkópai eljárással nem lehet megmérni.

Munkánk során a szaturációs lézerspektroszkópia módszerét felhasználva megmértük itterbium (Yb^{3+}) és erbium (Er^{3+}) adalékionok homogén vonalszélességét kongruens és sztöchiometrikus lítium niobát egykristályokban (sLN és cLN). A kísérletünk sémáját az 1. ábra mutatja. Ez egy pumpa-próba mérés: az elnyelési sáv közepére hangolt diódalézer folytonos fényéből akusztóoptikai modulátorral állítjuk elő a több miliszekundum hosszú pumpa és néhány tíz mikroszekundumos próba impulzusokat. A pumpa fény hullámhossza konstans, míg a próbát pásztázzuk 100-1000 MHz tartományon. A mérés eredménye az adalékionok homogén elnyelési vonalprofilja, melyre a 2. ábrán mutatunk példát.



2. ábra. Spektrális lyuk profilja cLN:Yb kristályban.

Az ábrán megfigyelhetjük, hogy két Lorentz-görbe szuperpozíciójaként állítható elő a mért vonalprofil. Erre több lehetséges magyarázatot találtunk, a kísérletek jelen fázisában nem lehet eldönteni, hogy melyik ezek közül az „igazi” ok. Az egyik lehetséges magyarázat az, hogy az Yb atomnak nagyszámú stabil természetes izotópja van, melyek a kristályrácsba beépülve kis mértékben eltérő módon hatnak kölcsön a környezetükkel: a rácsot alkotó ionok magspinjei kölcsön hatnak az Yb^{3+} ion elektronhéjával, s ezt a kölcsönhatást befolyásolja az Yb^{3+} magspinje is. A másik ok az lehet, hogy az Yb^{3+} ionok különféle, nem ekvivalens helyekre épülnek be a kristályrácsban, a nem ekvivalens helyeken pedig az ionok különbözőképpen hatnak kölcsön a környezetükkel. Ez eredményezi a két különböző mértékű homogén vonalkiszélesedést.

Kidolgoztunk egy elméleti modellt a gerjesztési folyamat leírására. Ez alapján a mérési eredményekből meg lehet határozni az ionok homogén vonalszélességét és a gerjesztett állapotok bomlásának rátáját. A kísérleteink során megmértük a spektrális lyukak szélességének időfüggését és hőmérsékletfüggését is. Az előbbiből az elméleti modell alapján megkaptuk a gerjesztett állapotok bomlási rátáját, míg az utóbbiból a csatolt-fonon elméletben a karakterisztikus fonon frekvenciát. A cLN:Yb³⁺ és sLN:Yb³⁺ kristályokra kapott eredményekből az [1] cikket publikáltuk.

A kutatást az Országos Tudományos Kutatási Alap az OTKA K83390 számú szerződés keretében támogatta.

- [1] Z. Kis, G. Mandula, K. Lengyel, I. Hajdara, L. Kovacs and M. Imlau, Opt. Mater. **37**, 845 (2014)

P68
ELECTRIC BREAKDOWN IN SYNTHETIC AIR IN THE
RADIOFREQUENCY DOMAIN

Ihor Korolov¹, Aranka Derzsi¹, Zoltán Donkó¹

¹ *Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner Research Centre for Physics,
Hungarian Academy of Sciences
H-1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós str. 29-33, Hungary*

Electrical breakdown and discharges in air have been subjects of intense research due to the interest in electrical phenomena in the Earth's atmosphere [1] and because of the use of air plasmas in a wide variety of technological processes [2], including surface treatment, pollution control, material processing, as well as in various biomedical applications. For direct current (DC) excitation the details of the underlying processes are quite well understood, thanks to a large number of experimental and theoretical studies for different gases and conditions, e.g. [3]. In the case of radio-frequency (RF) excitation both the experiments, as well as the calculations are more complicated compared to the DC scenario. For conditions when the electron oscillation amplitude in the RF field is smaller than the electrode gap, gas phase charge reproduction is dominant and the effects of surface processes (electron reflection and secondary electron emission) are negligible. When the oscillation amplitude and the gap size become comparable (at low pressure and/or low frequency), surface processes start playing a role too.

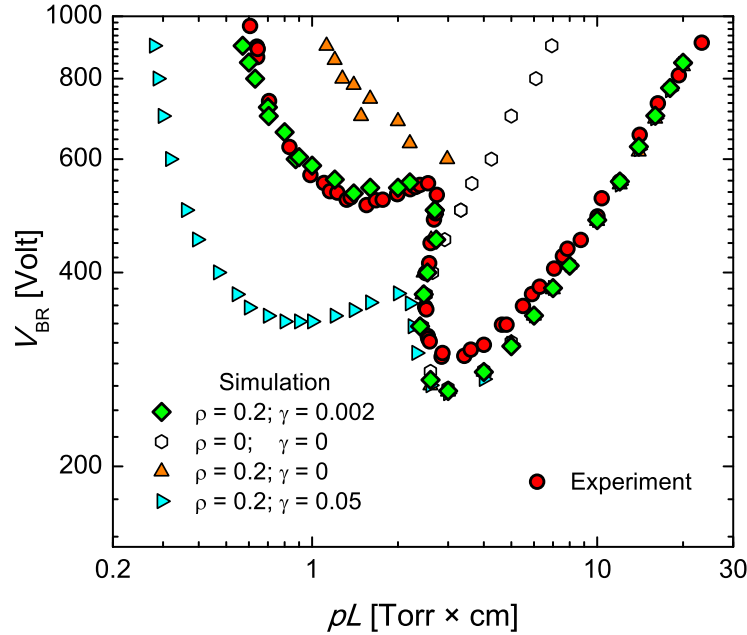


Figure 1: Comparison of the experimental breakdown voltage values with simulation results illustrating the effect of surface processes on the calculated breakdown characteristics.

Here we report a study of the breakdown phenomena in synthetic air [4], which we have investigated both experimentally and by kinetic simulations, based on Monte Carlo technique [5]. The experimental cell comprised two flat stainless steel disk electrodes of 7.5 cm diameter, separated by a gap of 1 cm. The cell was completely geometrically symmetric

and was connected to a vacuum system using 6 mm inner diameter and 30-40 cm long glass tubes in order to minimize stray capacitances that could introduce an asymmetry and, thus, influence the measurements. The studies presented here used 13.56 MHz RF excitation. The experiments have been carried out at RF voltage amplitudes up to 1000 V and pressures up to 30 Torr. Our results are shown in figure 1.

The RF simulations use some simplifying assumptions that allow to trace only electrons in the code (as tracing ions and other excited species in the RF field would be extremely inefficient). In the RF case ions "feel" the average electric field, which is zero in the absence of space charges. Thus ions have a diffusive motion and the fractions of ions reaching the electrode surfaces can be easily estimated. The results of the simulations, adopting different effective ion-induced electron yield (γ^*) and surface electron reflection values (ρ), compared with the experimental data are also shown in figure 1. The computed breakdown voltages are insensitive to γ^* and ρ in the $p > 2.5$ Torr pressure range, as here the charged particle density is sustained by volume reactions. In other words, at high pressures the amplitude of electron oscillations is smaller than the gap size and, therefore, the properties of the electrodes do not play a role. At lower pressures, the surface reproduction of electrons cannot be neglected, and the breakdown curve gets sensitive on parameters that characterize the surface processes. The best overall agreement between the computed curve and the experimental data is reached at $\gamma^* = 0.002$ and $\rho = 0.2$.

References

- [1] R. C. Franz, *Science* **249**, 48 (1990); F. J. Gordillo-Vazquez and Z. Donkó, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **18**, 034021 (2009); V. P. Pasko, Y. Yair and C. L. Kuo, *Space Science Reviews*, **168**, 475 (2012)
- [2] E. Wagenaars, M. D. Bowden and G. M. W Kroesen, *PRL*, **98**, 075002 (2000); M. Klas, Š. Matejčík, B. Radjenović and M. Radmilović-Radjenić, *EPL*, **95**, 35002 (2011); V. A. Lisovski and V. D. Yegorenkov, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 3349 (1998); J.T. Thomson, *Nature* **100**, 50 (2000).
- [3] A. Phelps and Z. Petrovic, *Plasma Sources. Sci. Technol.*, **8**, R21 (1999); P. Hartmann, Z. Donkó, G. Bánó, L. Szalai, and K. Rózsa, *Plasma Sources. Sci. Technol.*, **9**, 183-190 (2000)
- [4] I. Korolov, A. Derzsi, Z. Donkó *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 475202 (2014)
- [5] Z. Donkó, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**, 024001 (2011); J.-P. Boeuf and E. Marode, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **15**, 2169 (1982); M. Yousfi, A. Hennad, and A. Alkaa, *Phys. Rev. E*, **49**, 3264 (1994)

DINAMIKUS VISZKOZITÁS KÉTDIMENZIÓS KOMPLEX PLAZMÁBAN

Kovács Anikó Zs.^{1,2}, Hartmann Péter¹, Donkó Zoltán¹

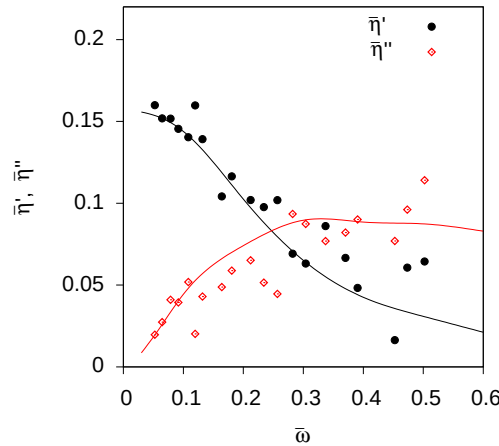
¹ MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet,
Komplex Folyadékok Osztály H-1525 Budapest, P.F. 49.

² Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Fizika Doktori Iskola 7624 Pécs, Ifjúság útja 6.

A poros plazmák és számítógépes szimulációik egy újfajta eszközt jelentenek kondenzált anyagokban lejátszódó kollektív és transzport jelenségek részecskeszintű tanulmányozására.

Árnyékolt Coulomb (Yukawa) párkölcsönhatással jellemezhető kétdimenziós (2D) sok-részecske-rendszerek dinamikus viszkozitását vizsgáltuk nemegyensúlyi molekuláris dinamikai szimulációval. Ezen rendszerek két paraméterrel jellemezhetők: (i) a Coulomb csatolási állandó, Γ , az elektromosan töltött részecskék kölcsönhatási energiájának és termikus energiájuk az arányát fejezi ki, (ii) a κ paraméter a Yukawa potenciálra jellemző árnyékolási faktor. A vizsgált rendszerre oszcilláló nyírást alkalmaztunk a SLLOD mozgásegyenletekre alapuló algoritmussal és a kapcsolódó Lees-Edwards féle peremfeltételekkel [1]. A számolásokat $N = 11400$ részecskére, a nyírás ráta (γ), a perturbáló frekvencia (ω) és a Coulomb csatolási paraméter értékeinek széles tartományára végeztük. A perturbált rendszer melegeedésének elkerülésére egy numerikus termosztátot alkalmaztunk.

Az elsődlegesen vizsgált mennyiségek a komplex viszkozitás valós (viszkózus) és képzetes (elasztikus) részei, a termosztát által elnyelt energia, a sűrűség- és áram-fluktuációs spektrumok, valamint a párkorrelációs függvény voltak.

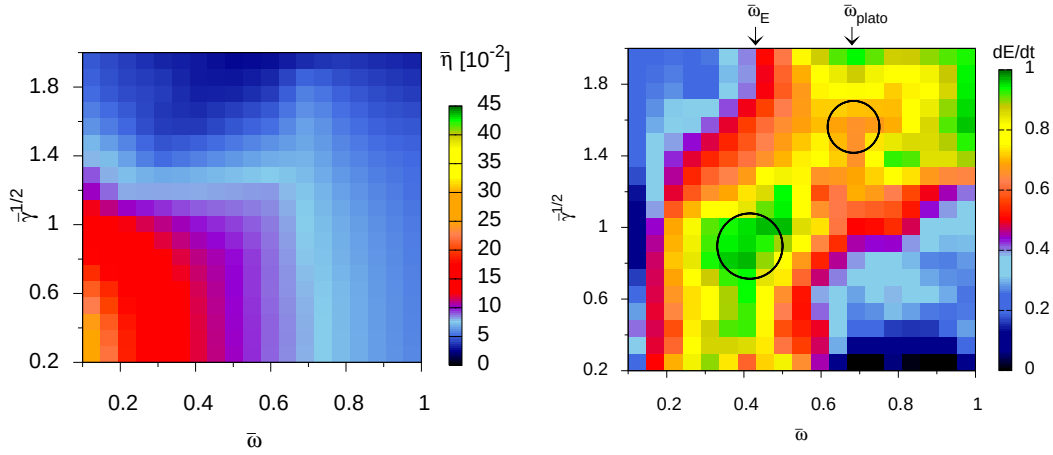


1. ábra. Folyadék fázisú rendszer ($\Gamma = 200$) komplex viszkozitásának valós (η') és képzetes (η'') részei különböző gerjesztési frekvenciákra ($\bar{\omega}$), és $\bar{\gamma} = 1$ nyírás rátára. A pontok csoportunk kísérleti eredményei [3]. $\bar{\omega} = \omega/\omega_p$, ahol ω_p a plazmafrekvencia.

A rendszer viszkozitásának valós és képzetes részére kapott eredményeinket az 1. ábra mutatja, a nyírás frekvenciájának függvényében, $\Gamma = 200$ és $\kappa = 1.2$ mellett. Eredményeink jó egyezést mutatnak a 3D-s szimulációk eredményeivel [2], illetve 2D-s poros plazma kísérle-

tekkel [3], ami alátámasztja a szimuláció érvényességét a kísérletileg nem vizsgált paraméter tartományban.

