

KVANTUMELEKTRONIKA 2025

**SZIMPÓZIUM A HAZAI
KVANTUMELEKTRONIKAI
KUTATÁSOK EREDMÉNYEIBŐL**

Konferenciakiadvány



KVANTUMELEKTRONIKA 2025

**Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások
eredményeiből**

**Szeged
2025. szeptember 1.**

**Szerkesztő:
Prof. Dr. Hopp Béla**

ISBN 978-963-688-064-4

**Kiadó:
Szegedi Tudományegyetem**

ELŐSZÓ

Jelen kötetben a *KVANTUMELEKTRONIKA 2025 Szimpóziumon bemutatott* posztterek összefoglalóit tesszük közzé. A rendezvénynek a szegedi ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet adott otthont 2025. szeptember 1-jén, amely méltó helyszíneként szolgált a kvantumelektronika és a kapcsolódó tudományterületek legújabb hazai eredményeinek bemutatására és megvitatására.

Az ELFT Atom-, Molekulafizikai és Kvantumelektronikai Szakcsoportja, az SZTE Fizikai Intézet és az ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet szervezésében megvalósuló szimpózium a hagyományokhoz híven fórumot biztosít az optika, a lézerfizika, az atom- és molekulafizika, valamint a plazmafizika kutatóinak. A program meghívott előadásokkal kezdődött, amelyeket poszterszekció követett, teret adva a tapasztalt kutatók mellett a fiatal kollégáknak és a doktorandusz hallgatóknak is legújabb tudományos eredményeik bemutatására.

A közlemények széles tematikát ölelnek fel, többek között a lineáris és nemlineáris optika, ultrarövid impulzusú és nagyintenzitású lézerrendszerek fejlesztése és alkalmazása, attofizikai kutatások, kvantumoptika és kvantuminformatika, fotonforrások és összefonódott állapotok vizsgálata, plazmonika és nanorészecske-szintézis, valamint különféle spektroszkópiai, érzékelési és orvosi biológiai alkalmazások. A kötetben továbbá elméleti és számítógépes modellezési eredmények is helyet kaptak, amelyek a kvantumelektronika számos részterületének előrehaladásához járulnak hozzá.

A rendezők nevében köszönetünket fejezzük ki valamennyi szerzőnek lelkiismeretes munkájáért. Bízunk benne, hogy a kötet hasznos és inspiráló olvasmányként szolgál mindazok számára, akik a kvantumelektronika és rokon területeinek fejlődését nyomon követik és művelik.

Prof. Dr. Hopp Béla

Tartalom

1. Mohammed A. Al-Seady: Tuning the optoelectronic and photovoltaic properties of natural chlorophyll dye molecules via solvent interaction: a computational insight	7
2. Csókási Áron, Dr. Bozóki Zoltán, Magashegyi István: A végeselemes módszer alkalmazása a fotoakusztikus spektroszkópiában.....	12
3. Maher Darwish, Viktória Horváth, Judit Kopniczky, Zsolt Geretovszky, Attila Kohut: Quantitative thiabendazole detection in real samples via filter-based sers substrates	15
4. Dóra István, Csontos János, Tóth Szabolcs, Tóth László Tamás, Somoskői Tamás, Prabhash Prassannan Geetha, Abt Dániel Jenő, Kovalovszki Balázs, Divéki Zsolt, Nagyillés Balázs, Farkas Balázs, Körmöczi Andor, Börzsönyi Ádám: A SYLOS2A lézerrendszer és a vákuum szerepe a hullámfront stabilizálásában.....	20
5. Földi Péter: A fotonok szerepe a magasrendű felharmonikusok keltése során	24
6. Gábor Bence, Varga Dániel, Sárközi Bálint, Adwaith Kalluvayal-Varooli, Nagy Dávid, Dombi András, Thomas W. Clark, Francis I. B. Williams, Vukics András, Domokos Péter: Erős csatolás kimutatása szubradiáns atomi sokaság és rezonátor-vákuummező között.....	25
7. Gera Antónia, Nagy Csongor, Márton Zsuzsanna, Dombi Péter, Pápa Zsuzsanna, Budai Judit: Felületi plazmon polaritonok ultragyors ellipszometriai vizsgálata	27
8. Gera Tamás, Kondász Bence, Smausz Tamás, Kopniczky Judit, Ajtai Tibor, Hodovány Szabolcs, Ambrus Rita, Csóka Ildikó, Hopp Béla: Polimer alapú mágneses nanokompozitok impulzuslézeres ablációval történő előállítása az olajszenyezések lehetséges kezelése érdekében	29
9. Gombi Csilla, Szabó Anna, Fekete János, Huszár Helga, Horváth László, Bozóki Zoltán: Kvantum kaszkád lézer alapú ammónia mérés: a terepi mérés kihívásai	32
10. Hanyecz Ottó, Kálmán Orsolya, Gábris Aurél, Igor Jex, Kiss Tamás: Univerzális módszer Bell-állapot desztillálására fáziscsillapított esetben.....	36
11. Himics László, Czitrovsky Aladár, Veres Miklós, Nagy Attila: Szövetspecifikus optikai szórási jellemzők vizsgálata lézeres laparoszkópos műtétek célterületének hatékony és nagy pontosságú beazonosítására	40
12. Holló Csaba Tamás, Illés Levente, Erdei Gábor, Lenk Sándor, Sarkadi Tamás, Koppa Pál, Barócsi Attila: Fotonpár-források és alacsony fotonszámú detektálási módszerek fejlesztése	44
13. Holló Csaba Tamás, Perényi Barnabás, Erdei Gábor, Barócsi Attila, Koppa Pál, Sarkadi Tamás: Sagnac interferométer alapú fotonpár források fejlesztése közeli infravörös és telekom hullámhossz tartományokon	48
14. Homik Zsolt, Smausz Tamás, Kopniczky Judit, Hopp Béla: Arany-ezüst kompozit nanorészecskék előállítása vékonyrétegek lézeres ablációja útján	52
15. Viktória Horváth, Dániel Megyeri, Judit Kopniczky, Maher Darwish, Zsolt Geretovszky, Attila Kohut: A paper-based 3D SERS platform for thiram sensing	56
16. Karnok Máté, Kovács Attila Pál, Tóth Noémi, Gilinger Tibor, Javaria Razzaq, Osvay Károly: Keverékekből álló ultravékony folyadékhártyák vastagságának mérése	60
17. Kaszás András, Mechler Mátyás, Ádám Péter: Térben multiplexelt egyfotonforrások struktúrájának optimalizálása.....	64

18. Kiss Mátyás, Szatmári Sándor, S.V. Kukhlevsky: A "bifiláris" hatás kapilláris Z-PINCH lágyröntgen AR+8 lézerekben	68
19. Attila Kohut, Lajos Péter Villy, Linnéa Jönsson, Dániel Megyeri, Gábor Galbács, Maria E. Messing, Zsolt Geretovszky: Mixing dynamics of gold and silver atomic plumes during the spark ablation synthesis of alloy nanoparticles	72
20. Andor Körmöczi, Tamás Szörényi, Zsolt Geretovszky: The electrical behaviour of laser soldered steel sheets	76
21. Magashegyi István, Földi Péter: Keltett áramon alapuló lézer–anyag kölcsönhatás karakterizálása rétegelt szilárdtest modellben.....	80
22. Major Balázs, Chinmoy Biswas, Csizmadia Tamás, Filus Zoltán, Grósz Tímea, Gulyás Oldal Lénárd, Kiss Dániel, Subhendu Kahaly, Varjú Katalin: Attofizikai kísérletek az atomi-, molekuláris- és optikai-, valamint szilárdtestfizika témaköreiből	82
23. Nagyillés Balázs, Nagy Gergely Norbert, Kiss Bálint, Eric Cormier, Földi Péter, Varjú Katalin, Subhendu Kahaly, Mousumi Upadhyay Kahaly, Divéki Zsolt: Közép-infravörös lézerimpulzus vivő-burkoló fázisának becslése gépi tanuláson alapú módszerekkel szilárdtest targeteken keltett magasharmonikus spektrumból.....	86
24. Nagymihály Roland Sándor, Mikhail Kalashnikov, Lehotai Levente, Pajer Viktor, Bohus János, Csernus-Lukács Nóra, Csontos János, Tóth Szabolcs, Ernestas Kucinskas, Ignas Balciunas, Tomas Stanislaukas, Börzsönyi Ádám: Nagy időbeli kontraszttal rendelkező, ultraszélessávú hibrid frontend a következő generációs nagyintenzitású lézerrendszerekhez	87
25. Nagyné Szokol Ágnes, Holomb Roman, Kámán Judit, Rigó István, Aladi Márk, Kedves Miklós, Ráczkevi Béla, Rácz Péter, Archana Kumari, Bonyár Attila, Borók Alexandra, Szalóki Melinda, Biró Tamás Sándor, Kroó Norbert, Veres Miklós: Polimerbe ágyazott plazmonikus nanorészecskék hatása a femtoszekundumos lézerimpulzus által kiváltott kráterképződésre.....	91
26. Német Nikolett, Kiss Tamás, Scott Parkins: Késleltetett koherens visszacsatolás hatása a parametrikus oszcillátorok kimeneti jelének préseltségére és összefonottságára	95
27. Novák Tibor, Bíró Péter, Erdélyi Miklós: Festék molekula emisszió polarizációs állapotának leírása plazmonikus nanogömbök közelében.....	99
28. Rózsa Dániel, Szipőcs Gergely, Kolonics Attila, Szipőcs Róbert: Impulzusüzemű ER-szállézeres erősítő rendszer fejlesztése nemlineáris mikroszkópai és légköri lézer radar alkalmazásokhoz	102
29. Sallai Krisztina, Hack Szabolcs, Majorosi Szilárd, Czirják Attila: Új egydimenziós atomi modellpotenciál a HHG spektrum minél pontosabb modellezésére	106
30. Seres Imre, Evgeny Shestaev, Maxim Tschernajew, Jójárt Péter, Christian Gaida, Nico Walther, Bartyik Tamás, Gilicze Barnabás, Bengery Zsolt, Dominik Hoff, Marco Kienel, Tino Eidam, Jens Limpert, Börzsönyi Ádám, Várallyay Zoltán, Varjú Katalin: 100 KHZ-es, 400 W, 6.2 FS CEP stabil lézerrendszer három poszt-kompressziós cellával.....	110
31. Smausz Kolumbán Tamás, Kopniczky Judit, Mile Edina, Hopp Béla: Kevert anyagú nanorészecskék előállítása arany és ezüst céltárgyak érintkezési vonalának víz alatti ablációjával	114
32. Szilasi Bálint Morgan, Mechler Mátyás, Ádám Péter: Többfotonos állapotok előállítása jelzett fotonforrások multiplexelésével.....	118

33. **Szipőcs Gergely, Krolopp Ádám, Shau Poh Chon, Rózsa Dániel, Török Peter, Szipőcs Róbert:** Szálcasatolt, SUB-PS-os, három hullámhossz tartományban működő TI-zafír lézer fejre szerelhető, kétfotonos gerjesztésű, pásztázó fluoreszcencia mikroszkóphoz, az agy in vivo vizsgálatához.....122
34. **Róbert Trényi, Árpád Lukács, Paweł Horodecki, Ryszard Horodecki, Tamás Vértesi, Géza Tóth:** Activation of metrologically useful genuine multipartite entanglement.....126
35. **Tóth Attila, Nagy Ladislau, Joós Krisztina, Borbély Sándor:** Több-impulzusos elrendezés által vezérelt szabadelektron hullámcsomag interferencia.....129
36. **Tóth Lázár, Budai Judit, Márton Zsuzsanna, Rácz Péter, Dombi Péter, Pápa Zsuzsanna:** Plazmonikus cirkuláris dikroizmus nanooptikai terek koherens szabályozására.....130
37. **Szabolcs Tóth, Indranuj Dey, Mojtaba Shirozhan, Sudipta Mondal, Balázs Kovalovszki, János Csontos, Prabhash P. Geeth, László Tóth, Tamás Somoskői, István Dóra, Dániel Abt, Subhendu Kahaly, Ádám Börzsönyi:** AZ ELI-ALPS SYLOS3 lézerrendszere és "on-target" mért paraméterei.....131
38. **Sándor Varró:** Anomalous nonlinear Compton scattering in the X-ray regime135
39. **Csaba Vass, Gyula Halasi, Nikolett Oláh, Péter Sándor, Gábor Ligeti, Péter Rácz, Judit Budai, Zsuzsanna Pápa, L. Tóth, Zsuzsanna Márton, F. Blödnorn, F. Simperl, A. Imani, P. Carpeggiani, Zoltán Filus, Tímea Grósz, C. Biswas, Balázs Major, Péter Jójárt, Imre Seres, Barnabás Gilicze, Zsolt Bengery, László Óvári, W. S. M. Werner, A. Bellissimo, Péter Dombi:** Ultrafast dynamics in real and momentum space disclosed by the nanoesca at ELI ALPS136
40. **Végh Panna, Molnár Bence, Ailer Pirooska, Bozóki Zoltán, Huszár Helga:** Hűtőközegek szivárgásának detektálására alkalmas fotoakusztikus műszer fejlesztése.....138
41. **Haritha Vijayakumar Sheela, Gábor Horváth, Miklós Füle:** Mozaikszerű optikai rácselektrendezés hatékonyságának modellezése142

1.