A 2. ábra bal oldali képe a rendszer komplex viszkozitását mutatja nyírási ráta és a perturbáló frekvencia széles tartományára. Erős nyírásnál és nagy frekvenciákon a viszkozitás



2. ábra. A dinamikus viszkozitás értéke, és a termosztát által elnyelt (időegységre normált) energia, folyadék fázisú ($\Gamma = 200$) rendszer esetén. Az elnyelt energia maximumot mutat a rendszer Einstein frekvenciájánál ($\bar{\omega}_E$).

újfajta, nem-monoton változását találtuk.

A szimulációk egy energia-abszorpciós csúcsot mutattak a rendszer Einstein frekvenciájánál, közepes nyírások mellett. Erős kollektív gerjesztéseket tapasztaltunk, amikor a gerjesztés frekvenciája megközelítette a stacionárius rendszer hullámdiszperziós relációjában fellépő plató-frekvenciát, 2. ábra jobb oldali kép. A rendszer jelentős anizotrópiáját figyeltük meg nagy nyírások és alacsony frekvenciák mellett.

Hivatkozások

- [1] D. J. Evans and G. Morriss, Statistical Mechanics of Nonequilibrium Liquids (Academic Press, New York, 1990).
- [2] Z. Donkó, J. Goree, and P. Hartmann, Phys. Rev. E 81, 056404 (2010).
- [3] P. Hartmann, M. Cs. Sándor, A. Kovács, Z. Donkó, Phys. Rev. E 84, 016404 (2011).

FRANCK-HERTZ KÍSÉRLET: 100 ÉVE ÉS MA

Magyar Péter, Korolov Ihor, Donkó Zoltán

*MTA Wigner FK SZFI Komplex Folyadékok Osztály,
1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33*

James Franck és Gustav Ludwig Hertz 1914-ben publikálták cikküket [1], amiben a később nevükkel jelzett, az elektronok és atomok kölcsönhatását tanulmányozó kísérletüket és annak értelmezését ismertették. Eredményeik fontos bizonyítékot szolgáltattak a kvantált atomi energiaszintek létezésére, munkájukat 1925-ben fizikai Nobel díjjal jutalmazták [2]. Franck és Hertz az elektronok mozgását és ütközési folyamatait Hg gőzben vizsgálták. Kísérleti berendezésükben a katódként szolgáló, elektromosan izzított fémszál által kibocsátott elektronokat egy, a katódot hengerszimmetrikusan körülvevő rácsra kapcsolt feszültség gyorsította. A rács és az anód közé egy ellenteret kapcsoltak. A kísérletek során az anódáramot mérték a gyorsítófeszültség függvényében, állandó értéken tartott lassítófeszültség mellett. A mért áram periódikusan változott a gyorsítófeszültség függvényében, 4.9 V nagyságú periodicitás mellett, amely a Hg-atom első gerjesztési energiájának felel meg.

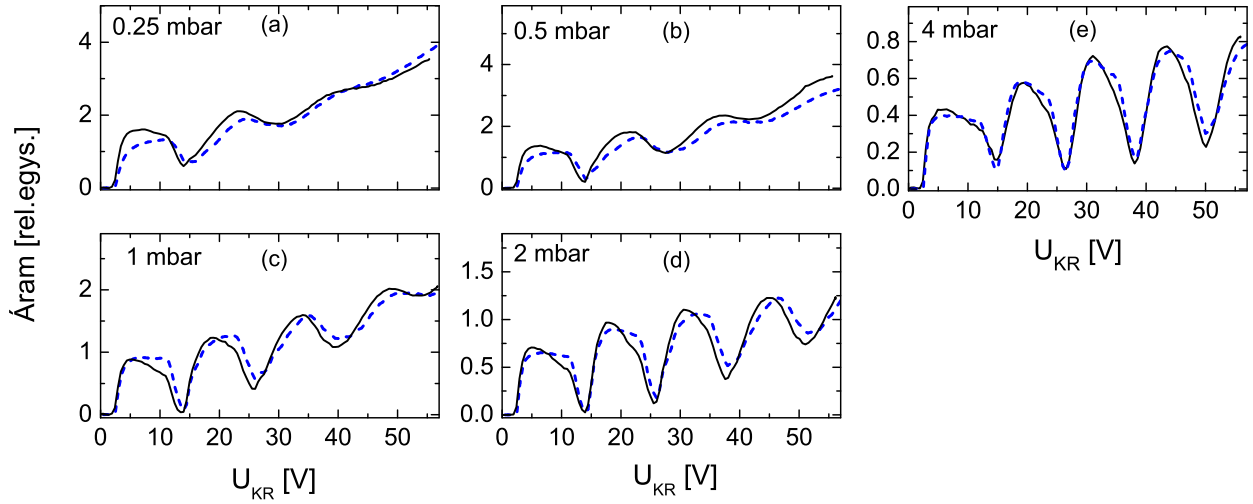
Az irodalomban, valamint a világhálón fellelhető mérések Hg gőz mellett más gázokra is. Többen felismerték, hogy a kísérlet pontos elemzéséhez az elektronok mozgásának kinetikus elmélet szerinti leírására van szükség [3], ugyanis a tipikus elrendezésekben az elektron-transzport *nem-egyensúlyi* jellegű [4]. Ezért egy modern Franck-Hertz kísérlet felépítése és kinetikus szintű analízise elősegítheti a jelenségek pontosabb megértését. Munkánkat ezen cél motiválta.

Mérési elrendezésünk [5] tervezésénél fontos szempont volt, hogy a kísérletet modellezni is kívánjuk. Az eredeti Franck-Hertz kísérletben alkalmazott izzókatód alternatívájaként ezért fotoelektromos effektuson alapuló elektronforrást használtunk a gázfűtés elkerülésére. Ez nagyban segíti a rendszer numerikus leírását, ugyanis feltételezhetjük, hogy a gázsűrűség homogén marad. A fotoelektronok keltéséhez egy impulzusüzemű frekvencia-négyszerezett YAG lézert használtunk.

A cella öt különböző nyomás mellett, argon gázban felvett feszültség-áram karakterisztikáját az 1. ábrán láthatjuk. Az U_{KR} gyorsítófeszültséget 0 V és 55 V között változtattuk, 0.5 V lépésekkel, -3.05 V-os, állandó értéken tartott lassítófeszültség mellett.

Az elektronok mozgásának leírására a Monte Carlo típusú részecskeszimulációs megközelítést alkalmazzuk. A módszer lényege, hogy az elektronok trajektóriáit két ütközés között a klasszikus mozgásegyenlet numerikus integrálásával követjük. A szimulációt minden nyomásérték mellett 10^5 fotoelektronra futtattuk le, a gyorsítófeszültség $U_{KR} = 0...55$ V tartományára, 0.5 V lépésekkel. A lassítófeszültség értékére, a kísérletnek megfelelően -3.05 V-ot vettünk. Az anódáramot az anódot elért elektronok számával mérjük, relatív egységekben. Mivel a mérés is relatív egységekben adta meg az anódáramot, ezért a számolt és mért áramokat egy skálázási faktoral kellett módosítani az összehasonlíthatóság érdekében. Fontos megjegyezni, hogy az összes különböző nyomás esetén ugyanazt a skálázási tényezőt használtuk. Az így kapott, szimulációból származó karakterisztikákat szintén az 1. ábra mutatja.

A mért és számolt elektromos karakterisztikák jó egyezése alapján azt mondhatjuk, hogy a szimuláció helyesen írja le az elektronok cellabeli transzportját. Ennek megfelelően a szimuláció segítségével hitelesen vizsgálhattuk az elektron-transzport olyan további jellemzőit, ame-



1. ábra. A mért és számolt elektromos karakterisztikák összehasonlítása a különböző nyomásokra. A folytonos vonalak a mért adatok, a szaggatott vonalak a szimulációs eredmények.

lyek közvetlenül nem mérhetőek. Meghatároztuk az elektronok átlagenergiájának, továbbá a gerjesztési és ionizációs ütközések gyakoriságának a katódtól mért távolság, illetve a gyorsítófeszültség szerinti eloszlását [5]. Szintén megkaptuk az elektronok sebesség-eloszlásának helyfüggését. Meghatároztuk az Ar-atom szimulációban figyelembevett gerjesztési szintjeinek aktiválási gyakoriságát a gyorsítófeszültség függvényében [6]. Mindezen vizsgálatokat elvégeztük minden vizsgált nyomásérték mellett. Az így adódó eredmények alapján megmagyarázhatjuk a karakterisztikák jellegzetességeit.

Hivatkozások

- [1] Franck J., Hertz G L., Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft **16**, 457-467 (1914).
- [2] <http://www.nobelprize.org/nobelprize/physics/laureates/1925/>
- [3] Sigeneger F., Winkler R., Robson R. E., Contribution to Plasma Physics **43**, 178-197 (2003).
- [4] Pitchford L. C., Boeuf J.-P., Segur P., Marode E., Non-equilibrium electron transport: a brief overview, in Non-equilibrium effects in ion and electron transport. (Plenum, New York, 1990).
- [5] Magyar P., Korolov I., Donkó Z., Physical Review E **85**, 024001 (2012).
- [6] Donkó Z., Korolov I., Magyar P., Fizikai Szemle **64**, 125 (2014).

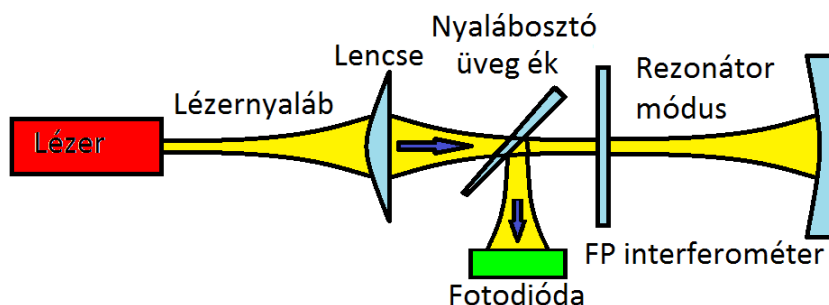
VÁLTOZTATHATÓ HULLÁMHOSSZÚ DIÓDALÉZER VALÓS IDEJŰ KALIBRÁCIÓJA FABRY-PÉROT INTEROMÉTERREL

Mandula Gábor, Kis Zsolt, Lengyel Krisztián

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

A Fabry-Pérot interferométerrel a fény hullámhosszát egy szűk tartományban nagy pontossággal lehet megmérni. Az FP interferométernek két fontos jellemzője van: (1) a szabad spektrális tartománya (Free Spectral Range, FSR), melyet az $FSR = 1 / (2 n L)$ képlettel kaphatunk meg cm^{-1} egységben (L az interferométer hossza, n a belső közeg törésmutatója); (2) az interferométer feloldóképessége, melyet az interefrométert határoló tükrök reflexióján kívül nagymértékben befolyásol a tükröfelületek hullámossága. Az FP interferométer legegyszerűbb formája egy plánparallel lemez, a lemez két felülete lehet bevonat nélküli vagy fényvisszeverő réteggel ellátott. Amennyiben kisebb FSR értékre van szükség, két síktükröt lehet alkalmazni egymástól L távolságra rögzítve. Azonban ahogy növekszik a síktükrök távolsága, úgy válik egyre nehezebbé az interferométer beállítása. Ezért kidolgozták a gömbtükrökkel határolt FP interferométert, melyben a tökrök távolsága csak nagyon kis mértékben, pásztázási céllal változtatható. A síktükrös és gömbtükrös FP interferométerek előnyös tulajdonságait ötvözi a plano-konkáv tükrös FP interferométer, mely egy optikailag stabil rezonátor, ugyanakkor a hossza tág határok között változtatható.

Laboratóriumunkban 980 nm körül hangolható, külső rezonátoros diódalézerrel végzünk koherens optikai kísérleteket Er^{3+} , illetve Yb^{3+} ionokkal adalékolt lítium-niobát, LiNbO_3 [1], valamint lítium-ittrium-borát, $\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ egykristályokon. A pumpa-próba módszerrel végzett spektrális lyukégetési kísérletekhez egyetlen nyalábot használunk, és a pumpa- illetve próbaimpulzust időben elkülönítve alkalmazzuk. Pumpálásra egy erősebb impulzust vágunk ki akusztóoptikai modulátorral a folytonos lézerfényből, állandó hullámhosszon, több ms-on keresztül, míg próbára egy gyengébbet alkalmazunk 20...200 μs ideig, a pumpa fény frekvenciája körül pásztázva. Széles, több száz MHz tartományú pásztázásra a lézerfejbe épített, piezo kristállyal billenthető optikai rácsos frekvencia moduláló egységet használjuk. A piezo kristály feszültségét vezéreljük, és így lehet akár 1 GHz-nyit is pásztázni a lézerünkkel. Mivel azonban ez egy tehetetlenséggel bíró mechanikai rendszer, a pásztázási sebesség csak néhány kHz lehet, és még így is figyelembe kell vennünk az optikai rács és az azt mozgó szerkezet tehetetlenségét. Nem meglepő tehát, ha a lézerfény frekvenciája sem időben, sem pillanatnyi értékében nem követi pontosan a piezo-mozgatóra adott vezérlő feszültséget. Nem elegendő tehát a lézer frekvenciájának sztatikus kalibrációja a piezo-feszültség függvényében, hanem a kalibrációt valós időben, a spektrális lyuk mérésekor használt vezérlőjel mellett kell elvégezni.