TUNING THE OPTOELECTRONIC AND PHOTOVOLTAIC PROPERTIES OF NATURAL CHLOROPHYLL DYE MOLECULES VIA SOLVENT INTERACTION: A COMPUTATIONAL INSIGHT

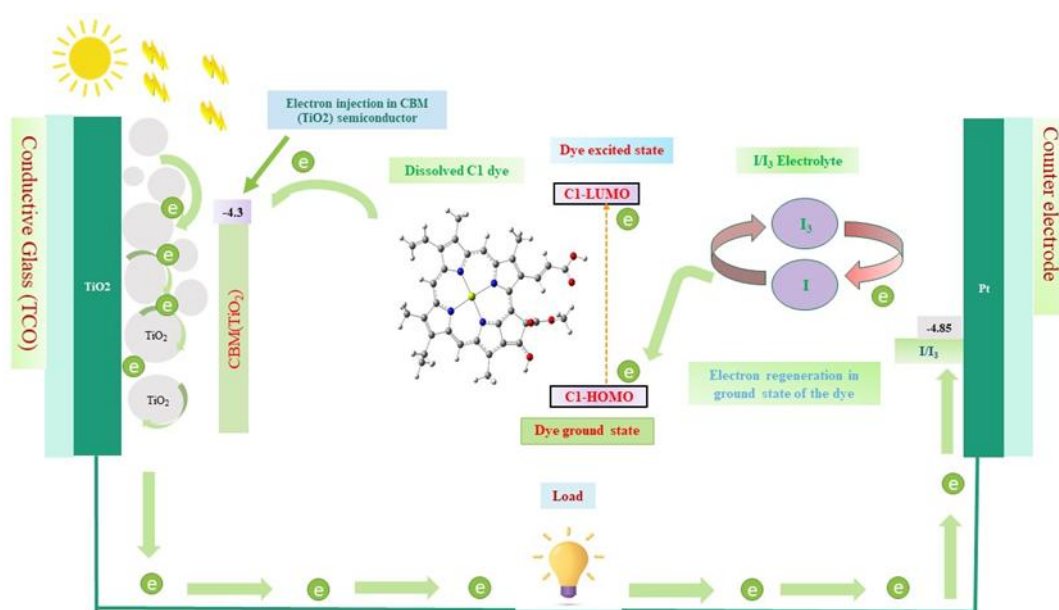
Mohammed A. Al-Seady^{1,2*}

¹University of Szeged, Physics Institute, Department of Theoretical Physics, Szeged

²University of Babylon, Environmental Research and Studies Center, Babylon, Iraq

Corresponding author: al-saadi.mohammed.ayad.mejbel@stud.u-szeged.hu

Graphical Abstract



Abstract

In the present study, the geometrical, electronic and optical properties of pure and dissolved chlorophyll (C1) natural organic dye were computed by density functional theory (DFT) and time dependent-density functional theory (TD-DFT). The solvents were water (H₂O), acetone (C₂H₆O), dichloromethane (CH₂Cl₂), chloroform (CH₃Cl) and dimethyl-sulfoxide (C₂H₆OS). The solar photovoltaic parameters such as light harvesting efficiency (LHE), oscillation strength (f), free energy of electron injection ($\Delta G^{Injection}$) and regeneration ($\Delta G^{regeneration}$) and open-circuit voltaic (V_{OC}) were investigated. The result showed that, the solvents have affected on the band gap energy of chlorophyll natural dye, and the light-harvesting efficiency of the dye was also improved. Free energy of electron injection was improved and observed the maximum value when dissolved the chlorophyll natural dye in the water and DMSO solvents, meanwhile the free energy of electron regeneration was enhanced. Furthermore, the results revealed the UV-Visible of dissolved chlorophyll natural organic dye shifted into the red region in the absorption spectra. Hence, the following study shows chlorophyll natural organic dye can be utilized like a sensitizer for dye sensitizer solar cells (DSSCs) applications.

Keywords: Chlorophyll dye, sensitizer for dye sensitizer solar cells, Free energy of electron injection and regeneration, Density function theory, Open voltaic circuits.

Introduction

Solar energy has the potential to be developed as a renewable energy source in the present time to replace fossil-based energy[1]. A new era of photovoltaic cells, formally called dye-sensitized solar cells (DSSCs) has attracted more attention as an alternative to silicon solar cells because of their low cost, flexibility, environmentally friendliness, and high efficiency in converting sunlight to energy[2]. The (DSSCs) are called the Gratzel cell respect to the researcher who developed the idea. DSSCs consist of a porous layer of wide band gap energy semiconductor, like titanium dioxide (TiO_2) coated with a natural dye that serves as a light sensitizer on the transparent conducting glass electrode, an electrolyte layer and counter electrode, generally coated by graphite and platinum[3, 4]. In DSSCs, natural dyestuff can be utilized as a dye sensitizer, which is produced from fruits, leaves, flowers, tree bark, roots, etc[5]. Natural dyestuffs have many advantages, widely available, simple to prepare, non-toxic, and biodegradable[6]. Natural pigments that can be adopted as dye sensitizers involve carotenoids, flavonoids, chlorophyll, and anthocyanin which can cheaply be achieved from plants[7]. Chlorophyll natural dye is commonly investigated as a sensitizer in the DSSCs[8].

1. Computational methods

The simulation investigation of relaxation and electronics of isolated and dissolved chlorophyll molecules at ground state were deduced by the density function theory (DFT) method. The exchange-correlation is the most essential tool for describing the electron property and charge transfer. We selected Beck's three parameters and Lee-Yang-Parr (B3LYP) functional to describe the exchange-correlation, at the level B3LYP/6-31G. The optical properties of the molecules under study like the maximum wavelength of absorption, oscillation strength, vertical excitation energy, and light harvesting efficiency, were carried out by time-dependent-density function theory (TD-DFT). In addition, the density of state for the molecular under investigation was computed by Gauss sum software 2.2 version. The high occupied molecular orbital (HOMO) and lower unoccupied molecular orbital (LUMO) useful to understanding the charge transfer between the conduction band of TiO_2 and the chlorophyll molecule is investigated, in the present study we will utilize five types of solvents are water (H_2O), chloromethane (CH_3Cl), dichloromethane (CH_2Cl_2), acetone ($\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$) and dimethylsulfoxide ($\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$) for chlorophyll natural dye.

2. Electronic properties

In the following part, DFT method utilized for calculate molecular orbitals energy levels and band gap energy for Chlorophyll (types C1) in the isolated and dissolved cases, in addition, evaluated the free energy of The important condition for continuous injection electron in the conduction band of TiO_2 semiconductor is all LUMOs levels population above the CBM(TiO_2) and HOMOs levels must be distribution below I^-/I_3^- . From the results, HOMO energy level locals below the redox potential of I/I_3 electrolyte, that's why C1 can generate electron at the ground state. In the same line, LUMO energy level of C1 molecule localizes below the CBM(TiO_2), so its ability to inject electrons from an excited state to the CBM(TiO_2) is insufficient. So that we want to improve the electron injection ability of C1 molecules by using polar chemical solvents, we select different solvents varies at dissolvable nature. Chemical solvents have a direct impact on the electronic properties of C1 molecules, so that we can easily observe the modification process. In addition, the photovoltaic properties related to C1 molecules will be enhanced. As a result, LUMO energy levels of C1 molecules improved and shift to higher energy range. Figure (1) illustrates the distribution of the molecular orbitals energy levels of isolated and dissolved chlorophyll around the CBM(TiO_2) and I^-/I_3^- measured in the electron volt unit (eV).

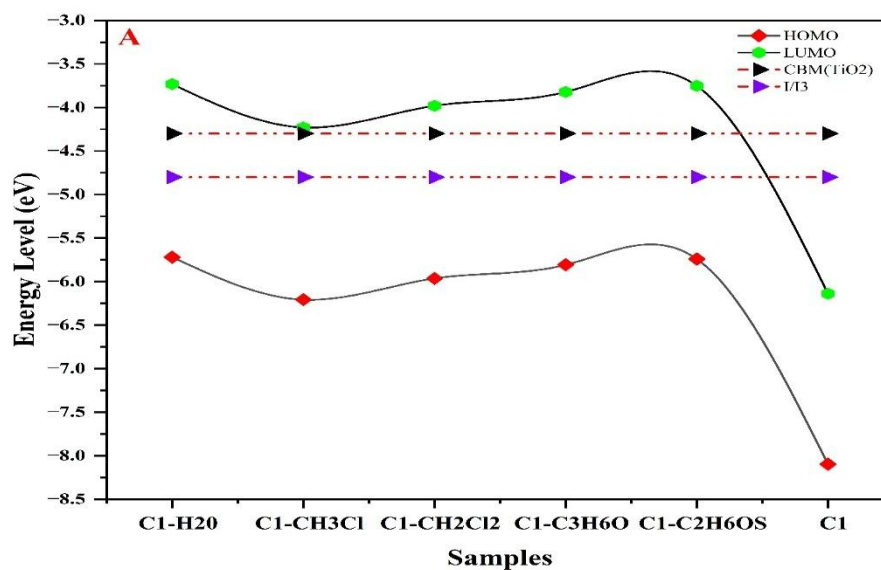


Figure 1. Visual the population of the molecular orbitals energy level for pure and dissolved chlorophyll dyes around the CBM(TiO₂) semiconductor and (I⁻/I₃⁻) electrolyte

3. Photovoltaic parameters

Based on molecular orbitals energy levels (HOMO and LUMO) conditions we can determine may any molecular system is acceptable for solar sensitizers of DSSCs. As a photonic devices or solar sensitizer in DSSCs applications, the HOMO/LUMO levels must satisfy the requirements of electrode and electrolyte for transporting electron from electrolyte to LUMO energy level of molecular system/natural dye (sensitizer). Furthermore, while electron injects from LUMO level into CBM(TiO₂) semiconductor materials, in another hand new electron regenerate into ground state (HOMO) level of molecular system, thus the ideal cycle of electron injection/regeneration occurs inside sensitizer. Most traditional parameters of photovoltaic properties are free energy of electron injection and regeneration, efficiency of conversion, filling factor and light harvesting efficiency.

In addition, The computed values of $\Delta G(\text{regeneration})$ is in negative range for both phases (isolated and dissolved phases). Results show that $\Delta G(\text{regeneration})$ shifts toward higher energy range, that's why the probability of regenerate electron into ground state increases. Finally, the high value of free energy of electron injection ($\Delta G_{\text{Injection}}$) and little value of ($\Delta G_{\text{regeneration}}$), will deduce faster charge transport between the chlorophyll dye and electrolyte[45, 47].

Firstly, we compute the free energy of electron injection and regeneration for C1 molecule into isolated and dissolved cases. The result indicated that isolated Chlorophyll dye has positive range of the $\Delta G_{\text{(injection)}}$, so the pure chlorophyll cannot inject the electron into CBM(TiO₂), in addition LUMO energy level locals below CBM(TiO₂) semiconductor materials. Due to free energy of electron injection is essential in the process of electron injection, that's why we dissolve C1 molecule into different types of chemical solvents. For all dissolved chlorophyll dyes, ΔG shifts into negative energy range due to the interaction between C1 molecule and solvent particles. As a results, it deduced that the dye excited state located above the CBM(TiO₂) and dissolved chlorophyll dye will normally inject the electron from the excited state of the dissolved chlorophyll to CBM(TiO₂).