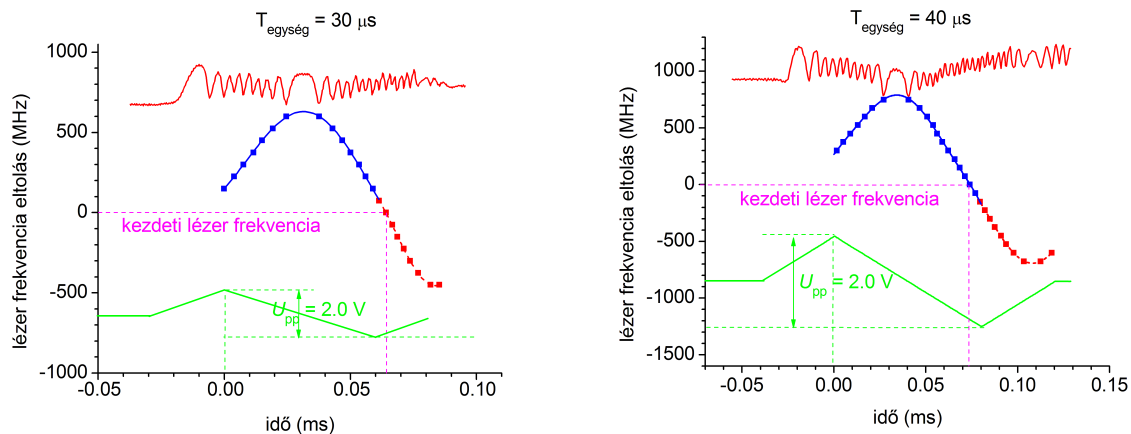


1. ábra. A plano-konkáv tükrös FP interferométer sematikus vázlata.

Ehhez építettünk egy $L = 500$ mm tükörtávolságú módusillesztett, reflexiós Fabry-Pérot interferométert plano-konkáv tükörkombinációval, azaz a belépő tükör síktükör, vele szemben pedig $R = 1000$ mm görbületi sugarú, azaz $f = 500$ mm fókusztávolságú homorú gömbtükör helyezkedik el. Ilyen geometriában az interferométer FSR tartománya 300 MHz. Ha tehát az interferométerbe belépő fénynyaláb tökéletesen módusillesztett TEM_{00} módusú, azaz ideális Gauss-nyaláb, melynek a belépő tükör síkjában sík, a gömbtükörnél pedig azzal megegyező görbületi sugarú a hullámfrontja, akkor az interferogramon 300 MHz-enként kapunk elnyelési csúcsot. Ha viszont szándékosan kissé „elrontjuk” a módusillesztést, akkor a főcsúcsok között 75 MHz-enként mellékcsúcsokat mérhetünk. A modulált lézerfrekvenciára tehát mintha mérőszalagot illesztettünk volna, melyen 75 MHz-enként van egy vonás, és minden negyedik vonás „vastagabb”.

A jelenség alapja a Gauss-nyaláb ún. Gouy-fázisa [2], melyet a következő képlet határoz meg [3]: $\Phi_{mn}(z) = kz - (m+n+1)\arctan(z/z_0)$, ahol $\Phi_{mn}(z)$ a TEM_{mn} módusú, a z tengelyre hengeresen szimmetrikus, $z = 0$ -ba fókuszált Gauss-nyaláb fázisa z -ben, $k = 2\pi\nu/c$, és z_0 az interferométer konfokális paramétere (ami azonos a tökéletesen módusillesztett nyaláb Raileigh-hosszával). A fenti képletből következik [3], hogy interferométerünkben a rezonancia-

frekvenciák a $\nu_{qmn} = \left[q + \frac{(m+n+1)}{\pi} \arctan\left(\frac{L}{z_0}\right) \right] \Delta\nu$, frekvenciáknál lesznek, ahol q az interferencia rendje, vagy más szóval a longitudinális módusszám, m és n nem negatív egész számok a TEM_{mn} módus indexei, L a tükrök távolsága, $\Delta\nu$ pedig az FSR frekvencia egységeiben $\Delta\nu = c / (2L)$. Esetünkben $L = z_0$, tehát m vagy n egységnyi változása $\Delta\nu/4$ -gyel tolja el a frekvenciát, azaz a mellékcsúcsok negyedelik az FSR-t. A 2. ábrán két különböző hosszúságú frekvencia pásztázási görbe rekonstrukcióját mutatjuk.



2. ábra. Példák az interferogram kiértékelésére. A pontok x koordinátái az interferogramon (lásd felső, piros görbék) talált csúcsok helyei, az y koordinátái pedig a 75 MHz-es lépésköz szomszédos egész számú többszörösei. Az alsó tört vonalak a vezérlőjelek időfüggése. A pontokra a vezérlőfüggvény töréspontjai között alkalmas harmonikus függvénykombináció paramétereit illesztettük [4].

A kutatást az Országos Tudományos Kutatási Alap az OTKA K83390 számú szerződés keretében támogatja.

- [1] Z. Kis, G. Mandula, K. Lengyel, I. Hajdara, L. Kovacs and M Imlau, Opt. Mater. **37**, 845 (2014)
- [2] A. E. Siegman, Lasers (University Science Books, Mill Valley, 1986), 682–686
- [3] P. Nachman and A. C. Bernstein, Am. J. Phys. **65**, 202 (1997)
- [4] G. Mandula, Z. Kis, K. Lengyel és L. Kovács, publikálás alatt

FEMTOSZEKUNDUMOS RONCSOLÁSI KÜSZÖB MÉRÉSE KHz ÉS MHz ISMÉTLÉSI FREKVENCIÁN

Nagy Benedek J.^{1,2*}, Vámos Lénárd³, Oszetzky Dániel³, Rácz Péter¹, Dombi Péter¹

¹MTA „Lendület” Ultragyors Nanooptika Kutatócsoport, Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

²Kísérleti Fizika Tanszék, Pécsi Tudományegyetem, 7624 Pécs, Ifjuság utja 6,

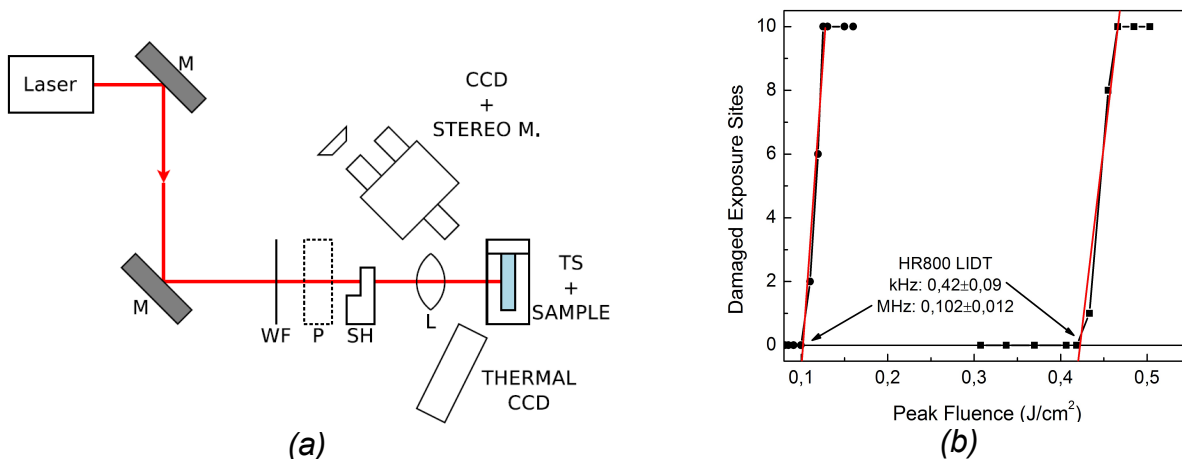
³Alkalmazott és Nemlineáris Optika Osztály, Wigner Fizikai Kutatóközpont,

*nagy.benedek@wigner.mta.hu

A femtoszekundumos lézer indukálta roncsolási küszöb (Laser Induced Damage Threshold – LIDT) széles körben vizsgált különböző optikai elemekre Hz és kHz ismétlési frekvencia tartományban [1-5]. Ezek az eredmények értékesek a csörpölt impulzuserősítés (Chirped Pulse Amplification – CPA) tervezésekor ezeken az ismétlési frekvenciákon. A közelmúltban megjelentek nagy ismétlési frekvenciás (kHz-et meghaladó, akár néhány MHz-et elérő) femtoszekundumos rendszerek, egyre növekvő impulzusenergiával. Ilyen rendszerek például a femtoszekundumos optikai szál CPA rendszerek [6], 250 MHz ismétlési frekvenciával és 250 W átlagteljesítménnyel, illetve passzívan módusszinkronizált Yb alapú koronglézerek [7] 65 MHz ismétlési frekvenciával, 370 fs impulzushosszal és 20,5 W átlagteljesítménnyel. Ezekben az esetekben is komoly tervezési feladat a rendszerek megfelelő méretezése az optikai elemek roncsolási küszöbének figyelembe vételével. MHz tartományban sokkal kevesebb [8]. Különböző ismétlési frekvenciákon összehasonlító mérések is születtek a Hz-kHz tartományon, de ezek eredménye sem egyezik [1,9,10], egy tanulmány készült kHz-MHz összehasonlítással picoszekundumos impulzusokkal [11].

Emiatt elvégeztünk számos LIDT mérést tipikus ultragyors optikában használt tükrökön lényegesen más ismétlési frekvencián működő Ti:zafir lézerrendszerekkel, miközben a többi paramétert érintetlenül hagytuk [12]. Az egyik egy regeneratív erősítő (Regenerative Amplifier – RA), a másik egy ún. hosszú rezonátoros Ti:zafir oszcillátor (Long Cavity Oscillator – LCO) rendre 1 kHz és 4.2 MHz ismétlési frekvenciával. A lézerek további paraméterei a mérés helyszínén a következők voltak: 123-128 fs impulzushossz, 795 nm (RA) és 805 nm (LCO) középhullámhossz, $10,8 \pm 0,2 \mu\text{m}$ fókuszolt méret. A mérési elrendezés az 1.(a) ábrán látható.

Két módszerrel végeztünk méréseket. (i) Az ISO 21254 szabvány alapján, mindkét lézer



1. ábra: A mérési elrendezés. M: tükrök, WF: forgatható szűrkeátmenetes szűrő, P: teljesítménymérő helye, SH: shutter, L: lencse, TS: x-y-z mozgató (a). Roncsolási küszöb meghatározása a roncsolási valószínűség hisztogramból a nagy reflexiójú tükrök esetén (b).

esetén 30 s-os besugárzási idő alkalmazásával, mely eltérő impulzusszámot eredményezett a két különböző ismétlési frekvencián. Ekkor a szabványnak megfelelően minden intenzitásértéken 10 pontot sugároztunk be, majd a roncsolási valószínűség hisztogramból illesztéssel meghatároztuk a roncsolási küszöböt a 1.(b) ábra szerint. (ii) A másik eljárás egy saját kidolgozású eljárás, mindkét lézer esetén egy 35.000 impulzusból vonulattal sugároztuk be a mintát. A mintát 5 különböző pontos sugároztuk be növekvő több impulzusvonulattal, növekvő intenzitással. A roncsolási küszöb az 5 ponthoz tartozó még nem roncsoló és a már roncsoló intenzitások átlagának átlaga. A mérési módszerekre a táblázatban rendre ISO kombinált és 5 pontos mérés mérésnéven hivatkozunk.

Mintáink dielektrikum védőréteggel ellátott arany és ezüst tükör, dielektrikum nagy reflexiójú tükör 800 nm-re tervezve (HR800) illetve egy csörpölt tükör. A mérési eredmények a különböző mintákon a két módszerrel és ismétlési frekvenciával az 1. táblázatban látható.

Módszer	ISO kombinált			5 pontos mérés		
Minta	LIDT (J/cm ²)		LIDT _{kHz}	LIDT (J/cm ²)		LIDT _{kHz}
	kHz	MHz	LIDT _{MHz}	kHz	MHz	LIDT _{MHz}
Ezüst tükör	1,26	0,133	9,5	0,80	0,166	4,8
Arany tükör	1,20	0,095	12,6	0,42	0,141	3,0
HR800	0,42	0,102	4,1	0,28	0,103	2,7
Csörpölt tükör	0,16	n/a	n/a	0,19	0,040	4,8

1. táblázat: Roncsolási küszöb eredmények kHz és MHz ismétlési frekvenciákon mindkét módszerrel különböző mintákra, és a kHz-en mért roncsolási küszöb növekedési faktora a MHz-en mért roncsolási küszöbhez képest (vastag keretben).

Az eredményekben megfigyelhető, hogy mindkét módszerrel jelentős különbség adódik a két különböző ismétlési frekvenciával okozott roncsolási küszöbre. Az átlagosan kisebb eredményt adó 5 pontos módszer is 2,7-4,8 közötti faktorokat adott. Mivel a többi, roncsolási küszöböt jelentősen befolyásoló paraméter azonos a két különböző ismétlési frekvencián, a különbség azok különbözőségéből adódik. Ennek oka a termikus effektusok relaxációs idejével függ össze, ugyanis a roncsolást kísérő termikus folyamatok lecsengésének karakterisztikus ideje hosszabb, mint két impulzus beérkezése között eltelt idő a MHz ismétlési frekvencia esetében, míg ez a karakterisztikus idő jobban összemérhető, vagy rövidebb a kHz ismétlési frekvenciával érkező impulzusok követési idejével. Ennek alátámasztására egy együttműködés keretében szimulációkat tervezünk végezni.

Referenciák:

- [1] M. Mero et al. Opt. Eng. **44**(5), 051107 (2005).
- [2] J. Bonse et al. Thin Solid Films **408**(1-2), 297–301 (2002).
- [3] S. Chen, Appl. Opt. **53** (15), 3347–3354 (2014).
- [4] K. Starke, Proc. SPIE **5273**, 388–395 (2004).
- [5] K. Starke, Proc. SPIE **4347**, 528–534 (2001).
- [6] C. Jocher et al. Opt. Lett. **37**(21), 4407–4409 (2012).
- [7] S.V. Marchese et al. Opt. Express **15**(25), 16966–16971 (2007).
- [8] J. Jasapara et al. Phys. Rev. B **63**, 045117 (2001).
- [9] A. Hertwig et al., Thin Solid Films **453-454**(0), 527–530 (2004).
- [10] J. Bonse et al. Thin Solid Films **408**(12), 297–301 (2002).
- [11] I.B. Angelov et al. Proc. SPIE **9237**, 92370H (2014).
- [12] B.J. Nagy et al. Proc. SPIE **9237**, 923711 (2014).

PARTICLE ACCELERATION IN UNDERDENSE PLASMAS

Mihály András Pocsai¹, Sándor Varró^{1,2}, Barna Imre Ferenc^{1,2}

¹ *Wigner Research Centre for Physics of the Hungarian Academy of Sciences,
Konkoly-Thege Miklós út 29-33. H-1125 Budapest, XII.*

² *ELI-HU Nonprofit Ltd., Dugonics tér 13. H-6720 Szeged*

In an early work in 1979 Tajima and Dawson showed that an intense laser pulse is capable to create large amplitude waves in plasmas due to the ponderomotive force [1]. Their studies were based both on analytic calculations and computer simulations. These wakes are responsible for the high energy gain of the accelerated electrons. This basic idea opens a new horizon of building compact particle accelerators. Tajima and Dawson suggested two methods for electron acceleration in plasmas: the first one is based on beating two monochromatic laser pulses and the second one needs the usage of ultra-intense monochromatic pulses. The names of these methods are Plasma Beat Wave Acceleration (PBWA) and Plasma Wakefield Acceleration (PWFA), respectively. The key point is the resonant excitation of the plasma in order to create large amplitude plasma waves. In PBWA the frequency of the beat wave, which is the difference of the laser frequencies ω_1 and ω_2 has to match the plasma frequency: $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$, while in PWFA the ω_L frequency of the monochromatic laser beam has to meet the plasma frequency: $\omega_L = \omega_p$.

The invention of the CPA method [2] induced a considerable advance of the plasma based particle accelerators. Numerous reviews and experimental studies have been published in the last two decades [3–7]. In theoretical plasma physics the popular Particle-in-Cell (PIC) simulation approach became predominant in the last decade. In the field of modelling plasma based particle accelerators PIC is an essential tool. We should also mention the important works by Vieira [8] and Pukhov [9]. A robust, versatile state-of-the-art PIC code, called for OSIRIS, has been also developed [10].

In fact, there are alternative ways for modelling electron acceleration in strong electromagnetic fields. One way is the direct integration of the relativistic equations of motion [11, 12]. For some special cases the equations can be integrated analytically, however, in general the equations can be solved only by numerical means. A very important case is—both from theoretical and experimental side—the purely laser based particle acceleration. In this scheme the electrons are accelerated by the strong electromagnetic field of Gaussian laser pulses [13, 14]. S. Varró has shown that there exist closed analytic solutions of the relativistic wave equations (Dirac and Klein-Gordon equations) if one takes into account the effect of the plasma through a phenomenological index of refraction (n_m) [15]. Needless to say, such an approach may also be meaningful in the classical (non-quantum) regime, where the index of refraction is contained in the Lorentz force.

In the present work we studied the electron acceleration with short ($T < 100$ fs), linearly chirped ($\lambda = 800$ nm) electromagnetic plane waves and Gaussian laser pulses. We applied the alternative approach, presented above, at the description of the electron acceleration in underdense plasmas. The refraction index of the plasma depends on both the plasma and the laser frequency: $n_m = \left(1 - \omega_p^2/\omega_L^2\right)^{1/2}$ with $\omega_p^2 = n_e e^2/\varepsilon_0 m_e$ with n_e the electron density in the plasma, ε_0 the permittivity of vacuum and m_e the electron mass. Our results have

been obtained by numerically solving the relativistic equations of motion:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{p}}{dt} &= e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B} \right), \\ \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{1}{mc^2} \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}.\end{aligned}$$

We did not experience any reasonable acceleration by non-negative chirp parameter, hence we worked only with negatively chirped pulses. Our calculations showed that within this simple model the acceleration in plasmas can be quite well approximated with the vacuum model, that is, with the $n_m = 1$ case. We showed that by properly chosen parameters a single electron can gain as much as 58 MeV from a single plane wave pulse. This value is even higher, $\Delta E = 275$ MeV, for a short Gaussian pulse.

References

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [2] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [3] E. Esarey *et. al*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
- [4] V. Malka *et. al*, Science **298**, 1596 (2002).
- [5] K. Nakajima *et. al*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- [6] C. G. R. Geddes *et. al*, Phys. Rev. Lett. **95**, 145002 (2005).
- [7] A. J. Gonsalves *et. al*, Nat. Phys **7**, 862 (2011).
- [8] J. Vieira and J. T. Mendonça, Phys. Rev. Lett. **112**, 215001 (2014).
- [9] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, Appl. Phys. B **74**, 355 (2002).
- [10] R. A. Fonseca *et. al*, OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators, (Springer Berlin Heidelberg, 2002).
- [11] J. X. Wang *et. al*, Phys. Rev. E **60**, 7473 (1999).
- [12] J. Wang *et. al*, Physics Letters A **275**, 323 (2000).
- [13] F. Sohbatzadeh *et. al*, Phys. Plasmas **13**, 123108 (2006).
- [14] F. Sohbatzadeh and H. Aku, Journal of Plasma Physics **77**, 39 (2011).
- [15] S. Varró, Nuc. Instr. Meth. Phys. Res. A **740**, 280 (2014).

Ultragyors plazmonika közép-infravörös hullámhosszon

Rácz Péter¹, Márton István¹, S.M. Teichmann², M. F. Ciappina³, A. Thai², Fekete Júlia¹,

Veisz László³, J. Biegert², Dombi Péter¹

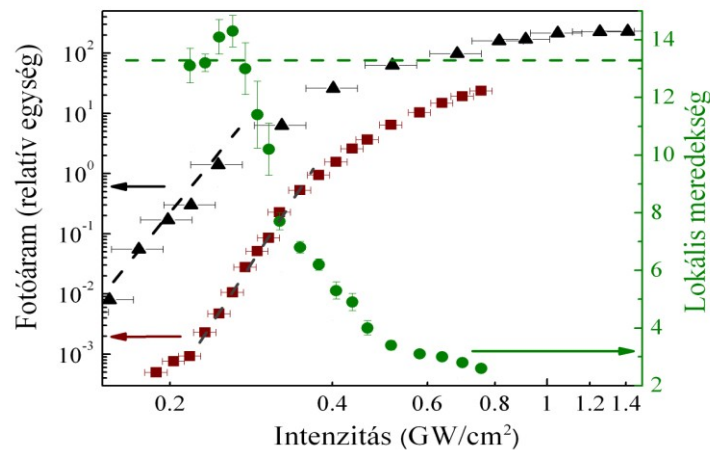
¹ MTA "Lendület" Ultragyors Nanooptika Csoport, MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Konkoly-Thege M. út 29-33, 1121 Budapest

² ICFO–Institut de Ciències Fotòniques, Mediterranean Technology Park, 08860 Castelldefels, Barcelona

³ Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching

Az elmúlt években több érdekes eredményt demonstráltak nanométeres skálán lokalizált elektromágneses terek által indukált fotoemisszió tanulmányozása során [1-6]. Például a csoportunk a fém struktúrák geometriájának, egyéb tulajdonságainak változtatásával mind a nanorészecskék [4], mind vékonyrétegek esetén [7] az elektron emissziós és gyorsítási folyamat femtoszekundumos kontrollját demonstrálta.

A nanolokalizált terekkel az úgynevezett "erős-tér" kölcsönhatási folyamatokat is relatíve kis impulzusenergiával lehet femtoszekundumos időskálán tanulmányozni [2]. Ennek oka az elektromágneses tér erős lokalizációja miatt fellépő térerősítés. Ehhez kapcsolódóan a korábbi kísérleteknél alkalmazott 800 nm-esnél hosszabb 3.1 μm -es hullámhosszon femtoszekundumos impulzusokat (90 fs) kibocsájtó fényforrással vizsgáltunk nemlineáris fotoemissziós jelenségeket derékszögű prizma felvitt vékony arany film rétegen becsatolt felületi plazmonokkal (Kretschmann konfiguráció) és korábban nem tapasztalt alacsony beeső lézerintenzitásnál ($<1 \text{ GW/cm}^2$) demonstráltunk több fotonos alagútemissziós átmenetet (1. ábra).



1. ábra: A teljes fotoáram és annak a lokális meredeksége az intenzitás függvényében kétszer logaritmikus skálán. Kisebbs intenzitásoknál jellemző többfotonos emisszió ezen a hullámhosszon az $\sim 5.1 \text{ eV}$ -os kilépési munkát 12-13 foton fedezi (fotonenergia: 0.4 eV) és a többfotonos emisszióra jellemzően a fotoáram az intenzitás 12.-13. hatványa szerint változik, majd nagyobb intenzitások felé a meredekség letörik, ami az alagútemisszióba való átmenet miatt következik be.

Emellett ellentéres módszerrel végrehajtott spektrálisan feloldott mérések során a korábbi 800 nm-es hullámhosszon végrehajtott méréseknél akár két nagyságrenddel kisebb néhány GW/cm^2 -es intenzitástartományban sikerült plazmontérben bekövetkező gyorsítási folyamat során 10-50 eV maximális energiával rendelkező elektroncsomagokat előállítani. Ezen maximális elektronenergiák alapján a térerősítési faktor értékére 30 körüli érték adódott.

A mérési eredmények értelmezése céljából a fotoemisszió és a spektrális eloszlás leírására egydimenziós időfüggő Schrödinger egyenlet megoldásán alapuló egyszerűsített kvantummechanikai modellt alkalmaztunk, amellyel az elektronok visszaszórását feltételezve, elég jó közelítéssel sikerült reprodukálni az elektronok energiaeoszlását és a maximális elektronenergiákat.

- [1] S. E. Irvine, A. Dechant and A. Y. Elezzabi, Generation of 0.4-keV Femtosecond Electron Pulses using Impulsively Excited Surface Plasmons, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 184801 (2004)
- [2] P. Dombi et al., Observation of few-cycle, strong-field phenomena in surface plasmon fields, *Opt. Express* **18**, 24206 (2010)
- [3] P. Rácz et al., Strong-field plasmonic electron acceleration with few-cycle, phase-stabilized laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 111116 (2011)
- [4] P. Dombi, A. Hörl, P. Rácz, I. Márton, A. Trügler, J. R. Krenn and U. Hohenester, Ultrafast strong-field photoemission from plasmonic nanoparticles, *Nano Lett.* **13**, 674-678 (2013)
- [5] M. Krüger, M. Schenk and P. Hommelhoff, Attosecond control of electrons emitted from a nanoscale metal tip, *Nature* **475**, 78-81 (2011)
- [6] G. Herink, D. R. Solli, M. Gulde and C. Ropers, Field-driven photoemission from nanostructures quenches the quiver motion, *Nature* **483**, 190-193 (2012)
- [7] I. Márton et al. kézirat előkészületben.

KOHERENCIA LÉTREHOZÁSA OPTIKAILAG SÚRÚ KÖZEGBEN TERJEDŐ IMPULZUSPÁR SEGÍTSÉGÉVEL

Sándor N., Demeter G., Dzsotjan D., Djotyan G. P.

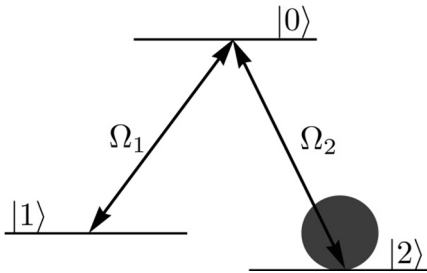
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
1121 Budapest Konkoly-Th. M. u. 29-33.

Az atomi kvantumállapotok adiabatikus kontrollja [1] a kvantumoptika egyik fontos területe, számtalan alkalmazással többek között a nemlineáris optika, a kvantuminformatika és a kvantumkémia különböző területein.

Az adiabatikus kontroll (AK) célja, hogy az atomi rendszert egy jól meghatározott kvantumállapotba preparáljuk néhány lézerimpulzussal való kölcsönhatás révén. Az AK folyamán az atom-lézer kölcsönhatás egyik paraméterét adiabatikusan változtatjuk időben, melynek hatására az atom kvantumállapota a rendszer adiabatikus állapotainak mentén változik [2].

Ennek egyik jól ismert eszköze a Stimulált Adiabatikus Raman-átmenet (STIRAP) [3, 4], melynek során két (vagy több) időben eltol, konstans frekvenciájú lézerimpulzussal hat kölcsön az atom, így állapotának változását az atom-lézer csatolás időbeli hangolásával hozzuk létre.

Egy másik lehetőség AK létrehozására a kölcsönható lézerimpulzus(ok) frekvenciájának időbeli változtatása (csörpölés) [5, 6]. Ez esetben az atomi állapotváltozást a lézer(ek) atomi átmenet(ek)től való elhangolásának időbeli változása vezeti.