Open voltaic circuit (Voc) is an important aspect to evaluate the efficiency of electron injection into CBM(TiO₂) semiconductor materials, furthermore, Voc property has direct relation with E_{LUMO} energy levels also affects the overall dye efficiency. The deduced value of the (Voc) for dissolved chlorophyll dye, ranged from 0.071 V to 0.547 V, these values are sufficient for ability efficient electron injection. However, we can deduct from equation (8) the lower value of Voc that is obtained due to the lower energy level of E_{LUMO}, so conclude from the above result the open voltaic circuit is

proportional directly with E_{LUMO} . Thus, the narrower band gap energy gives high ability of electron injection and open-voltaic circuits become more efficient.

FF and η parameters are considered an essential factor to determine the efficiency of the sensitizer device, we can evaluate these two properties according to 1 and 2 formulas. At isolated phase, the efficiency of C1 organic dyes is about 27.2 %, but because the electron injection process misses, so we use chemical solvents for improving electron injection then efficiency of C1 natural organic dye. As a result shown in table 3, the efficiency of C1 dye is improved especially when dissolved it into CH_2Cl_2 solvent, it is around 92.5% compared with another phases. The ordering of computed efficiency is following (from larger to lower) $C1-CH_2Cl_2 > C1 > C1-C_2H_6OS > C1-CH_3Cl > C1-H_2O > C1-C_3H_6O$. At analysis case, the η parameter depends on the J_{sc} , V_{oc} and FF (direct proportional case), as well as reversely with $P(Inc.)$. Thus, any increasing and decreasing on J_{sc} effects directly of efficiency of conversion, thus high value of J_{sc} gives acceptable efficiency of conversion. in the following study, we utilized J_{sc} value is around (15 mA/cm²).

Table 1, lists the computed values of photovoltaic parameter of the C1 natural organic dye into isolated and dissolved phase.

Table 1. Indicated the free energy of electron injection ($\Delta G_{Injection}$), free energy of electron regeneration ($\Delta G_{(Regen.)}$), open-voltaic circuit (V_{oc}), maximum wavelength of absorption (λ_{max}), excitation energy (E_{ox}^{dye*}) and oscillation strength (f).

Structure	$\Delta G_{Inj.}$ (eV)	$\Delta G_{Reg.}$ (eV)	V_{oc} (V)	$E_{(\lambda_{max})}$ (eV)	E_{ox}^{dye*} (eV)	f	FF	η (%)
C1	0.861	-3.299	1.839	2.938	5.161	0.441	1.508	27.7
C1-H ₂ O	-1.411	-0.919	0.569	2.831	2.888	0.495	0.407	2.3
C1- CH ₃ Cl	-0.936	-1.408	0.071	2.844	3.364	0.54	0.289	20.5
C1- CH ₂ Cl ₂	-1.174	-1.163	0.319	2.838	3.128	0.526	0.289	92.5
C1- C ₃ H ₆ O	-1.329	-1.008	0.478	2.838	2.971	0.502	0.355	1.70
C1- C ₂ H ₆ OS	-1.384	-0.940	0.547	2.825	2.919	0.519	0.394	21.5

5. Conclusions

The DFT and TD-DFT methods were selected to discuss the structural, electronic, optical and photovoltaic parameters for pure and dissolved chlorophyll natural dye. The geometrical calculation showed that, the solvents doesn't effect on the geometrical parameters such as bond lengths and angle lengths between the atoms in the chlorophyll natural dye. The solvents effected on the molecular orbitals energy of dissolved chlorophyll natural dye and shifted them to the higher energy levels, and it clearly observed in the density of state spectrum (DOS). In addition, the calculations of the ($\Delta G^{(Injection)}$) and ($\Delta G^{(Regeneration)}$) indicated a good oxidation and reduction potential energy. As a computed result, the chlorophyll dissolved in the H₂O and C₂H₆OS have a good photovoltaic parameters compared with another dissolved system. Furthermore, the theoretical results deduced that dissolve chlorophyll in the different solvents improved the photovoltaic parameters, and can used as a sensitizer in the DSSCs systems.

References

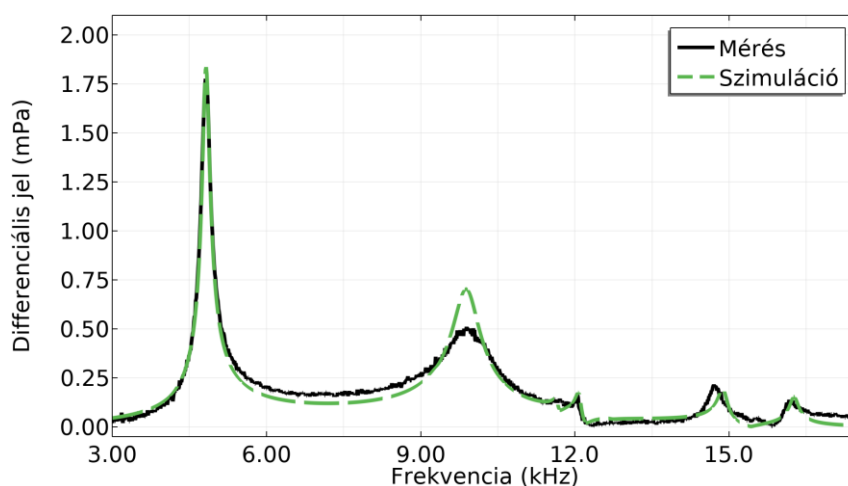
- [1] A. Shahsavari , M. Akbari, "Potential of solar energy in developing countries for reducing energy-related emissions," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 90, pp. 275-291, 2018.
- [2] W. S. Ebhota , T.-C. Jen, "Fossil fuels environmental challenges and the role of solar photovoltaic technology advances in fast tracking hybrid renewable energy system," *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing-Green Technology*, vol. 7, pp. 97-117, 2020.
- [3] J. E. Ikpesu , S. E. Iyuke , M. Daramola , A. O. Okewale, "Synthesis of improved dye-sensitized solar cell for renewable energy power generation," *Solar Energy*, vol. 206, pp. 918-934, 2020.
- [4] L. M. Peter, "The gratzel cell: where next?," *The Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 2, no. 15, pp. 1861-1867, 2011.
- [5] V. Kumar , S. K. Swami , A. Kumar , O. Ntwaeaborwa , V. Dutta , H. Swart, "Eu³⁺ doped down shifting TiO₂ layer for efficient dye-sensitized solar cells," *Journal of colloid and interface science*, vol. 484, pp. 24-32, 2016.
- [6] A. Omar , M. S. Ali , N. Abd Rahim, "Electron transport properties analysis of titanium dioxide dye-sensitized solar cells (TiO₂-DSSCs) based natural dyes using electrochemical impedance spectroscopy concept: A review," *Solar Energy*, vol. 207, pp. 1088-1121, 2020.
- [7] A. Agrawal , S. A. Siddiqui , A. Soni , G. D. Sharma, "Advancements, frontiers and analysis of metal oxide semiconductor, dye, electrolyte and counter electrode of dye sensitized solar cell," *Solar Energy*, vol. 233, pp. 378-407, 2022.
- [8] S. Shalini , S. Prasanna , T. K. Mallick , S. Senthilarasu, "Review on natural dye sensitized solar cells: Operation, materials and methods," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 51, pp. 1306-1325, 2015.

2.

A VÉGESELEMES MÓDSZER ALKALMAZÁSA A FOTOAKUSZTIKUS SPEKTROSKÓPIÁBAN

Csókási Áron¹, Dr. Bozóki Zoltán¹, Magashegyi István^{1,2,3}¹ Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged² Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Elméleti Fizikai Tanszék, Szeged³ HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest

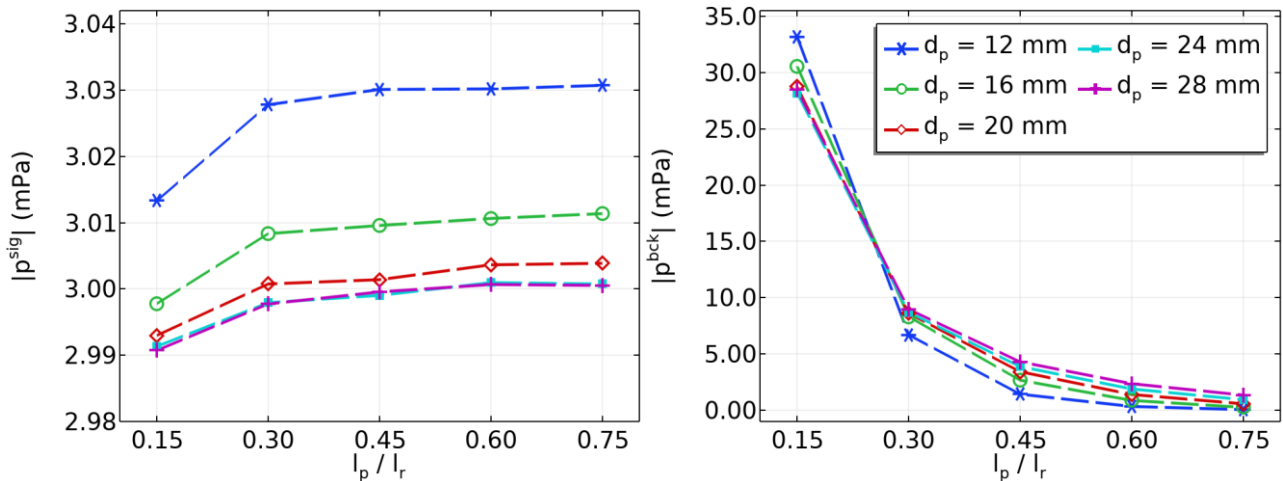
A fotoakusztikus spektroszkópia egy olyan módszer, amely az optikai abszorpció és az akusztikus jelenségek közötti kapcsolatot használja ki a ppm/ppb mennyiségű gázkoncentrációk kimutatására. Ennek oka, hogy a módszer rendkívül érzékeny, nem igényel optikai detektort és közvetlenül az abszorpcióból származó hangot méri. Az elmúlt évtizedekben számos területen – környezetfizika, orvosi diagnosztika, olaj- és földgázipar – vált megbízható mérési eljárássá. A jelenséget A. G. Bell fedezte fel 1880-ban és a kezdeti izgalmas kísérletek után az effektus nem örvendett nagy érdeklődésnek, mivel fényforrásnak alapvetően a Nap, detektornak pedig csak az emberi fül állt rendelkezésre. Az előző évszázad második felében megjelenő modern lézertechnika és a jelfeldolgozás fejlődésével a fotoakusztikus rendszerek érzékenysége és szelektivitása jelentősen nőtt, azonban a pontos mérés továbbra is nagymértékben függ a fotoakusztikus kamra geometriai és akusztikai tulajdonságaitól. Párhuzamosan ezzel a folyamattal a végeselem-módszer (VEM) és az ehhez kapcsolódó numerikus eszközök is rohamos fejlődésen mentek keresztül, ezzel lehetővé téve az összetett fizikai rendszerek részletes vizsgálatát és ezen fizikai rendszerek optimalizálását már a tervezési fázisban. A bemutatni kívánt munka fő célja egy ún. differenciális, longitudinális fotoakusztikus kamra modellezése és geometriai optimalizálása végeselemes módszer segítségével. Az optimalizálás célja a kamra jel-háttérzaj viszonyának növelése a geometria kis mértékű változtatásával.



1. ábra: A mért és a szimulált rezonanciagörbe 3 kHz-től 17,5 kHz-ig.