1. ábra: A közeg atomjainak modellje. Adipólátmeneteket a gerjesztett állapot (0) és az alapállapotok (1 és 2) között egy-egy csörpölt impulzus csatolja

Az említett AK sémák optikailag ritka közegben jól alkalmazhatóak. Optikailag sűrű közegben azonban a közeg atomjai jelentős mértékben visszahatnak a lézerimpulzusokra, illetve más terjedési effektusok is felléphetnek. [7-9]

Jelen cikkben egy csörpölt impulzuspáron alapuló, optikailag sűrű közegben alkalmazható AK sémát mutatunk be. A cél, hogy a közeg atomjainak nagy részét, melyeket előzetesen az egyik alapállapotban preparáltunk (pl. optikai pumpálással), a közegben terjedő csörpölt impulzuspár segítségével az alapállapotok szuperpozíciójába vigyük.

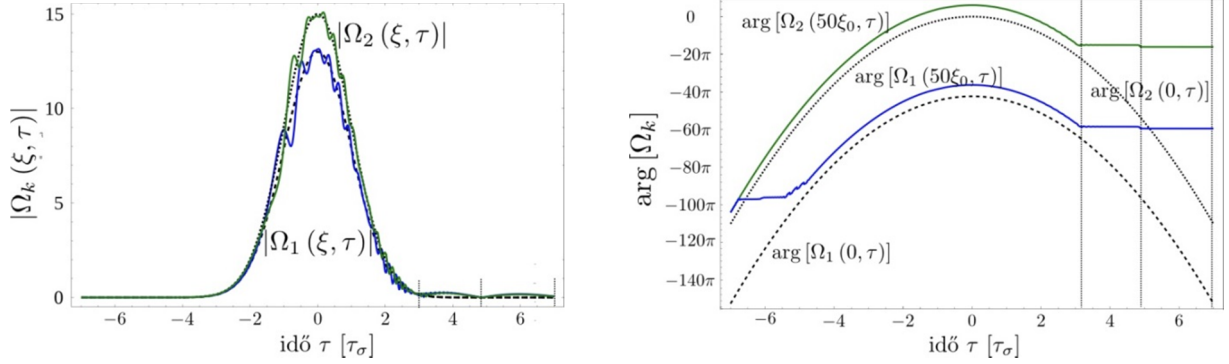
A csörpölt impulzusok terjedését az 1. ábrán látható Λ -atomok közegében 1 dimenzióban félklasszikus keretek között írjuk le, ahol a lézerimpulzusokat a klasszikus elektromos térükön keresztül vesszük figyelembe, az atomokat pedig háromszintes kvantum-rendszerekként modellezzük. A közeg állapotát a helytől függően a $[\xi, \xi + \delta\xi]$ térrészben levő atomok sűrűségoperátorának az átlaga $\rho(\xi, \tau)$ adja, melyet a következő master-egyenlet ír le:

$$\partial_\tau \hat{\rho}(\xi, \tau) = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}(\xi, \tau), \hat{\rho}(\xi, \tau)] - 2\Gamma |0\rangle\langle 0| \rho_{00}(\xi, \tau) + \sum_{k=1}^2 [\Gamma \rho_{00}(\xi, \tau) |k\rangle\langle k| - (\Gamma \rho_{0k}(\xi, \tau) |0\rangle\langle k| + \text{H.c.})], \quad \text{ahol} \quad \rho_{kl} = \langle k | \hat{\rho} | l \rangle \quad (1)$$

Itt $\hat{H}(\xi, \tau) = -\hbar \sum_{k=1}^2 [-\delta_k |k\rangle\langle k| + (\Omega_k(\xi, \tau) |0\rangle\langle k| + \text{H.c.})]$ a $[\xi, \xi + \delta\xi]$ térrészben levő atomok Hamilton-operátora, Γ a gerjesztett állapot vonalszélességét jelöli. A lézerimpulzusok által az atomi átmenetek között létrehozott csatolást a $\Omega_k(\xi, \tau) = \mathcal{E}(\xi, \tau) d_{0k} / \hbar \equiv |\Omega_k| \cdot e^{i\phi_k(\xi, \tau)}$ Rabi-frekvencia írja le.

Az atomok lézerimpulzusokra való visszahatását a $\vec{P}(\xi, \tau) = N \sum_{k=1}^2 [\rho_{0k}(\xi, \tau) d_{0k} + \text{H.c.}]$ makroszkopikus polarizáción keresztül vehetjük figyelembe. Ezt alkalmazva, a lézerimpulzusok közegben való terjedését a Maxwell-egyenlettel írjuk le lassan változó burkoló közelítésben:

$$\partial_\xi \Omega_k(\xi, \tau) = -i\alpha \rho_{k0}(\xi, \tau), \quad k \in \{1, 2\}. \quad (2)$$



2. ábra: A kölcsönható impulzusok burkolója és fázisa a közeg határán (szaggatott vonal), illetve 50 abszorpciós hossznyi terjedés után

A közeg-lézer rendszer leírását az (1) és (2) egyenletekből álló egyenletrendszer adja. Ezt numerikusan megoldva megkaphatjuk a közegben terjedő impulzusok alakját, illetve a közegben levő atomok állapotának időfejlődését a közeg közeg egyes pontjain¹.

A 2. ábrán látható, hogy a kezdeti Gauss-alakú burkoló és kvadratikuss fázis (ami a lineáris csörpnek felel meg), hosszú terjedés után sem változik meg lényegesen. A bekövetkező csekély változás azonban nagyon lényeges a terjedés szempontjából.

A kezdeti azonosan csörpölt, egy-egy atomi állapottal rezonáns impulzus a közeg határán ugyanis az atomi populáció egy jelentős részét adiabatikusan a gerjesztett állapotba viszi. Könnyen látható, hogy ezen gerjesztés miatt az atomok által képviselt makroszkopikus polarizáció jelentős mértékű, ezért az impulzusok terjedés közbeni lényeges változását okozná.

A közeg határán levő gerjesztett atomok azonban úgy hatnak vissza a lézeringulzusokra, hogy a közeg további részében már egy, a közeg határától merőben különböző adiabatikus átmenetet hoznak létre, mely a populáció azon részét, mely a közeg határán a gerjesztett állapotba került volna, a két alapállapot között osztja el. Ezért, ahogy a 3. ábrán láthatjuk, a közeg atomjainak nagy része (a közeg határának kivételével) a két alapállapot szuperpozíciójába kerül. Az alapállapotok aránya ebben a szuperpozícióban a két impulzus amplitúdójának arányának változtatásával

kontrollálható.

Referenciák:

- [1] P. Král, I. Thanopoulos and M. Shapiro Rev. Mod. Phys, **79**, 53-77 (2007)
- [2] D. Grischkowsky Phys. Rev. A **14**, 802–812 (1976)
- [3] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore Rev. Mod. Phys. **70**, 1003–1025 (1998)
- [4] N V Vitanov, K-A Suominen, and B W Shore J. Phys. B: **32**, 4535 (1999).
- [5] Ignacio R. Solá, Vladimir S. Malinovsky, Bo Y. Chang, J. Santamaria, and K. Bergmann, Phys. Rev. A **59**, 4494–4501 (1999)
- [6] G. P. Djotyan, J. S. Bakos, and Zs. Sörlei, Phys. Rev. A **64**, 013408 (2001)
- [7] Victor V. Kozlov and Ekaterina B. Kozlova, Optics Comm **282**, 892–895 (2009)
- [8] M. Fleischhauer, Opt. Expr. **4**, 107–112
- [9] G. Demeter, D. Dzsojtjan, and G. P. Djotyan, Phys. Rev. A **76**, 023827

¹A távolságot az abszorpciós hosszban mérjük, amely távolság alatt egy, a közegben haladó, az atomi átmenettel rezonáns impulzus exponenciálisan elnyelődne. [L.C. Allen and J.H. Eberly, Optical Resonance and Two- Level Atoms, Dover Books on Physics Series (Dover Publ., 1975)]

LÍTIUM-ITTRIUM-ORTOBORÁT KRISTÁLYOK INFRAVÖRÖS ÉS UV ABSZORPCIÓS SPEKTROSKÓPIÁJA

Tichy-Rács Éva, Hajdara Ivett, Komlai Krisztina, Szaller Zsuzsanna, Lengyel Krisztián, Kovács László, Mandula Gábor

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest 1121 Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

A különböző borát kristályok kiváló lézer gazdarácsok és kitűnő nemlineáris optikai anyagok, széles UV-áteresztési tartománnyal. A lítium-ittrium-ortoborát $\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ (LYB) kristály a monoklin rendszer $\text{P}2_1/\text{c}$ tércsoportjához tartozik. Szerkezetében az ittrium ionok helyére a ritkaföldfémionok könnyen beépülnek. Felhasználási lehetőségeit jól mutatja, hogy LYB:Yb adalékolásával előállítottak 1042 nm-en működő módus-szinkronizált és Q-kapcsolt lézereket [1] illetve Yb és Er kettős adalékolással diódával pumpált 1594 nm-en emittáló lézert is [2]. Az alkalmazásokhoz szükséges optikai minőségű LYB kristályok előállítása azonban számos kérdést vet fel. Jelen munka célja bemutatni a LYB kristályok növesztésében és azok abszorpciós vizsgálatában elért legújabb eredményeket.

LYB egykristályok előállítására kétféle növesztési módszert használunk: Bridgman növesztéskor zárt térben, inert (argon) atmoszférában, míg a Czochralski módszer esetében levegőn állítunk elő egykristályokat. A különböző növesztési körülmények eltérő hibaszerkezetek kialakulását eredményezhetik, befolyásolva az egykristályok optikai vagy egyéb fizikai tulajdonságait. Mindkét módszerrel állítottunk elő adalékolatlan LYB kristályokat. Az 1. ábrán Bridgman (bal) és Czochralski (jobb) módszerrel növesztett kristályok képei láthatók. Tipikus esetben 3-5 cm hosszú és 2,5-3 cm átmérőjű LYB egykristályok növeszthetők ezekkel a módszerekkel.

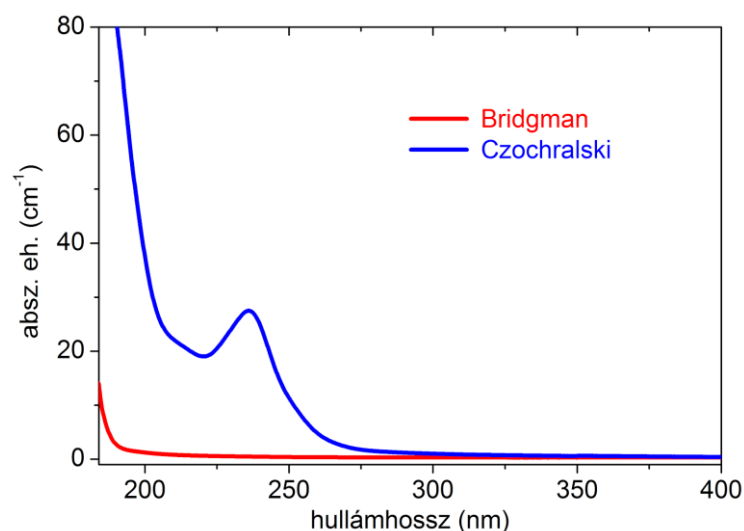


1. ábra: Bridgman (bal) és Czochralski (jobb) módszerrel növesztett adalékolatlan LYB kristályok.

Az oxidkristályok egyik gyakori szennyezője a hidroxidion (OH^-), mely a növesztés során a környezetben vagy az olvadékból jelenlévő vízmolekulákból alakul ki. Az OH^- ionok jelenlétét már kimutatták több borát kristályban is LiB_3O_5 , $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ [3] és $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ [4], sőt megfigyeltek olyan borátokat is melyek rácsába vízmolekula épül be $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ [5]. Infravörös abszorpciós mérésekkel (BRUKER IFS 66/v) kimutattuk, hogy az adalékolatlan LYB kristályok spektrumában a $3440\text{--}3560\text{ cm}^{-1}$ hullámszám intervallumban keskeny sávok találhatók, melyek az OH^- ionok nyújtási rezgéséhez rendelhetők. Míg a Bridgman módszerrel növesztett LYB kristályok spektrumában 6 sávot, addig a Czochralski módszerrel növesztett kristályban csupán 3 sávot találtunk. Polarizációs abszorpciós mérésekből sikeresen meghatároztuk az OH nyújtási

rezgés xy kristallográfiai síkra vett vetületének x tengellyel bezárt szögét, mely segítséget nyújt a kristályrácsbeli lehetséges beépülési helyek meghatározásához. 8-300 K közötti hőmérsékleteken abszorpciós mérésekkel vizsgáltuk a rácsrezgések és az OH rezgések kapcsolatát az egyfononos csatolás modelljének keretén belül.

Az UV hullámhossztartományban mért abszorpciós spektrumok (JASCO UV 500) információt szolgáltathatnak a különböző intrinszik vagy extrinszik hibákról. A 2. ábrán a két különböző módszerrel növesztett adalékoltalan LYB kristály szobahőmérsékleten mért abszorpciós spektruma látható. Az inert atmoszférában Bridgman módszerrel növesztett kristály az áteresztési tartományban, az ultraibolya abszorpciós élig (~185 nm), nem mutat abszorpciós sávokat. Ezzel szemben a Czochralski módszerrel, levegőn növesztett kristály spektrumában az él környezetében, illetve 210 és 240 nm hullámhosszaknál az elnyelés jelentős növekedése figyelhető meg. $K_2Al_2B_2O_7$ kristályokon végzett mérések arra utalnak [6], hogy ezeknél a hullámhosszaknál a kristályrácsba szennyezőként beépült Fe^{3+} ionok elektronátmenetihez tartozó abszorpciós sávok találhatók. Ezen elmélet igazolására, az esetleges Fe^{2+} - Fe^{3+} átalakulás megfigyelésére redukív-oxidatív környezetben hőkezeléseket végeztünk.