A kutatás során a Szegedi Tudományegyetem Fotoakusztikus Kutatócsoportja által kifejlesztett fotoakusztikus mérőberendezéssel mértük a fotoakusztikus kamra rezonanciagörbét 3 – 17,5 kHz tartományban. A kimért rezonanciacsúcsok fizikai hátterét derítettük fel a végeselem-módszer segítségével. A méréshez használt és modellezni kívánt kamratípus két hengeres rezonátort tartalmaz, amelyek a végükön egy-egy puffertérfogattal vannak összekötve. A rezonátorok első longitudinális módusa gerjeszthető a legnagyobb hatékonysággal. A numerikus modellezés a COMSOL Multiphysics és a Spyder szoftverek segítségével valósultak meg. A végeselem-módszer lényege, hogy a fizikai problémát minden esetben egy matematikai problémává kell alakítani, ami (parciális) differenciálegyenletekhez vezet. A differenciálegyenletek numerikus megoldását egy ún. végeselem

diszkretizáció (hálózás) előzi meg. Ez azt jelenti, hogy a vizsgált geometriát véges számú, egymáshoz csomópontokban kapcsolódó elemekre bontjuk fel, ezek a hálóelemek. A differenciálegyenletek numerikus megoldása során a hálóelemek csomópontjaiban kapjuk meg a keresett függvény(ek) értékeit, ezután a módszer ezekből az értékekből interpolációval adja meg a teljes geometria bármely pontjában a keresett függvény(ek) értékeit. Mivel numerikus módszerről van szó, ezért igényli a konvergencia vizsgálatát is. Korábban már mások is foglalkoztak fotoakusztikus rendszerek VEM szimulációjával és pontos egyezést mutattak a szimulációs eredményeik a mérésekkel [1, 2, 3].



2. ábra: A fotoakusztikus jel (balra) és a háttérzaj (jobbra) amplitúdójának változása különböző puffertérfogat esetén. A d_p paraméter a puffér átmérője az l_p/l_r pedig a puffér és rezonátor hosszának aránya.

A mérés után a szimulációs térben készítettük el a modellt, ami megadja a vizsgált kamra válaszát az adott modulációs frekvenciatartományra. Az eredmények alapján a numerikus modell jó egyezést mutat a rezonanciagörbe tendenciájában és jelszintjeiben a mért eredményekkel, a mérés verifikálja a modell érvényességét (1. ábra). A verifikálás után egy lehetséges módszert dolgoztunk ki a háttérzaj szimulálására, amely segítségével egy, a kamrára jellemző mennyiséget lehet definiálni: jel–háttérzaj arány (signal-to-background ratio, SBR). A háttérzaj ebben az esetben a lézer-ablak kölcsönhatás által generált akusztikus hang. Ez két fő mechanizmuson keresztül lép fel: vagy fényszórás útján történik, amikor a fotonok impulzusa átadódik az ablak felületének, ami mechanikai rezgéseket okoz, amelyek nyomáshullámokat generálnak; vagy az ablak felületének fényelnyelés útján történő felmelegedése révén, ami további fotoakusztikus forrást eredményez [3]. Az említett mechanizmusok közül csak a másodikat vettük figyelembe, így kettő hőforrást definiáltunk: egy, ami a gázminta melegítéséhez tartozik, a másik az ablak felmelegedéséhez tartozó. Ezen optimalizálás alatt a geometriát egyszerűbbnek rajzoltuk meg és szimmetriasíkokat is alkalmaztunk, ezzel csökkentve a számítási időt. A jel–háttérzaj viszony maximalizálásához használt szimuláció során a puffertérfogat átmérője és hossza változott. Az SBR számításához mindkét hőforrás fotoakusztikus hangkeltése esetén megadtuk a differenciális jelet az adott frekvenciatartományban. Az így kapott jeleket egy Cauchy–Lorentz-eloszlást követő függvénnyel illesztettük, majd az illesztett függvények amplitúdóinak hányadosaival adtuk meg az adott SBR értéket. Az eredmények alapján elmondható, hogy a fotoakusztikus jel (a mérendő gázkomponens lézergörjesztése esetén detektálható jel) amplitúdója alig változik (2. ábra balra) a puffér méreteinek módosításával, ugyanakkor a háttérzaj (az ablak felmelegedése által generált akusztikus jel) érzékenyen reagál (2. ábra jobbra) ezekre a változtatásokra: a pufférhossz növelésével olyan geometria konstruálható, amely esetén a két rezonátorban lévő nyomás azonos fázisban van, ezáltal a differenciális mérés hatásosan kioltja a háttérzajt. A végelelem-módszer segítségével olyan geometriai konfigurációt is meg lehet határozni, amely esetén a fotoakusztikus kamra jel–háttérzaj aránya a harmincszorosára növelhető.

Felhasznált irodalom

- [1] V. Zeninari et al., Photoacoustic Detection of Methane in Large Concentrations with a Helmholtz Sensor: Simulation and Experimentation. (*Int J Thermophys* **37**, 7, 2016).
- [2] B. Parvitte et al., Quantitative simulation of Photoacoustic signals using finite element modelling software. (*Appl. Phys. B* **111**, 383-389, 2013).
- [3] M. Cotterell et al., Optimizing the performance of aerosol photoacoustic cells using a finite element model. Part 1: Method validation and application to single-resonator multipass cells. (*Aerosol Science and Technology*, 53(10), 1107–1127., 2019).

3.

QUANTITATIVE THIABENDAZOLE DETECTION IN REAL SAMPLES VIA FILTER-BASED SERS SUBSTRATES

Maher Darwish¹, Viktória Horváth¹, Judit Kopniczky¹, Zsolt Geretovszky¹, Attila Kohut¹

¹University of Szeged, Physics Institute, Department of Optics and Quantum Electronics, Szeged

Introduction

Food safety regulations are increasingly important due to growing consumer awareness of chemical contaminants in agricultural products [1]. Thiabendazole (TBZ), a common benzimidazole fungicide, is frequently found in agricultural products and poses health concerns due to its persistence and potential toxicity [2]. Regulatory bodies like the US-EPA and EFSA have set maximum residue limits (MRLs) for TBZ in various food products, highlighting the need for sensitive, reliable, and cost-effective detection methods. Traditional chromatographic methods (HPLC, GC-MS) for TBZ detection offer high sensitivity but are limited by complex sample preparation and instrumentation, making them unsuitable for on-site monitoring. Surface-Enhanced Raman Spectroscopy (SERS) has emerged as a promising alternative for trace chemical detection, including pesticides like TBZ. SERS leverages the electromagnetic field enhancement from metallic nanoparticles, leading to high sensitivity, even single-molecule detection. The performance of SERS relies heavily on the substrate used, with flexible substrates like paper-based ones gaining interest due to their portability, cost-effectiveness, and biodegradability [3, 4]. Spark ablation is an environmentally friendly and cost-effective physical method for synthesizing metal nanoparticles with controlled size and composition, offering an advantageous alternative to traditional chemical synthesis. This research aims to develop a simple and efficient label-free AuNPs@Filter SERS substrate, fabricated by depositing spark ablation-generated nanoparticles onto paper filters, for sensitive and quantitative TBZ detection. The focus is on high sensitivity, minimal data processing, and direct analysis of real juice samples without pre-treatment, offering a rapid, reliable, and eco-friendly solution for agricultural contaminant detection.

Experimental

Nanoparticle generation and substrate fabrication

Gold nanoparticles (Au NPs) were fabricated using a spark discharge nanoparticle generator, as previously described and shown in Figure 1 [5]. Gold electrodes (99.9% purity) were sparked at 900 V and 2000 Hz in an argon atmosphere (10 L.min⁻¹). The aerosol containing nanoparticles was then passed through a tube furnace (800 °C) for compaction. SERS substrates were prepared by collecting the nanoparticles on Whatman paper filters (1001-047) for 7 minutes. The loaded filters were cut into 4 × 4 mm squares for SERS measurements.

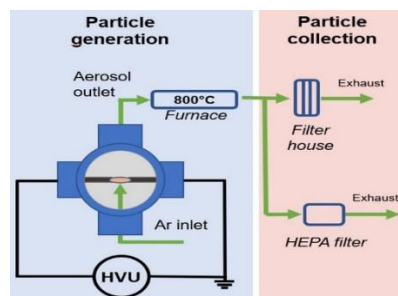


Figure 1. Schematic representation of the setup used for the SERS substrate fabrication.

Preparation of TBZ standard and real samples

TBZ standard solutions (0.1 to 100 ppm) were prepared in methanol. For real-world assessment, TBZ was directly spiked into commercial apple juice to match standard concentrations. For the SERS analysis, 3 μL aliquots of each solution were applied to the AuNPs@filter substrates and dried at ambient temperature.

SERS measurements and data processing

SERS spectra were acquired using an Ocean Optics QE65000 Raman Spectrometer at 15 mW laser power for 120 s. A fiber-optic Raman probe (AvaRaman-PRB-785) with a 7.5 mm working distance was used. Raw SERS spectra underwent a three-step preprocessing protocol using SpectraGryph 1.2: spectral averaging (from eight locations), noise reduction (Savitzky-Golay filter), and baseline correction (adaptive approach). OriginPro software was used to assess multiple fitting models (linear, single logarithmic, double-logarithmic) to determine the relationship between Raman intensity and TBZ concentration, evaluating efficacy using R^2 values and residual analysis.

Results and Discussion

Morphology and absorbance analysis of the AuNPs@filter substrates

SEM micrographs (Figure 2) show a three-dimensional fibrous cellulose filter with gold particles predominantly deposited between fibers (Figure 2A, B). Higher magnification (Figure 2C) reveals spherical nanoparticles, 20–50 nm in size, consistent with gas-phase measurements. The gold nanoparticles are distributed throughout the filter surface, interacting with cellulose fibers via physical adsorption and mechanical entrapment, enhanced by hydroxyl groups [6]. The distribution and particle size, while not entirely uniform, are largely consistent, optimizing surface area and active sites while preserving filter morphology.

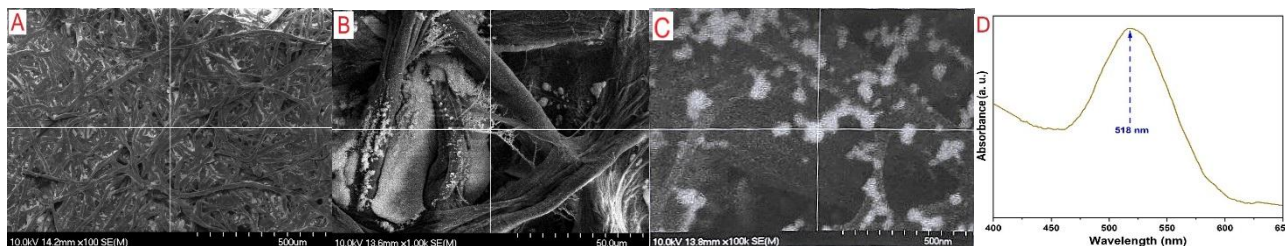


Figure 2. (a–c) SEM images of the AuNPs@filter substrate at increasing magnifications, showing gold nanoparticles distributed among cellulose fibers, and (d) UV–Vis absorption spectrum of the AuNPs@filter substrate.

The UV-Vis absorption spectrum (Figure 2D) shows a distinct LSPR peak at 518 nm (FWHM ~ 67 nm), characteristic of small, spherical gold nanoparticles. The LSPR spectrum suggests minimal aggregation effects, resembling single spherical gold nanoparticles.

Detection of TBZ by the AuNPs@filter substrates

SERS spectra of TBZ were obtained using the AuNPs@filter substrates (Figure 3). Prominent TBZ peaks were observed at 776, 983, 1008, 1275, 1452, and 1573 cm^{-1} . Spectral shifts and intensity alterations in methanol solutions suggest chemisorption of TBZ on gold nanoparticles, likely via heterocyclic nitrogen and/or sulfur atoms. A perpendicular orientation of TBZ on the Au surface is suggested for optimal SERS enhancement, consistent with prior studies.

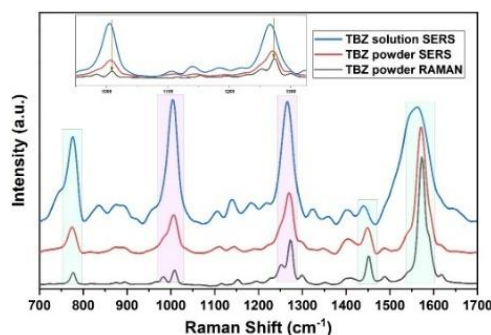


Figure 3. SERS spectrum of TBZ in methanol (blue) and as a solid (red) on the AuNPs@filter substrate, and reference Raman spectrum of the solid TBZ (gray).

Quantitative TBZ detection

The 1004 cm^{-1} peak, showing the greatest intensity and lowest detection limit, was used for calibration. A nonlinear logarithmic model ($I_{\text{SERS}} = \text{bln}(C_{\text{TBZ}} - a)$) provided the optimal fit ($R^2=0.981$) compared to linearized models ($R^2=0.974$) (Figure 4A, B). Residual analysis (Figure 4C, D) confirmed the nonlinear model's superior fit with a more random and uniformly distributed pattern. The nonlinear model consistently provided more accurate predictions of TBZ concentrations compared to the linearized model.