2. ábra: Bridgman és Czochralski módszerrel növesztett LYB kristályok szobahőmérsékleten mért UV abszorpciós spektrumai.

A kutatást az Országos Tudományos Kutatási Alap az OTKA K83390 számú szerződés keretében támogatta.

- [1] M. Delaigue, V. Jubera, J. Sablayrolles, J.-P. Chaminade, A. Garcia, I. Manek-Hönniger, Appl. Phys. B **87**, 693-696 (2007).
- [2] Y. W. Zhao, Y. F. Lin, Y. J. Chen, X. H. Gong, Z. D. Luo, Y. D. Huang, Appl. Phys. B **90**, 461-464 (2008).
- [3] L. Kovács, K. Polgár, Á. Péter, R. Capelletti, Mikrochimica Acta [Suppl.] **14**, 523-524 (1997).
- [4] L. Kovács, M. Mazzera, E. Beregi, R. Capelletti, Applied Physics B **94**, 273-277 (2009).
- [5] L. Kovács, K. Lengyel, Á. Péter, K. Polgár, A. Beran, Optical Materials **24**, 457-463 (2003).
- [6] L. Liu, C. Liu, X. Wang, Z.G. Hu, R.K. Li, C.T. Chen, Solid State Sciences **11**, 841-844 (2009).

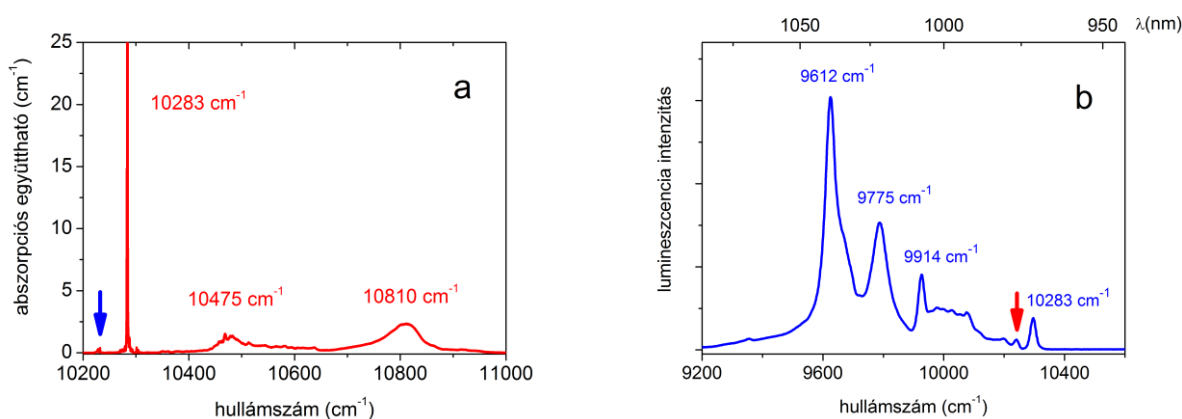
RITKAFÖLDFÉM IONOK SPEKTROSKÓPIAI TULAJDONSÁGAI LÍTIUM-ITTRIUM-ORTOBORÁT EGYKRISTÁLYOKBAN

Tichy-Rács Éva, Komlai Krisztina, Mandula Gábor, Lengyel Krisztián, Kis Zsolt,
Kovács László, Corradi Gábor

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, 1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

A lítium-ittrium-ortoborát kristály ($\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3$, röviden LYB) kitűnő gazdarács a könnyen beépülő, lézeraktív ritkaföldfém ionok számára (pl. Nd^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+}). Módus-szinkronizált és Q-kapcsolt lézerműködést valósítottak már meg 1042 nm-en Yb-mal adalékolt LYB-ben [1], illetve 1594 nm-es, diódapumpált lézert készítettek Er-ot és Yb-ot együttesen tartalmazó LYB egykristályokban [2]. Azonban az Er^{3+} és Yb^{3+} ionok lézerműködésben szerepet játszó energiaszintjeinek pontos spektroszkópiai analízisét még nem végezték el.

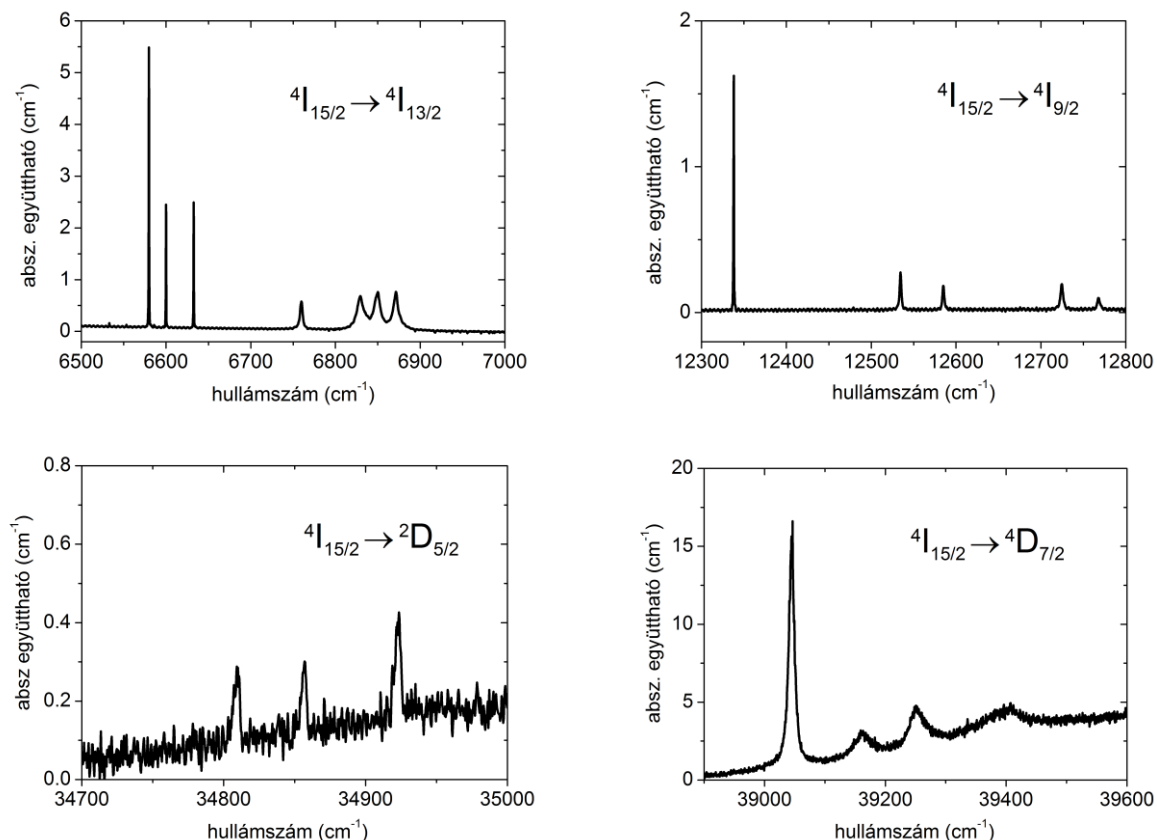
Kísérleteinkhez Er-mal, illetve Yb-mal adalékolt LYB egykristályokat növesztettünk Czochralski módszerrel. Az energiaszintek azonosítására a monoklin szerkezetű LYB kristallográfiai b tengelyére merőlegesen kivágott szeleteken 8 K hőmérsékleten végeztünk nagyfelbontású abszorpciós (Bruker IFS 120 FTIR spektrofotométer) és lumineszcencia (Horiba Jobin Yvon Fluorolog-3 spektrofluoriméter) méréseket. Az egyszerű termstrukturájú Yb esetén a $^2\text{F}_{7/2}$ alapállapot 4, a $^2\text{F}_{5/2}$ egyetlen gerjesztett állapot 3 szintre hasad a kristálytérben (1. ábra). Az egyes spektrumvonalak különböző vonalszélessége a kristályhibák és a fononcsatolás okozta inhomogén kiszélesedés eredménye. Az 5 mol% Yb-ot tartalmazó kristályok abszorpciós és emissziós spektrumában egyaránt megfigyelt, nyíllal jelzett sáv Yb-Yb párok [3], esetleg más ritkaföldfém szennyezők (feltehetően diszprózium) kristálybeli jelenlétére utal. Spektrális lyukégetés módszerével meghatároztuk a 10283.5 cm^{-1} -nél található keskeny inhomogén vonalszélességű átmenet élettartamát (T_1) és koherencia idejét (T_2). A spektrális lyuk különös kettős szerkezetet mutatott a $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ rendszerhez hasonlóan [4].



1. ábra Itterbiummal adalékolt $\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ kristály abszorpciós (a) és 920 nm-en gerjesztett lumineszcencia-emissziós (b) spektruma 8 K hőmérsékleten.

Er^{3+} adalék esetén a $^4\text{I}_{15/2}$ alapállapotból kiinduló átmenetek sorozatát és az alacsony szimmetria miatti kristálytérbeli felhasadásokat azonosítottuk abszorpciós mérésekkel. Kiegészítettük a csak a látható spektrumban végzett méréseket [5] az UV és IR tartománnyal is. Mivel a kristály az UV-ben is átlátszik kb. 180 nm-ig, 20 multiplet 90 Stark-komponensét sikerült meghatározni ($^4\text{I}_{15/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{F}_{7/2}$, $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{F}_{3/2}$, $^2\text{G}_{9/2}$, $^4\text{G}_{11/2}$, $^4\text{G}_{9/2}$, $^2\text{G}_{7/2}$, $^2\text{P}_{3/2}$, $^4\text{G}_{7/2}$, $^2\text{D}_{5/2}$, $^2\text{H}_{9/2}$, $^4\text{D}_{5/2}$, és $^4\text{D}_{7/2}$) 6000-40000 cm^{-1} között. A 2. ábra néhány

önkéntesen kiválasztott átmenetet ábrázol az IR és UV tartományokból: a Stark komponensek száma az alacsony szimmetriának megfelelő elméletileg várt értékekkel megegyező. A $^4I_{15/2}$ alapállapot nívóit itt is lumineszcencia mérésével határoztuk meg. A $^4I_{13/2}$ energiaszint bomlási görbéje egy exponenciálissal leírható időfüggést mutat 0.4 ms élettartammal. Az alacsony hőmérsékletű elektron paramágneses rezonancia (EPR) spektrumban egyetlen domináns Er^{3+} centrum látható a ^{167}Er izotóp teljesen felbontott hiperfinom szerkezetével.



2. ábra Az erbium ionok néhány átmenete LYB:Er³⁺ egykristályban az IR és UV tartományokban 8 K hőmérsékleten.

A spektroszkópiai kísérletek azt mutatják, hogy mind az Er, mind az Yb adalék ittrium helyet foglal el a Li₆Y(BO₃)₃ kristályokban. Magas adalékkoncentráció esetén párok kialakulása, vagy további ritkaföldfém szennyezők megjelenése valószínűsíthető.

A kutatást az Országos Tudományos Kutatási Alap az OTKA K83390 számú szerződés keretében támogatta.

- [1] M. Delaigue, V. Jubera, J. Sablayrolles, J.-P. Chaminade, A. Garcia, I. Manek-Höninger, Appl. Phys. B **87**, 693 (2007).
- [2] Y. W. Zhao, Y. F. Lin, Y. J. Chen, X. H. Gong, Z. D. Luo, Y. D. Huang, Appl. Phys. B **90**, 461 (2008).
- [3] V. Jubera, M. Chavoutier, A. Artemenko, P. Veber, M. Velazquez, A. Garcia, Chem. Phys. Chem. **12**, 1288 (2011).
- [4] Z. Kis, G. Mandula, K. Lengyel, I. Hajdara, L. Kovács, M. Imlau, Opt. Mater. **37**, 845 (2014).
- [5] A.P. Skvortsov, N.K. Poletaev, K. Polgár, Á. Péter, Techn. Phys. Lett. **39**, 424 (2013).