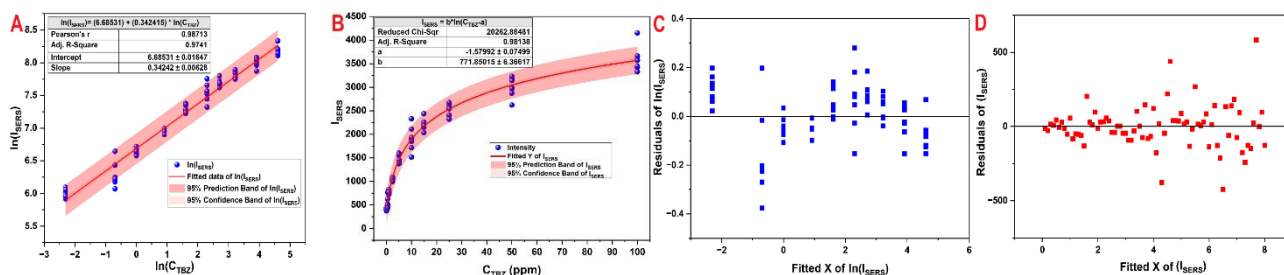


Figure 4. (A) Double-ln calibration plot in methanol showing linearized fit, (B) nonlinear logarithmic model fit, and residuals plot for (C) linearized and (D) nonlinear models.

Validation of the AuNPs@filter-based SERS method for TBZ detection

Method validation followed ICH Q2(R2) guidelines [7]. Precision (repeatability and intermediate precision) was assessed using a 10 ppm TBZ solution. Intra-day precision (10 random sites) showed an RSD% of 10.06%, indicating high consistency. Inter-day precision (separate filter batches) yielded an RSD of 2.34%, demonstrating method stability and reproducibility over time. Accuracy was evaluated via standard addition at three concentration levels, with recovery rates ranging from 88.8% to 108.9% (RSD 7.5-10.4%), confirming reliability. Selectivity was tested against thiram, a common interferent. Figure 5A shows that thiram did not significantly disrupt the TBZ signal, with key TBZ peaks remaining identifiable. Recovery rates for TBZ in mixture with thiram were 94.68% (RSD 13.08%), comparable to TBZ alone, confirming high specificity. Robustness was assessed by varying laser power (± 1.5 mW), showing a slight effect (RSD 3.54%, recoveries 87.4-104.9%), indicating method robustness. The practical LOD was 0.1 ppm, confirmed by an SNR $> 10:1$, which is 20-50 times more sensitive than regulatory MRLs. The results are detailed in table 2.

Table 1. Validation results.

Test	Sample	Real (ppm)	Found (ppm)	Recovery (%)	Average intensity at 1004 cm^{-1}	RSD % of individual measurement	RSD % of inter/intra-day
Intra-day precision	10 random sites	10	10.26	102.6	1908.1 $\pm$ 188.2	10.06	10.06
Inter-day precision	batch 1	10	8.98	89.8	1819.6 $\pm$ 115.5	6.35	2.34
	batch 2	10	10.21	102.1	1904.8 $\pm$ 115.9	6.09	
	batch 3	10	9.84	98.4	1879.8 $\pm$ 88.9	4.72	
Robustness	13.5	10	8.97	89.7	1819		3.54
	15	10	8.74	87.4	1802		
	16.5	10	10.49	104.9	1923		

The method's practical usability was confirmed by analyzing TBZ in commercial apple juice. SERS spectra (Figure 5B) showed characteristic TBZ peaks, with a slight intensity decrease (73-84%) compared to methanol solutions, likely due to matrix effects. Calibration plots showed strong correlation for both linearized and nonlinear fits. The nonlinear logarithmic model again provided greater predictive accuracy, supported by higher R^2 values, decreased standard deviation, and lower RSD%. Residual analysis further validated the nonlinear model's superior fit. The practical LOD of 0.1 ppm was reliably detected in untreated apple juice, demonstrating method robustness against matrix interferences and suitability for regulatory compliance without sample pretreatment.

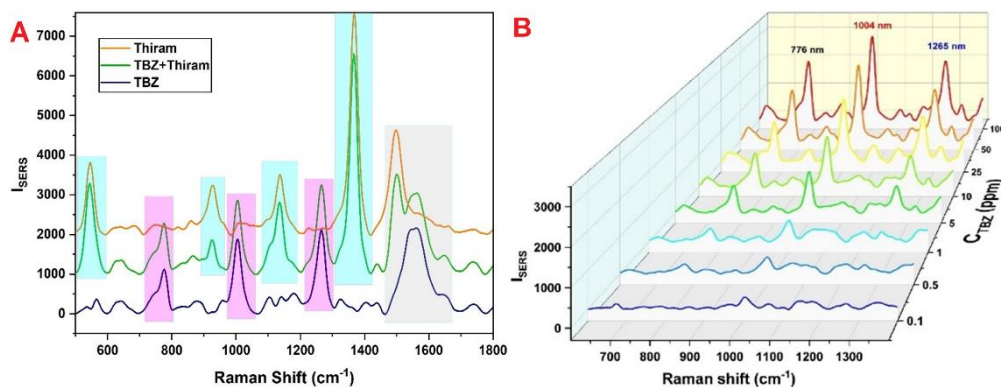


Figure 5. (A) Selectivity test: SERS spectra of TBZ (10 ppm), Thiram (10 ppm), and their mixture, (B) SERS spectra of TBZ in apple juice (0.1–100 ppm) and data fitting.

Conclusion

In summary, spark-ablation-deposited AuNPs@filter SERS substrates demonstrated efficacy as straightforward yet potent sensors for quantitative TBZ analysis. Utilizing a nonlinear-logarithmic fitting approach to construct calibration curves enabled the identification of TBZ in concentrations as minute as 0.1 ppm within both methanol and raw apple juice. This method demonstrated a strong correlation, evidenced by an R^2 value nearing 0.98. Importantly, juice samples were directly analyzed without extraction or enrichment. This demonstrates the method strength against matrix interferences.

References

- [1] O.A. Galagarza, J.C. Luque-García, G. Castro-Gutiérrez, D. Huamán-Rivera, J.F. Quiróz-Valverde, and R. Krska, *Foods* **10**, 1461 (2021).
- [2] J. Yang, F. Liu, W. Zhang, Y. Wang, and J. Wang, *Food Anal. Methods* **8**, 507 (2015).

- [3] Z. Li, X. Huang, and G. Lu, *J. Mater. Chem. C* **8**, 3956 (2020).
- [4] R. Zhang, Y. Lai, and J. Zhan, *Nanomaterials* **11**, 672 (2021).
- [5] L.P. Villy, E. Popovici, M. Nasilowski, A. Anceau, A. Crisci, B. Chaudret, and D. Vrel, *Sci. Rep.* **12**, 18560 (2022).
- [6] X. Jin, M. Yu, L. Zhang, and D. Yang, *Spectrochim. Acta A Mol. Biomol. Spectrosc.* **334**, 125881 (2025).
- [7] International Council for Harmonisation (ICH), *ICH Q2(R2) Guideline on Validation of Analytical Procedures* (ICH, Geneva, 2024).

Acknowledgments

We are grateful for the funding provided by the National Research, Development and Innovation Fund under the 2022-2.1.1-NL Creation of National Laboratories, Complex Development funding scheme (project 2022-2.1.1-NL-2022-00012).

4.

A SYLOS2A LÉZERRENDSZER ÉS A VÁKUUM SZEREPE A HULLÁMFRONT STABILIZÁLÁSÁBAN

Dóra István¹, Csontos János¹, Tóth Szabolcs¹, Tóth László Tamás¹, Somoskői Tamás¹, Prabhass Prassannan Geetha¹, Abt Dániel Jenő¹, Kovalovszki Balázs¹, Divéki Zsolt¹, Nagyillés Balázs¹, Farkas Balázs¹, Körmöczy Andor¹, Börzsönyi Ádám¹

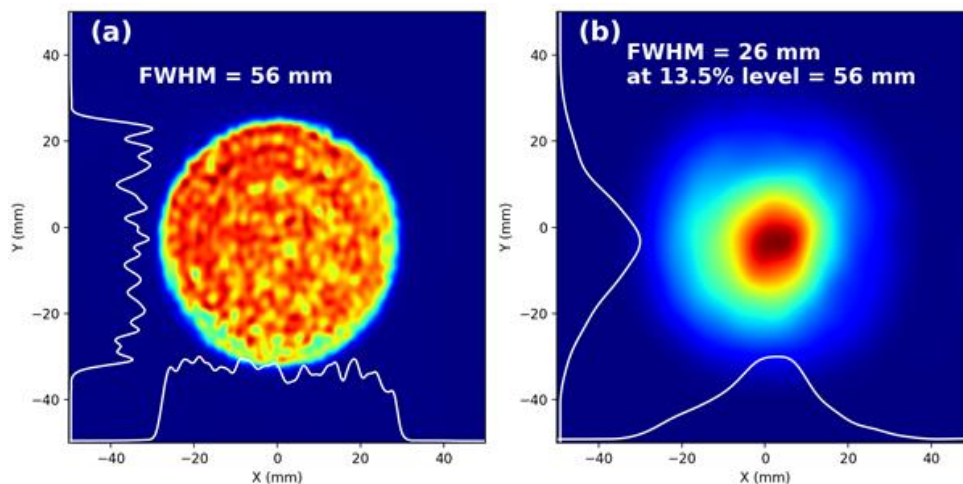
¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

A lézerrendszer főbb paraméterei

A SYLOS2A hat másodlagos forrást képes kiszolgálni a szegedi ELI ALPS-ban, ezáltal az intézet egyik kulcsfontosságú lézerrendszere. [1,2] A litván Light Conversion és EKPLSA cégek által fejlesztett egyciklusú lézer 1 kHz-es ismétlési frekvenciával képes <7 fs-os impulzusokat biztosítani, több, mint 3,75 TW-os csúcsteljesítménnyel és 845 nm-es központi hullámhosszal, 200-250 mrad alatti CEP stabilitással. A kimeneti spektrum átlagos sávszélessége 720 nm–1180 nm, mely szűkíthető a kimeneti energia rovására. (1. táblázat)

Az NOPCPA éppen aktuális beállításai miatt jelenleg 12 fs-os impulzushossz érhető el, de az erősítőfokozatok újra konfigurálásával a fentebbi <7 fs-os impulzushossz is visszaállítható. Az impulzushossz változtatását a sávszélesség, és így a transzformlimitált impulzushossz változtatás mellett negatív csörp hozzáadásával is el tudjuk érni, ami segítségével az impulzusok 200 fs-ig nyújthatók, a sávszélesség megtartása mellett. (1. táblázat)

A SYLOS2A lézerrendszer kimeneti nyalábprofilja szuper-Gauss (top-hat), melynek átmérője 56 mm (FWHM), amit az 1 a) ábra szemléltet. Igény esetén térszűrés alkalmazásával közel Gauss eloszlású nyaláb is biztosítható a felhasználók számára 26 mm-es (FWHM) kimeneti nyalábátmérővel. (1. b) ábra) Természetesen a térszűrés transzmissziójából fakadóan a maximális impulzusenergia, és így a csúcshintenzitás csökkenése mellett. (1. táblázat)



1. ábra: SYLOS2A szuper-Gauss és közel Gauss eloszlású kimeneti nyalábprofiljai, Forrás: ELI User Portal

A felhasználói- és kísérleti igényeknek megfelelően ezek a nyalábátmérő adatok változhatnak más teleszkóp alkalmazásával vagy a deformálható tükör beállításainak módosításával.

Az 1 kHz-es ismétlési frekvencia csökkenthető. Leggyakrabban használt alacsonyabb ismétlési frekvenciák: 10 Hz és 100 Hz. Igény szerint minden olyan ismétlési frekvencia alkalmazható, mely 1000-nek osztható.