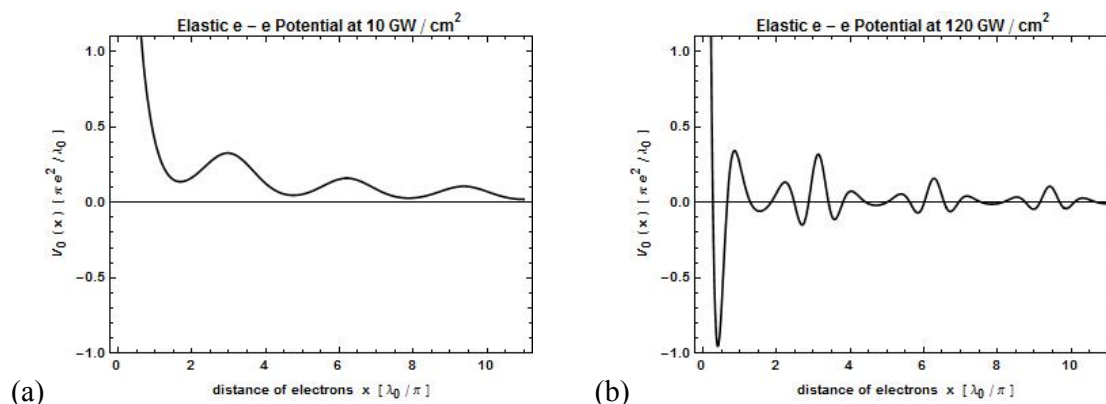
FELÜLETI PLAZMONOK ÁLTAL INDUKÁLT EFFEKTÍV VONZÁS ELEKTRONOK KÖZÖTT

Varró Sándor^{1,2}, Kroó Norbert¹, Rácz Péter¹

1. MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet,
1525 Budapest, Pf. 49.

2. Attosecond Light Pulse Source, ELI-Hu Nkft. H-6720 Szeged, Dugonics tér 13.

A kötött vagy szabad elektronok intenzív lézertér hatására sokféle ún. „lézer által indukált” vagy „lézer által asszisztált” nemlineáris folyamatban vehetnek részt. Az utóbbi csoportba tartozik a lézertér jelenlétében lezajló elektron-elektron szórás [1], amelynek során (a periódikus időfüggés következtében) többfotonos abszorpciós és emissziós csúcsok jelennek meg az elektronok spektrumában. A rugalmas szórás hatáskeresztmetszete is módosul, és a szórás egy a „lézer által felöltöztetett” effektív potenciál segítségével írható le [2]. Nemrég publikált kísérleti eredményeink szerint a lézerfényvel kölcsönható arany nano-rétegen tunnellmikroszkóppal mért jelek, s hasonlóan a fotoelektronok repülési-idővel mért energiaspektruma is meglepő, anomális intenzitásfüggést mutat ugyanannál, a 80 GW/cm² körüli, intenzitásértéknél (a kísérletekben Ti:Sa lézert használtunk) [3]. Ezek az eredmények a plazmonok által indukált elektron-párpépződés következményei is lehetnek, azonban a kvantitatív összehasonlításhoz szükséges teljes elmélet még nincs kidolgozva. Mindenesetre azt ellenőriztük, hogy a korábbi munkánkban származtatott lézer által módosított effektív elektron-elektron potenciál az említett kísérletek paramétertartományában szintén a fenti „kritikus intenzitásnál” mutat kvalitatív változást. Nevezetesen; ezen intenzitás alatt taszító, míg e felett vannak vonzó tartományai is, amint azt az 1. ábrán szemléltetjük.



1. ábra Az ábrán az elektronok között ható effektív potenciálnak a plazmon hullám terjedési irányába eső relatív koordinátától való függése látható. A potenciál konkrét alakja a rugalmas csatorna esetében $(e^2/r)J_0[a*\sin(kx/2)]$, ahol J_0 nulladrendű Bessel-függvény, és az argumentumban „a” a felerősített téramplitúdóval arányos. A Bessel függvény csak bizonyos intenzitás felett érheti el az első zérushelyét, és válhat negatívvá. [Az ábra a [3] referencia (1) egyenlete alapján készült, amelyet a korábbi munkánkban [2] levezetett (2.18) egyenlet felhasználásával kaptunk a kísérleti paraméterértékek közvetlen behelyettesítésével.] Ahogy a bejövő lézerintenzitást növeljük (s így a plazmon által felerősített lokális tér is növekszik) az elektronok között ható effektív potenciál egyre jobban különbözik az eredeti Coulomb taszító potenciáltól, egy határ felett vonzó tartományok sokasága jelenik meg.

Megjegyezzük, hogy korábban már több elemzés és publikáció is megjelent a “foton által indukált sávközi electron-elektron párképződésről” [4]. Ezzel ellentétben, a korábbi és mostani munkáinkban is [2,3,5] mindössze a lézertérbe (plazmontérbe) beágyazott szabad elektronok Volkov-típusú nem-perturbatív leírására támaszkodtunk az effektív vonzás származtatásakor, és nem volt szükségünk a sávok közötti “átszórás” figyelembevételére. Megemlítjük még, hogy újabb kísérleti eredményeink a plazmonok által szobahőmérsékletű aranyrétegben kiváltott mágneses anomáliák fellépésére is utalnak [6].

Köszönetnyilvánítás

A jelen kutatási eredmények VS részéről a K 104260 számú OTKA pályázat keretében születtek, ezen felül az MTA és az ELI-ALPS projekt részleges támogatását is köszönjük. Az ELI-ALPS projekt (GOP-1.1.1-12/B-2012-0001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.

References

- [1] Fedorov M V, *Atomic and Free Electrons in a Strong Laser Field* (World Scientific, Singapore, 1997)
- [2] Bergou J, Varró S and Fedorov M V, e–e scattering in the presence of an external field. *J. Phys. A: Math. Gen.* **14**, 2305-2315 (1981)
- [3] Kroó N, Rácz P and Varró S; Surface-plasmon-assisted electron pair formation in strong electromagnetic field. *Europhysics Letters* **105**, 67003 (2014).
- [4] Shankar R K, Sinha K P, Photon-induced electron pairing. *Phys. Rev. B* **7**, 4291 (1973)
- [5] Varró S, Kroó N and Rácz P, Surface-plasmon-induced effective attraction between electrons. Poster P2.12 presented at Seminar 2: Strong-field phenomena, of LPHYS'14 [23th International Laser Physics Workshop, 14-18 July 2014, Sofia, Bulgaria]
- [6] Kroó N, Rácz P and Varró S, Surface plasmon assisted magnetic anomalies on room temperature gold films in high-intensity laser fields. *E-print: arXiv* 26 September (2014)

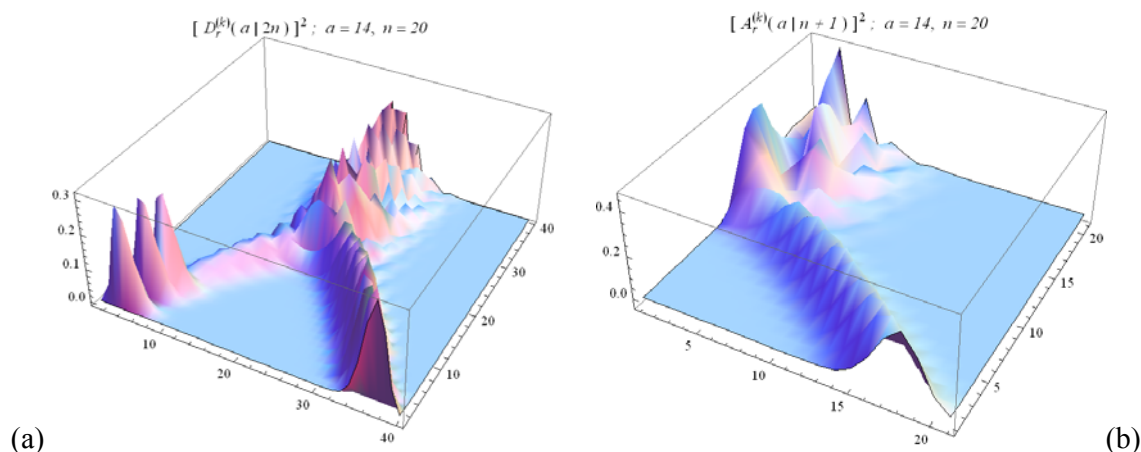
INTENZÍV PLAZMON-HULLÁMMAL KÖLCSÖNHATÓ TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK DIRAC- ÉS KLEIN-GORDON-EGYENLETÉNEK EGZAKT MEGOLDÁSAI

Varró Sándor^{1,2}

1. MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet,
1525 Budapest, Pf. 49.

2. Attosecond Light Pulse Source, ELI-Hu Nkft. H-6720 Szeged, Dugonics tér 13.

Az intenzív lézerfény és szabad elektronok, atomok, molekulák, szilárdtestek, stb. elméleti tárgyalásában kiemelkedő szerepük van a megfelelő mozgásegyenletek egzakt, lehetőleg analitikus megoldásainak, mivel ezek segítségével az intenzív tér hatása ‘végtelenedrendig’ leírható. Nemrég meghatároztuk az egynél kisebb törésmutatójú közegben haladó, klasszikus monokromatikus elektromágneses síkhullámmal kölcsönható töltött részecske Dirac- és Klein-Gordon-egyenletének egzakt analitikus megoldásait [1,2]. A Gordon (1927) és Volkov (1935) által mintegy 80 éve publikált, vákuumban érvényes megoldások mellett, mindezidáig csak ezek a zártalakú megoldások ismertek. A Dirac-részecske esetében a megoldások új komplex polinomokkal, míg a Klein-Gordon esetben a már ismert ún. Ince-féle polinomokkal fejezhetők ki. Mindkét esetben a megoldások kétszer végtelen, megszámlálható halmazt alkotnak, két egész számmal (a polarizáció irányába mutató p_x impulzussal, és az ehhez tartozó, a terjedési iránnyal párhuzamos p_z kváziimpulzus diszkrét sajátértékével) jelölhetők. Az 1. ábra e megoldásokhoz tartozó felharmonikus spektrumokat illusztrálja.



1. ábra. (a) a Dirac-egyenlet (b) a Klein-Gordon-egyenlet egzakt megoldásaihoz tartozó felharmonikus eloszlását mutatja electron esetében (a diszkrét csúcsokat az áttekinthetőség kedvéért egy felülettel kötöttük össze). 100MW/cm²-es Ti:Sa lézerrel való kölcsönhatást tekintettünk, a híg plazma plazmon energiájára 1 eV-t feltételeztünk. Az adott $p_x = 20$ plazmonimpulzus értékhez 40 illetve 20 longitudinális impulzus sajátérték tartozik, ezek a jobboldali tengelyen vannak feltüntetve. Minden egyes ilyen lehetséges megoldáshoz tartozik egy felharmonikus spektrum, amelyek indexe a baloldali tengelyre van mérve.

A híg plazmában terjedő lézerfény valójában egy tetszőszerinti nagy amplitúdójú plazmon-hullámot is jelenthet, s így az általunk kapott egzakt megoldások felhasználhatók a lézeres részecskegyorsítási folyamatok kvantumos tulajdonságainak leírásában is [3,4].

Köszönetnyilvánítás

A jelen kutatási eredmények a K 104260 számú OTKA pályázat keretében születtek, ezen felül az ELI-ALPS projekt részleges támogatását is köszönjük. Az ELI-ALPS projekt (GOP-1.1.1-12/B-2012-0001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Irodalom

- [1] Varró S, New exact solutions of the Dirac equation of a charged particle interacting with an electromagnetic plane wave in a medium. *Las. Phys. Lett.* **10** (2013) 095301.
- [2] Varró S, A new class of exact solutions of the Klein-Gordon equation of a charged particle interacting with an electromagnetic wave in a medium. *Las. Phys. Lett.* **11** (2014) 016001.
- [3] Varró S, New exact solutions of the Klein-Gordon and Dirac equations of a charged particle propagating in a strong laser field in an underdense plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **740** (2014) 280-283.
- [4] Varró S, Quantum description of relativistic charged particles interacting with a laser-induced plasmon wave. Poster TuP2-25 at ECLIM-2014 [33rd European Conference on Laser Interaction with Matter, 31 Aug – 05 September 2014, Paris, France]

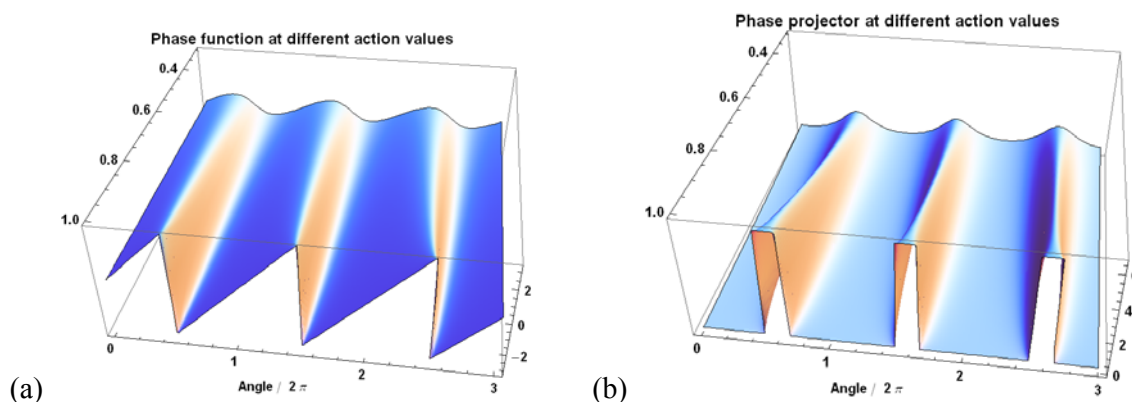
ÚJ KVANTUMOPTIKAI FÁZISOPERÁTOR ÉS SPEKTRÁLSEREG ELŐÁLLÍTÁSA SU(1,1) KOHERENS ÁLLAPOT BÁZISBAN

VARRÓ Sándor^{1,2}

1. MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, H-1525 Budapest, Pf. 49.

2. Attosecond Light Pulse Source, ELI-Hu Nkft. H-6720 Szeged, Dugonics tér 13.

A 'kvantumoptikai fázis' definiálásának régi problémájára egy új megoldást javasunk. Nemrég bebizonyítottuk, hogy egy oszcillátor kvantált amplitúdójának új 'polárfelbontásával' kapott F 'exponenciális fázisoperátor' sajátállapotai valójában $k > 1/2$ Bargmann indexű SU(1,1) koherens állapotok Holstein-Primakoff reprezentációban [1]. F normában konvergens hatványsorával a korábban Garrison és Wong [2] által a megfelelő Hardy-Lebesgue-térben definiált kvantum-fűrészfog általánosítását kaptuk meg az eredeti Hilbert-térben. Az SU(1,1) koherens állapotok bázisában egyszerű analitikus formulát származtattunk a fázisoperátor általánosított spektrális felbontására .