Kimeneti paraméterek	
Csúcsteljesítmény	>3,75 TW
	>2,75 TW
Impulzusenergia	40 mJ
	30 mJ
Kimeneti nyalábprofil	szuper-Gauss
	Gauss
Impulzushossz	<7 fs
Ismétlési frekvencia	1 kHz
CEP stabilitás	<200-250 mrad
Központi hullámhossz	845 nm
Nyalábátmérő (FWHM)	56 mm
	26 mm

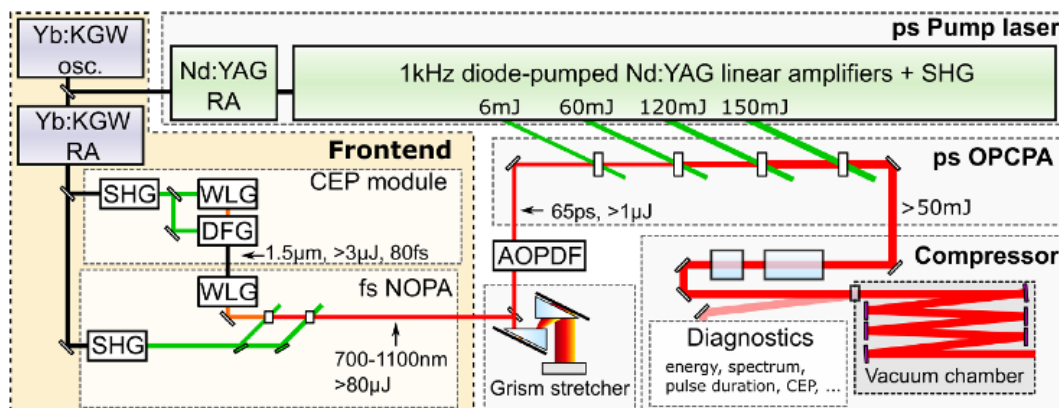
1. táblázat: SYLOS2A lézerrendszer főbb kimeneti paraméterei, Forrás: SYLOS Group, ELI User Portal

A lézerrendszer részei

A lézer kezdőpontja a szélessávú móduscsatolt oszcillátor (Yb:KGW), ami az optikai szinkronizáció révén magimpulzust szolgáltat a femtoszekundumos NOPA (Light Conversion) és a pikoszekundumos pumpalézer (EKSPLA) Nd:YAG-alapú regeneratív erősítőinek. (2. ábra)

A rendszer frontendjét a Pharos és Orpheus (fs-NOPA) alkotják, melyek feladata a CEP-stabil, szélessávú magimpulzusok előállítása. A rendszer részét képezi a pumpa nyalábok előállítása a femtoszekundumos NOPA részére másodharmonikus generálás (SHG) segítségével. Ez mellett a fő részét a fehérfény- (WLG), valamint a különbségfrekvencia keltés (DFG) adja az erősítendő, szélessávú, passzív CEP stabilizált jel előállítása érdekében, amit BBO kristályok alkalmazásával erősítünk >80 μ J-os energiaszintre. (2. ábra)

Az Yb:KGW oszcillátor magimpulzusai spektrális szűrést, valamint erősítést követően jutnak el a pikoszekundumos pumpalézer Nd:YAG-alapú regeneratív erősítőjébe. Ezt követően a nyaláb három egyenlő részre osztva halad további diódapumpált Nd:YAG erősítőkbe és másodharmonikus keltést követően négy darab 532 nm hullámhosszú nyalábként távoznak a pikoszekundumos OPCPA erősítők felé. (2. ábra)



2. ábra: A SYLOS2A lézer sematikus rajza, Forrás: ELI User Portal

A szélessávú magimpulzusok erősítése négy fokozatban történik, miután azok egy nyújtón (grism stretcher), valamint programozható akusztó-optikai diszperzív szűrőn (AOPDF; Dazzler - Fastlite) haladtak keresztül. Mindegyik fokozat egy-egy ékes kristályt (BBO) tartalmaz a szögdiszperzió kompenzálása céljából. Az ékeségnek köszönhetően a hátoldali reflexiókat a relatíve hosszú pumpaimpulzusok nem fogják erősíteni. (2. ábra)

A négy fokozatot követően nyaláb egy teleszkóp segítségével távol a back-end irányába, ahol SF57 és fused silica üveg tömbökön áthaladva prekompresszálódik, amely után egy deformálható tükörön

(Imagine Optic) reflektálódva a nyalábtovábbító rendszerbe jut, ahol az impulzusok vákuum környezetben jutnak el a célterülethez. A back-end utolsó eleme egy ékpár, amelyen reflektálódó nyaláb a diagnosztikai ágba jut, ahol a többek között a deformálható tükrökhöz tartozó szenzor (HASO, Imagine Optic) segítségével történik a hullámfront korrigálása. Ezen felül a nyalábstabilizációhoz tartozó tükrök is a back-end fontos elemei, melyekhez tartozó kamerák pedig szintén a fentebb említett diagnosztikai ágban találhatóak. (2. ábra)

A kimeneti impulzusok további kompresszálása már vákuumkamrában történik pozitív csőrp hozzáadásával, amit négy pár csőrpölt tükrő biztosít. Ezek a kompresszorok minden egyes nyalábvonal elején helyezkednek el.

Nyalábtranszport és a másodlagos források, nyalábvonalak

A SYLOS2A lézernyaláb célterületei közül attoszekundumos impulzusok, valamint lézer-gyorsított részecskék (elektron, proton, deuteron, neutron) generálása történik. Ezek a célterületek, illetve a nyalábvonalak: GHG SYLOS Long és SYLOS Compact, SHHG-SYLOS, eSYLOS és LEIA. Ezeken felül a nyaláb egy gyengített része, az úgynevezett 1 mJ-os nyalábvonal szolgált már kémiai reakciók kontrollálására korábban és történtek már biológiai kísérletek is ezen a vonalon.

A prekompresszálást, valamint a hullámfront-korrigálást követően a nyaláb terjesztése vákuumkamrákban történik, mivel a lézerlabor és a célterületek között akár 40-50 méteres távolság is előfordulhat. Ehhez kapcsolódik egy komplex nyalábtranszport-rendszer, melyben tükrök és eltolók segítségével a nyalábut gyorsan megváltoztatható az adott célterület irányába. Egyes nyalábvonalak esetén a polarizáció elfordítására is van mód, ha az adott célterületen nem ideális a lézer eredeti s-polarizációja.

Hullámfront stabilitása

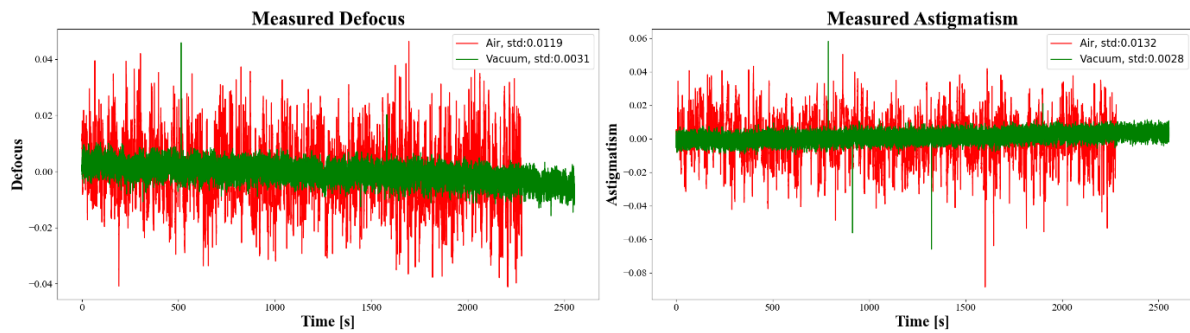
Noha a lézerrendszer zárt dobozokban található, a tapasztalatok azt mutatják, hogy a nagy átlagteljesítmény következtében a fedelek alatt található legkisebb légmozgás is a hullámfront torzulását eredményezi. Ez a kismértékű instabilitás a nyalábtovábbító rendszerben megtett akár 50-60 méteres távolságot követően kritikus lehet.

A fentebb említett nagy távolságok miatt is kiemelten fontos, hogy a lézeroldalon biztosított hullámfront megfelelően stabil legyen és a célterületeken lehetőleg csak a nyalábtranszportban lévő optikákból fakadó hullámfront torzulást kelljen korrigálni az ott található adaptív optikák segítségével. Azokban az esetekben pedig még nagyobb szerepe van stabilitás biztosításának, amikor a hullámfront korrigálása a lézeroldali deformálható tükrökkel történik az adott célterületre, mert példának okáért az adott nyalábvonal nem rendelkezik saját adaptív optikával (eSYLOS, MTA0-posztkompresszió).

Az elmúlt években több változtatás is történt a SYLOS2A back-endjében annak érdekében, hogy az esetleges légmozgás, turbulencia további redukálásra kerüljenek. Ilyenek voltak a melegező elemek hűtése, elszeparálása. Ahol lehetséges volt a nyaláb burkolása, optikai elemek áthelyezése, ezáltal a back-end kompaktabbá tétele. A továbbra is jelenlévő hőkülönbségekből fakadó turbulencia mértékének bizonyos szint alá való csökkentését levegőn nem lehetett kivitelezni.

A nemrég elvégzett kísérletünk célja az volt, hogy feltérképezzük, vajon sikerül-e nagymértékű javulást elérni a hullámfront stabilitásában, ha az OPCPA fokozatok utáni optikai elemek – teleszkóp, prekompresszor üvegtömbjei, deformálható tükrő, nyalábirány-stabilizáló tükrök – nem levegőn, hanem vákuumban továbbítják a nyalábot a célterület felé.

A kísérletben részt vevő célterület a SYLOS Long nyalábvonal és az LTA-1 labor volt. A hullámfront paraméterei itt kerültek monitorozásra és rögzítésre. A mérési eredmények (3. ábra) azt mutatják, hogy a defókus és asztigmia értékek minőségi javulásában és stabilitásában egy nagyságrend a különbség a vákuumnak köszönhetően.



3. ábra: A mért defókusz és 0° -os asztigmatia levegőben (piros) és vákuumban (zöld), Forrás: SYLOS Group

A magasabb rendű Zernike polinomok esetén is látható javulást – megközelítően kétszeres – mutattak a mérési eredmények a stabilitást illetően.

Az eredmények alapján kijelenthető, hogy kis mértékű hőkülönbség és az ebből fakadó légmozgás nagy mértékű befolyásoló tényezővel bír a hullámfront stabilitását illetően és ezen negatív hatás vákuum alkalmazásával nagymértékben redukálható.

Felhasznált irodalom

- [1] R. Budriunas et al., “53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate”, Opt. Express 25(5), 5797-5806 (2017)
- [2] S. Toth et al., “SYLOS lasers – the frontier of few-cycle, multi-TW, kHz lasers for ultrafast applications at extreme light infrastructure attosecond light pulse source”, J. Phys. Photonics 2 045003 (2020)

5. A FOTONOK SZEREPE A MAGASRENDŰ FELHARMONIKUSOK KELTÉSE SORÁN

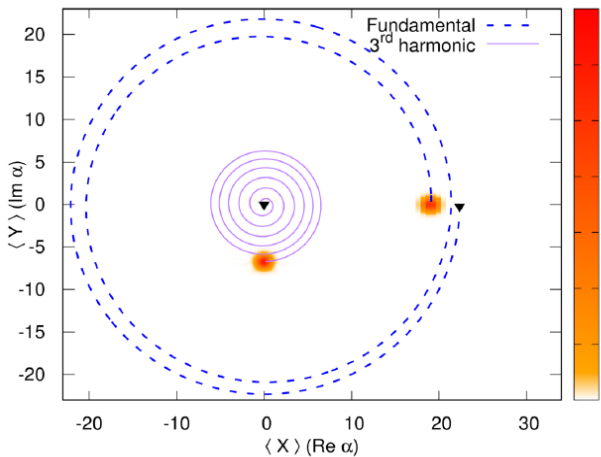
Földi Péter^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Elméleti Fizikai Tanszék, Szeged

²ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

Ma már a világ vezető lézerlaboratóriumaiban, így a szegedi ELI-ALPS-ban is, rutinszerűen állíthatók elő olyan lézerimpulzusok, amelyek csúcsterőssége nagyobb, mint amit az atomi elektronok számára a mag vonzása jelent. Ebben az erősteres tartományban az egyik legfontosabb jelenség a magasrendű felharmonikusok keltése (high-order harmonic generation: HHG). Ez a folyamat – amellet, hogy a nemlineáris fény-anyag kölcsönhatás alapvető részletibe nyújt betekintést – központi szerepet játszik az attoszekundumos impulzusok előállításában is.