1. ábra (a): a kvantum fázisfüggvény háromdimenziós képe a harmonikus oszcillátor három ciklusának megfelelő szögintervallumban, különböző hatásparaméter értékekre. A hatásparaméter az új F 'exponenciális fázisoperátor' komplex sajátértékének modulusa, amely a $[0,1)$ intervallumban van, az ábrázolt tartományban a fotonszám $\langle N \rangle$ várható értéke 0.4 és 1740 között változik. Nagy hatásértékekre a kvantum fázisfüggvény a klasszikus fűrészfog-függvényt közelíti. (b): az általánosított spektrálfelbontás súlyfüggvényének háromdimenziós képe, ugyanabban a paramétertartományban mint (a)-nál. Ebben a példában a 'projektorok' egy $1/6$ -nyi szögintervallumot vágnak ki az oszcillátor ciklusából, egyre nagyobb hatásértékekre tartanak az 'ideálisan éles' mintavételi függvényhez.

A fenti SU(1,1) koherens állapotok nemlineáris parametrikus folyamatokkal előállíthatók, és fizikai referenciaként is szolgálhatnak például extrém sugárzási jelek (ultrarövid lézimpulzusok, attoszekundumos impulzusok) fázistulajdonságainak kvantumos jellemzésére. Így az általunk kifejlesztett formalizmus felhasználható ilyen célú kísérletek eredményeinek értelmezéséhez.

Köszönetnyilvánítás

A jelen kutatási eredmények a K 104260 számú OTKA pályázat keretében születtek, ezen felül az ELI-ALPS projekt részleges támogatását is köszönjük. Az ELI-ALPS projekt (GOP-1.1.1-12/B-2012-0001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Irodalom

- [1] Varró S, Quantum phase operator and ‘projectors’ based on $SU(1,1)$ coherent states. Talk 7.3.1. presented at Seminar 7 of LPHYS’14: Quantum information and quantum computation [23th International Laser Physics Workshop, 14-18 July 2014, Sofia, Bulgaria]
- [2] Garrison J C and Wong J, Canonically conjugate pairs, uncertainty relations, and phase operators. *J. Math. Phys.* **11**, 2242-2249 (1970).

SPATIAL INTERFERENCE EFFECTS DURING THE IONIZATION OF ATOMS BY FEW-CYCLE LASER PULSES

Sándor Borbély¹, Attila Tóth¹, Károly Tőkési², and Ladislau Nagy¹

¹ *Faculty of Physics, Babes-Bolyai University, Kogalniceanu Street No. 1, 400084 Cluj, Romania*

² *Institute for Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI), P.O. BOX 51, H-4001 Debrecen, Hungary*

During the ionization of atoms by few-cycle laser pulses beside the dominant ionization secondary processes with significant impact on the final momentum distribution also occur. These are the result of interference between electronic wave packets following different spatial and temporal paths. In the present work we focus our attention on the interference between electronic wave packets emitted at the same time, but following different spatial paths (spatial interference). By using ab initio quantum mechanical and classical trajectory Monte Carlo (CTMC) calculations we have investigated how the shape of the spatial interference pattern is influenced by the laser pulse parameters, and by the structure of the target atom [1]. Figure 1. we show a typical set of results for the ionization of H and Ar atoms where the interference pattern is clearly visible as radial maxima and minima. Since the ionization potential of the H and Ar (0.5 a.u. and 0.579 a.u.) targets is close, the structure of the nascent free electronic wave packet for both targets is very similar. However, in the recollision phase, the returning electronic wave packet in the case of the Ar target meets a much deeper Coulomb potential well. This translates to the accumulation of a more rapidly varying phase for the scattered quantum path, and inherently to the formation of a denser holographic mapping (HM) pattern for Ar atoms observable on Figure 1.

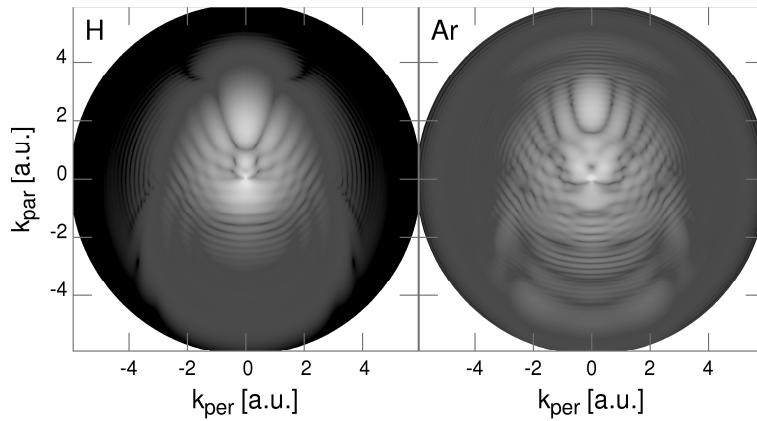


Figure 1: The distribution of continuum electrons as a function of momentum components perpendicular and parallel to the laser field polarization for the ionization of H and Ar atom. On both figures the HM interference pattern is clearly visible as radial maxima and minima.

References

- [1] A. Tóth, S. Borbély, K. Tőkési, L. Nagy, Eur. Phys. J.D. 68:339 (2014).

Névmutató

Ádám Péter	P11, P13, P14, P20	Dékány Imre	P56
Ajtai Tibor	P50	Demeter Gábor	P75
Almási Gábor	P8, P15, P17	Dér András	P24
Andrásik Attila	P6, P25, P30	Derzsi Aranka	P68
Ayadi Viktor	P26	Divéki Zsolt	P5
Bacsárdi László	P1	Djotyan Gagik	P66, P75
Baki Mihály	P7	Dombi Péter	E2, P11, P27, P35, P72, P74
Bakos József	P66		
Balogh Imre	P27, P28, P29	Domoki Ferenc	P32
Bari Ferenc	P32, P62	Donkó Zoltán	P68, P69, P70
Barna Imre Ferenc	P73	Dömötör Piroska	P33
Beke Dávid	P9	Drozdy, A.	P4
Beleznai Szabolcs	E8	Dzsotján Dávid	P66
Belső Zoltán	P1	Erdélyi Miklós	P41, P52
Benedict Mihály	P26, P33, P57	Erotyák János	P9
Bérces Márton	P1	Farkas Balázs	P5, P30
Bergou János A.	P20	Farkas Eszter	P62
Berkovits Csaba	P55	Farkas Győző	P11
Berta Zsófia	P42	Fekete Júlia	P74
Biegert, Jens	P74	Felházi Zoltán	P60
Bódi Balázs	P27	Filus Zoltán	P39
Bódog Ferenc	P12	Flaminio, R.	P40
Borbély Sándor	P81	Flender Roland	P34, P60
Bordács Sándor	E9	Földi Péter	P26, P33, P35, P57
Boros Mihály	P55	Füle Miklós	P36
Bozóki Zoltán	P39, P50, P54, P59	Fülöp József András	P8, P11, P15, P18
Börzsönyi Ádám	P4, P6, P25, P30, P31, P40	G. Szabó István	P7
Börzsönyi Ferenc	P25	Gajdos Tamás	P41, P52
Budai Judit	P36	Gali Ádám	P9
Búzás András	P23	Gárdián Anett	P36
Cao, H.	P30	Geretovszky Zsolt	E3, P23, P43
Chiche, R.	P40	Gilicze Barnabás	P37, P49
Chikan Viktor	P51	Gombkötő Balázs	P1
Chvykov Vladimir	P3	Goulielmakis, E.	P27
Ciappina, M. F.	P74	Groma Géza	P24
Cormier, E.	P40	Grósz Tímea	P38
Corradi Gábor	P77	Gstalter, M.	P4, P6, P30
Czimmer Sándor	P32	Guba Tibor	P39
Czirják Attila	E5	Gulácsi Loránd	P1
Csákányi Attila	P64, P65	Gulyás Gábor	P59
Csapó Edit	P56	Gulyás Lénárd	P38
Csete Mária	P53, P56, P58	Gyöngyösi László	P1
Csizmadia Tamás	P49	Hajdara Ivett	P19, P67, P76
Csonti Katalin	P38	Haluszka Dóra	P21, P22
		Hartmann Péter	E7, P69

Hebling János	E1, P8, P11, P15, P18, P19	Lengyel Krisztián	P67, P71, P76, P77
Hertelendy Péter	P62	Lombosi Csaba	P8, P11
Hopp Béla	P32, P42, P43, P44, P48, P49, P61	Lőrincz Kende	P21
		Magyar Péter	P70
		Major Balázs	P28, P29, P46, P47
Horváth Zoltán	P39, P46, P47	Mandula Gábor	P67, P71, P76, P77
Ignác P.	P66	Márton István	P11, P35, P74
Imlau, Mirco	P67	Mazroa Dániel	P1
Imre Sándor	P1	Mechler Mátyás	P12, P13, P17, P63
Jahn Kornél	P1		
Jánosi Tibor Zoltán	P9	Menyhárt Ákos	P62
Janszky József	P13	Merő Márk	P54
Jójiárt Péter	P25, P30, P40	Michel, C.	P40
		Mingesz Róbert	P54
Kákonyi Róbert	P40, P51	Mogyorósi Gábor	P13, P14
Kalashnikov, Mikhail	P3, P4	Mohácsi Árpád	P55
Kamarás K	P9	Molnar Emese	P13, P14, P63
Kecskeméti Gabriella	P42, P44		
Kedves Miklós Ákos	P66	Monoszlai Balázs	P8
Kemény Lajos	P32	Mráz Albert	P1
Kézsmárki István	E9	Nagy Benedek J.	P72
Khodakovskiy. N.	P4	Nagy Katalin	P55
Kis Zsolt	P1, P2, P67, P71, P77	Nagy Ladislau	P81
Kiss Bálint	P4, P34, P60	Nagy-Csiha Zsuzsanna	P18
Kiss Mátyás	P10, P16, P17	Nagymihály Roland Sándor	P25, P30, P31
Kohut Attila	P43	Nemes Dániel	P46, P47
Koller István	P1	Német Nikolett	P35
Kolonics Attila,	P22	Novák Tibor	P48
Komlai Krisztina	P76, P77	Ollmann Zoltán	P8, P11
Koncsár Péter	P7	Orosz László	P1, P49
Kondász Bence	P44	Osvay Károly	P3, P4, P6, P25, P30, P31, P34, P40, P45, P54, P60, P72
Koniorczyk Mátyás,	P12, P63		
Kopniczky Judit	P43, P44, P48, P49	Osztetzky Dániel	P72
Koppa Pál	E8	Paksy Géza	P1
Kornis János	P1	Pálfalvi László	P8, P16, P19
Korolov, Ihor	P68, P70	Papp Zsolt	P1
Kószó Eszter	P43	Pinard, L.	P40
Kovács Anikó Zs.	P69	Pintér Máté	P50
Kovács Attila Pál	P6, P30, P38, P46, P47	Pocsa Mihály András	P73
Kovács László	P67, P76, P77	Polónyi Gyula	P8
		Porras, Miguel A.	P46
Kovács Máté	P30	Rác Péter	P72, P74, P78
Kozák Gábor	P62		
Króó Norbert	P78	Ráczkevi Béla	P66
Kuhlevszkij Szergej	P10, P16, P17	Rakoncay Zoltán	P55
		Réz István	P7
		Sándor Nóra	P66, P75

Sánta Imre	P10, P12, P16, P17	Tóth Szabolcs	P25
Sapolov Anatolij	P10, P16	Tóth Zsolt	P36
Sarlós Ferenc	P24	Tőkési Károly	P81
Sárosi Krisztina	P51	Trényi Róbert	P37
Schleich, Wolfgang P.	P33	Tuboly Eszter	P55
Sepsi Örs	E8	Turzó Kinga	P55
Shore, Bruce W.	P33	Tzallas, Paraskevas	P5
Sinkó József	P41, P52	Ujhelyi Ferenc	P60
Sipos Áron	P53	Unferdorben Márta	P19
Smausz Kolumbán Tomi	P32, P42, P44, P48, P49, P62 P53, P56	Untener Kornél	P30
Somogyi Anikó	P54	Utry Noémi	P50
Somoskői Tamás	P40	Vajda Balázs	P23
Soskov, V.	P66	Vámos Lénárd	P72
Sörlei Zsuzsanna	P55	Varga Árpád	P13, P14, P20
Szabó Anna	P1	Varga Dániel	P41, P52
Szabó Áron	P39, P41, P50, P52, P53, P55, P58, P59 P56	Varga-Umbrich Károly	P66
Szabó Gábor	P61	Variola, A.	P40
Szalai Anikó	P63	Varjú Katalin	E4, P5, P27, P28, P29
Szalai Tamás	P19, P76	Varró Sándor	P73, P78, P79, P80
Szalay Viktor	P2	Vass Csaba	P34, P54, P61
Szaller Zsuzsanna	P10, P16, P17	Veisz László	P74
Szarvas Tamás	P57	Vinkó József	P61
Szász János	P17, P37, P37A	Vukics András	E6
Szaszkó-Bogár Viktor	P61	Wikonkál Norbert	P21, P22
Szatmári Sándor	P61	Zomer, F.	P40
Szatmáry Károly	P58	Zölei-Szénási Dániel	P32, P62
Székely Péter	P9		
Szekeres Gábor	P58		
Székrenyes Zsolt	P66		
Szenes András	P21, P22, P38, P64, P65		
Szigeti J.	P43		
Szipőcs Róbert	P62		
Szörényi Tamás	P44		
Szrnka Áron	P55		
Tápai Csaba	P4, P59		
Tarnai Zsófia	P74		
Tátrai Dávid	P74		
Teichmann, S.M.	P15, P18		
Thai, A.	P76, P77		
Tibai Zoltán	P27		
Tichy-Rács Éva	P81		
Tosa, V.	P15, P18		
Tóth Attila	P56		
Tóth György			
Tóth László			