Hagyományosan a HHG jelenségének elméleti leírása a félklasszikus megközelítésen alapul, azaz azon feltételezésen, hogy a gerjesztő sugárzást klasszikus, időfüggő térként lehet kezelni [1,2]. Ennek a fő oka az, hogy az erős lézerterek nagyon sok (impulzusonként akár 10^{15}) foton együttes hatásából épülnek fel, így egy-egy foton elnyelődése vagy kibocsátása arányaiban kis hatással bír. Ezzel szemben a felharmonikusok (amelyek központi frekvenciája egész számú többszöröse a gerjesztésének) már több nagyságrenddel gyengébbek, így kvantált, azaz fotonképet alkalmazó leírásuk elvi jelentőséggel bír, de pl. új típusú fényforrások kifejlesztésének a lehetőségét is felveti. Az SZTE Fizikai Intézetében és az ELI-ALPS kutatóintézetben évek óta vizsgáljuk ezt a kérdéskört, nemrégiben elért eredményünk a magasfelharmonikus-keltés egy igen általános, anyagfüggetlen modelljének a megalkotása [3]. A modellt alkalmazva meghatároztuk a gerjesztő tér és a harmadik felharmonikus időfüggését, amit fázisteres leírással szemléltettünk. Ezt mutatja az ábra, ahol



lényegében az elektromos és a mágneses térerősségek várható értékét láthatjuk (lila folytonos és kék szaggatott vonalak) a gerjesztés két optikai ciklusának megfelelő időintervallum során. Narancssárgával a terekhez tartozó Wigner-függvényeket ábrázoltuk.

Legújabb kutatásaink célja a sokmódusú kvantált elektromágneses térrel kölcsönható elektron mozgásának leírása. A [4,5] eredményekre alapozva analitikus, közelítések nélküli összefüggéseket vezettünk le az elektron hullámcsomag pozíciójának várható

értékére és szórására, és rámutattunk a különféle kvantált terek által generált dinamika különbségeire [6].

Felhasznált irodalom

- [1] P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [2] M. Lewenstein et al., *Phys. Rev. A* **49**, 2117 (1994).
- [3] Á. Gombkötő, S. Varró, B. G. Pusztai, I. Magashegyi, A. Czirják, Sz. Hack, P. Földi, *Phys. Rev. A* **109**, 053717 (2024).
- [4] J. Bergou and S. Varró, *J. Phys. A: Math. Gen.* **14**, 1469 (1981).
- [5] J. Bergou and S. Varró, *J. Phys. A: Math. Gen.* **14**, 2281 (1981).
- [6] P. Földi et al., előkészületben

6. ERŐS CSATOLÁS KIMUTATÁSA SZUBRADIÁNS ATOMI SOKASÁG ÉS REZONÁTOR-VÁKUUMMEZŐ KÖZÖTT

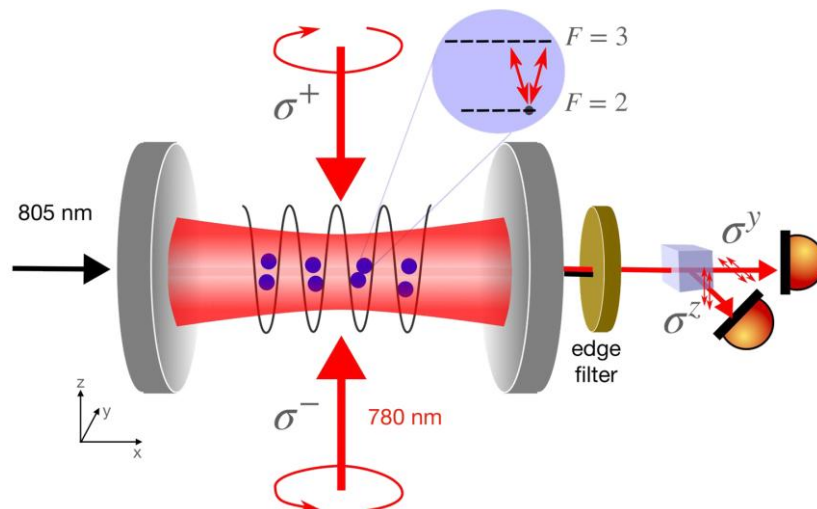
**Gábor Bence^{1,2}, Varga Dániel^{1,3}, Sárközi Bálint¹, Adwaith Kalluvayal-Varooli¹, Nagy Dávid¹,
Dombi András¹, Thomas W. Clark¹, Francis I. B. Williams¹, Vukics András¹, Domokos Péter¹**

¹HUN–REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

²Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Elméleti Fizikai Tanszék, Szeged,

³Eötvös Loránd Tudományegyetem (ELTE), Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék, Budapest

Nagy jósági tényezőjű ($\mathcal{F}/\pi = 1430$) optikai rezonátorba helyezett, lézerrel hajtott hideg ($\sim 20 \mu\text{K}$) ^{87}Rb atomok lineáris fényszórásának kísérleti vizsgálatával (ld. 1. ábra) erősen csatolt vákuummezőre jellemző effektusokat mutattunk ki. Ha az atomokat a sugárzás hullámhosszával (780 nm) nem összemérhető periódusú (805 nm/2) rácsba rendezzük [1], transzverzális irányú megvilágítás esetén a rezonátorba történő Bragg-szórás destruktív interferencia révén elnyomható, vagyis az atomi sokaság szubradiáns lesz a rezonátormódusra nézve. Megmutattuk ugyanakkor, hogy az erős kollektív csatolás a gerjesztési spektrum drasztikus megváltozásához vezet, ezt bizonyítja a jól feloldott vákuum-Rabi-felhasadás a fluktuációk intenzitásában. Továbbá szignifikáns polarizációforgatást mutattunk ki a szubradiáns sokaságról való lineáris szórásban, amely az erősen csatolt vákuummező által indukált Raman-szórással magyarázható, melyet az atomoknak az alapállapot Zeeman-alnívói közötti átrendeződése kísér.



1. ábra: Kísérleti elrendezés a hideg rubídiumatomok fényszórásának vizsgálatára [2]. A rezonátort 805 nm hullámhosszú lézerfényrel világítjuk ki. Az atomok az így kialakuló állóhullám duzzadó-helyeire rendeződnek. Az atomi sokaságot a rezonátor tengelyére merőleges irányból két egymással ellentétesen cirkulárisan poláros, az atomokkal közel rezonáns, 780 nm hullámhosszú fényrel világítjuk meg. A rezonátor kimenetén az atomok által szórt fényt detektáljuk, vízszintes és függőleges polarizációra érzékenyen.

Felhasznált irodalom

- [1] D. Varga, B. Gábor, B. Sárközi, K. Adwaith, D. Nagy, A. Dombi, T. Clark, F. Williams, P. Domokos, and A. Vukics, Loading atoms from a large magnetic trap to a small intra-cavity optical lattice. In: Physics Letters A 505 (2024), p. 129444.
- [2] B. Gábor, K. V. Adwaith, D. Varga, B. Sárközi, A. Dombi, T. W. Clark, F. I. B. Williams, D. Nagy, A. Vukics, and P. Domokos, Demonstration of strong coupling of a subradiant atom array to a cavity vacuum. Under review at EPJ Quantum Technology. 2024. arXiv: 2408.17079 [quant-ph].

A kutatást támogatta a Kulturális és Innovációs Minisztérium és a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretein belül, valamint az Új Nemzeti Kiválósági Program (ÚNKP-23-3) és az Egyetemi Kiválósági Ösztöndíj Program (EKÖP-24-4) révén.

7.

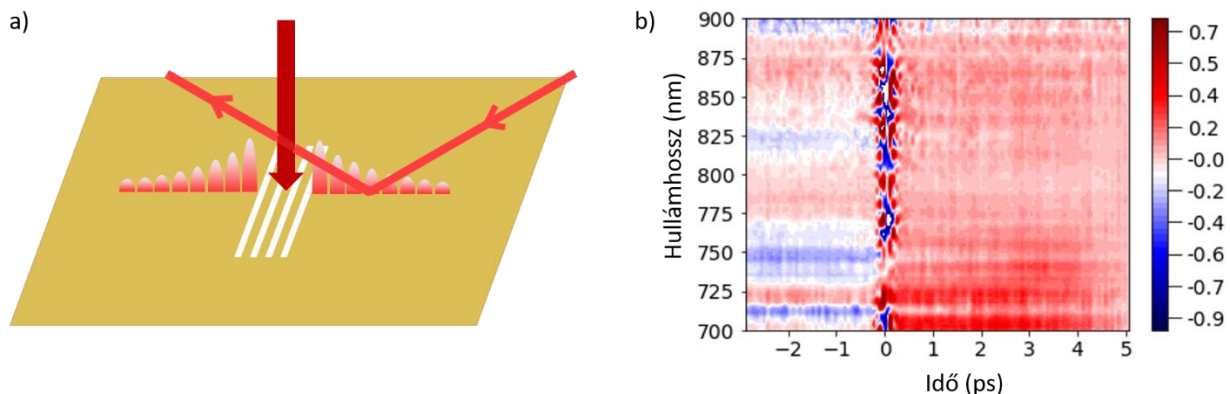
FELÜLETI PLAZMON POLARITONOK ULTRAGYORS ELLIPSZOMETRIAI VIZSGÁLATA

Gera Antónia¹, Nagy Csongor¹, Márton Zsuzsanna¹, Dombi Péter^{1,2},
Pápa Zsuzsanna¹, Budai Judit¹

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

²HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A nem termális, forró elektronok gerjesztése és termalizációja kulcsfontosságú szerepet játszik számos különböző jövőbeli alkalmazásban, beleértve a fotovoltaiikus eszközöket, a kémiai reakciók katalízisét és a nano-optikai áramkörök felépítését [1,2]. Annak ellenére, hogy ez egy intenzíven kutatott terület, még mindig találunk számos nyitott kérdést, mint például a nagy energiájú töltéshordozók energiaszórása és elhelyezkedése [3,4], valamint a nem termális és termális töltéshordozók szerepe a kémiai reakciókban [5,6]. Az ilyen töltéshordozók hatékonyan gerjeszthetők felületi plazmon polaritonok (FPP) segítségével.[7] Korábbi tanulmányunkban kimutattuk, hogy az FPP gerjesztés hatására az elektronrendszerben bekövetkező változások megjelennek az optikai tulajdonságokban [8], és sikeresen alkalmaztunk spektroszkópai ellipszometriát az elektroneloszlások jellemzésére. Rámutattunk továbbá, hogy az elektronállapotok betöltöttségének alakulása időbontott ellipszometriai mérésekkel követhető. Ennek a munkának a folytatásaként jelen projektben az FPP lecsengési folyamatokat követjük térben és időben, az ELI ALPS-ban rendelkezésre álló ultragyors ellipszométer segítségével.



1. ábra: a) pumpa-próba kísérleti elrendezés. b) 2D ϵ_2 térkép a $-60\mu\text{m}$ pumpa-próba foltávolság esetén.

A berendezés alapja egy lézeroscillátor, amely $<10\text{fs}$ impulzusokat szolgáltat a $700\text{-}900\text{ nm}$ -es spektrális tartományban, 80 MHz -es ismétlési frekvenciával. A pumpa- és a próbaimpulzusok az intenzitás és a fókuszálás kivételével azonos tulajdonságokkal rendelkeznek. A vizsgált minta egy, a gerjesztő hullámhosszhoz optimalizált periódusú rácsos becsatolóval ellátott arany réteg. Ezzel a kísérleti elrendezéssel képesek vagyunk térben szétválasztani az FPP gerjesztési és lecsengési folyamatokat, a pumpa nyálábát a rácsra, a próbanyálábát pedig az FPP gerjesztéshez használt rácsból eltérő mintapozíciókra történő fókuszálásával (1. ábra a)). A transziens reflexiós méréseknél a pumpa és próbanyaláb foltjainak távolságát $-120\mu\text{m}$ és $+120\mu\text{m}$ között változtattuk 10 mikrononként , a kompenzátor szögét állandó értéken tartva. A térképeken az FPP és a próba közötti 0 időkéslátetést egy interferencia mintázat jelzi, melynek pozíciója változik a próbanyaláb helyzetétől függően. Ezeket a pozíciókat leolvasva kaptuk az úthossz és az időbeli különbségeket, melyekből a plazmon csoportsebességét tudtuk meghatározni. Esetünkben ez a fénysebesség $94,2\%$ -ra adódott, ami megfelel az irodalmi értékeknek. A plazmonok terjedési hossza, ahol a kezdeti plazmon tér $1/e$ részére

csökken, 100 mikronnak adódott az alapján, hogy az őket jelző interferencia mintázat efelett a pumpa-próba távolság felett már nem volt látható. Ez a lecsengési hossz jó egyezést mutat az analitikusan számolt értékkel is. Ha több, legalább 4 kompenzátor azimut szögön készítünk tranziens reflexiós méréseket, akkor megkapjuk a dielektromos függvényt, illetve annak változását az idő függvényében. Egy ilyen, a pumpa és próba közötti 60 μm távolságban rögzített 2D ϵ_2 térképet mutat az 1. b) ábra. Méréseink alapján láttuk, hogy a felületi plazmon polaritonok jelenlétében a dielektromos függvény gerjesztés után 0,03-al változott meg.

Ezekből a térképekből tehát információt nyerhetünk az FPP térbeli és időbeli lecsengéséről, és ami még fontosabb, nyomon követhetjük, hogy az FPP hullám energiája hogyan adódik át az aranyréteg elektronjainak. Az ellipszometria az extrém felületi érzékenysége folytán további információt nyújt a gerjesztett termikus és nem termikus elektronok helyéről, ami kulcsfontosságú kérdés a jövőbeli ultragyors optikai áramkörök tervezésében.

Felhasznált irodalom

- [1] M. L. Brongersma, N. J. Halas, and P. Nordlander, Nat. Nanotechnol. **10**, 25 (2015).
- [2] P. Sándor, B. Lovász, J. Budai, Z. Pápa and P. Dombi, Nano Letters **24** (26), 8024-8029 (2024)
- [3] T. Heilpern, M. Manjare, A. O. Govorov, G. P. Wiederrecht, S. K. Gray, and H. Harutyunyan, Nat. Comm. **9**, 1853 (2018).
- [4] J. B. Khurgin, Faraday Discuss. **214**, 35 (2019).
- [5] Y. Dubi and Y. Sivan, Light: Science & Applications **8**, 89 (2019).
- [6] H. Reddy, K. Wang, Z. Kudyshev, L. Zhu, S. Yan, A. Vezzoli, S. J. Higgins, V. Gavini, A. Boltasseva, P. Reddy, V. M. Shalaev, E. Meyhofer, Science **369**, 423 (2020).
- [7] P. Dombi, Z. Pápa, J. Vogelsang, S. V. Yalunin, M. Siviš, G. Herink, S. Schäfer, P. Groß, C. Ropers et al, Rev. Mod. Phys. **92**, 025003 (2020).
- [8] J. Budai, Z. Pápa, P. Petrik, P. Dombi, Nature Communications, **13** (1), 6695, (2022).

Köszönetnyilvánítás

Az ELI-ALPS projekt (GOP-1.1.1- 12/B-2012- 000, GINOP-2.3.6- 15-2015- 00001) az Európai Unió támogatásával és az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Pápa Z. és Budai J. a Magyar Tudományos Akadémia (MTA) Bolyai Kutatási Ösztöndíjában részesült, BO/00773/24, illetve BO/00686/24.

8.

POLIMER ALAPÚ MÁGNESES NANOKOMPOZITOK IMPULZUSLÉZERES ABLÁCIÓVAL TÖRTÉNŐ ELŐÁLLÍTÁSA AZ OLAJSZENNYEZÉSEK LEHETSÉGES KEZELÉSE ÉRDEKÉBEN

**Gera Tamás^{1,2}, Kondász Bence^{1,2}, Smausz Tamás^{1,2}, Kopniczky Judit¹, Ajtai Tibor^{1,4},
Hodovány Szabolcs^{1,5}, Ambrus Rita³, Csóka Ildikó³, Hopp Béla^{1,2}**

¹ Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

² Szegedi Tudományegyetem, Interdiszciplináris Kutatásfejlesztési és Innovációs Kiválósági Központ, Szeged

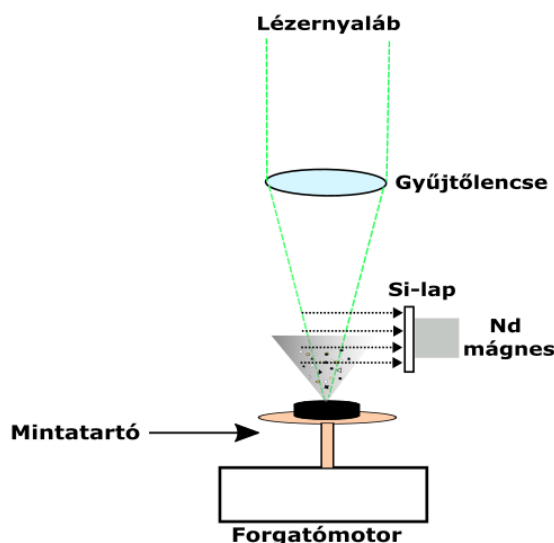
³ Szegedi Tudományegyetem, Gyógyszertechnológiai és Gyógyszerfelügyeleti Intézet, Szeged

⁴ HUN-REN-SZTE Fotoakusztikus Környezetifolyamat-megfigyelési Kutatócsoport, Szeged

Az olajszennyezések napjainkban komoly és sürgető környezeti veszélyt jelentenek a tengeri ökoszisztémák egészségére és fennmaradására nézve. Ez a probléma egyre inkább ráirányítja a figyelmet arra, hogy olyan hatékony, ugyanakkor környezetbarát technológiák kidolgozására van szükség, amelyek képesek a szennyezett területek eredményes helyreállítására. Jelen tanulmányban azt vizsgáltuk, hogy az impulzuslézeres abláció (PLA) módszere miként alkalmazható polimer alapú mágneses nanokompozitok előállítására, amelyek potenciálisan felhasználhatók az olajszennyezések eltávolítására.

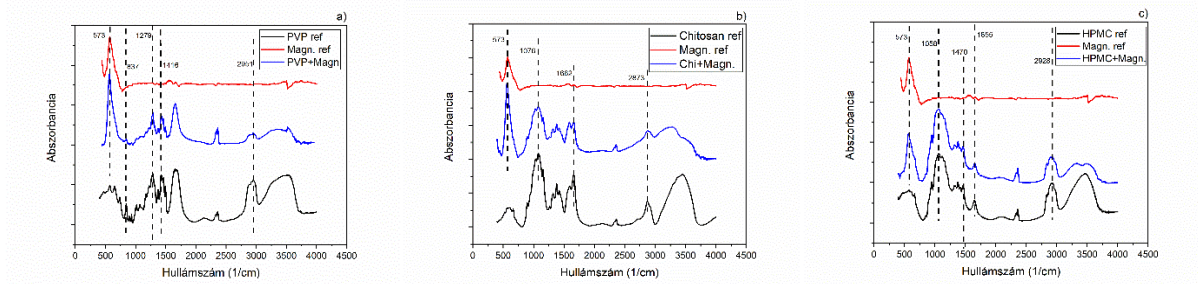
A kutatás során háromféle polimert – polivinil-pirrolidont, kitozánt és metil-cellulózt – vizsgáltunk. Ezeket önállóan is gyakran alkalmazzák különféle olaj-eredetű szennyeződések eltávolítására, mivel kiváló abszorbens tulajdonságokkal rendelkeznek. Az utóbbi időben azonban egyre elterjedtebbé vált, hogy ezeket a polimereket magnetit nanorészecskékkel (NP-k) kombinálják, mivel a magnetit is jelentős abszorbens képességgel bír, emellett külső mágneses tér segítségével könnyedén irányítható. A polimerek és a magnetit nanorészecskék együttes alkalmazása lehetővé teszi a szennyeződések eltávolítási hatékonyságának növelését. Ezen túlmenően, a mágneses tulajdonságoknak köszönhetően, külső mágneses tér segítségével az abszorbeált olaj rendkívül egyszerűen és gyorsan eltávolítható a tisztítani kívánt környezetből, ami jelentős előnyt jelent a gyakorlatban. (1–5)

Az impulzuslézeres abláció technikáját alkalmazva sikerült abszorbens, mágneses tulajdonságokkal rendelkező kompozit részecskéket előállítanunk, mégpedig úgy, hogy különböző anyagok keverékéből présseléssel tablettákat készítettünk, majd ezeket vetettük alá a lézeres kezelésnek. Az így létrehozott mágneses kompozitokat a kísérletek során külső mágneses tér segítségével gyűjtöttük össze, ami lehetővé tette az anyagok hatékony és egyszerű szeparálását a környezetből.



1. ábra Kísérleti elrendezés

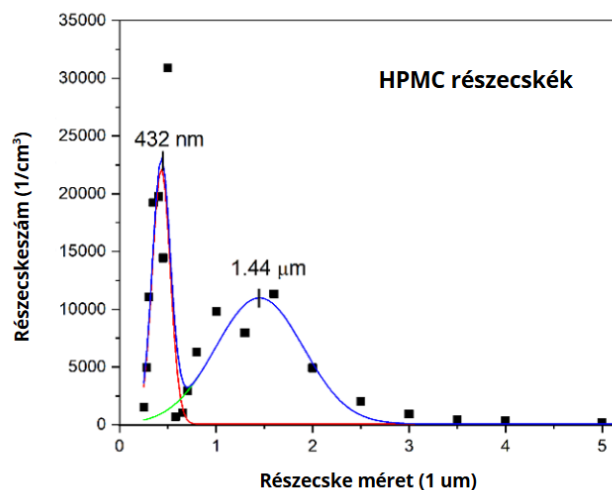
A létrehozott kompozit anyagok kémiai összetételének részletes vizsgálatát Fourier-transzformált infravörös (FTIR) spektroszkópia, valamint Raman-spektroszkópia alkalmazásával végeztük el. Az elvégzett mérések eredményei egyértelműen azt mutatták, hogy a létrehozott kompozitokban mindkét komponens változatlanul, azaz kémiai szerkezetükben sértetlenül, bármiféle kémiai átalakulás nélkül maradt jelen.



2. ábra A lézerrel kezelt kompozitok FTIR spektrumai

3.

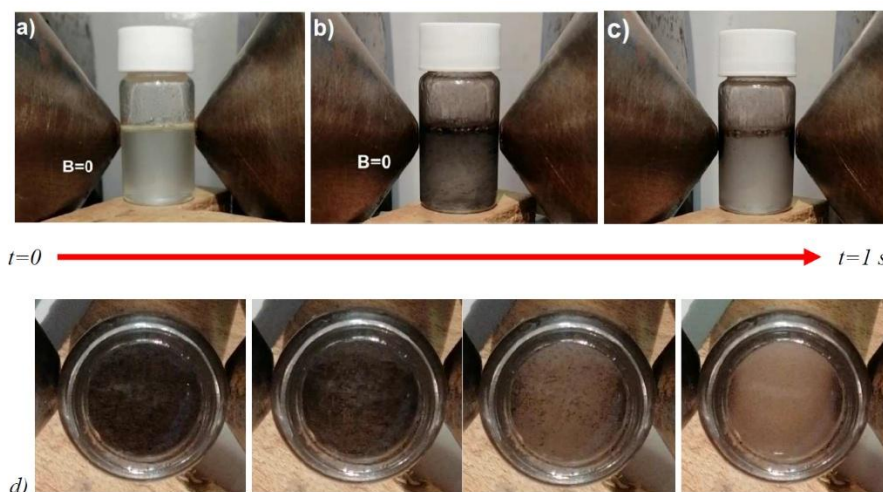
A nanokompozitokban található részecskék méreteloszlásának meghatározásához a Leica képfeldolgozó és elemző rendszert alkalmaztuk, amely képes nagy pontosságú méretanalízist végezni, továbbá optikai részecskeszámláló technikát is használtunk. Az eredmények alapján kimutatható, hogy az impulzuslézeres abláció (PLA) környezetkímélő, kevés lépésből álló eljárás a mágneses nanokompozitok előállításához. Ezzel a módszerrel jellemzően 400 nanométertől 4 mikrométerig terjedő mérettartományba eső részecskéket sikerült előállítani, ami a technológia hatékonyságát és előállítási kontrollját igazolja.



4. ábra Méreteloszlás HPMC esetén

5.

A kifejlesztett kompozit anyagok gyakorlati alkalmazhatóságát teszteltük. A kísérletek során olajos vízbe kevertük az előállított kompozit részecskéket, s egy külső mágneses mező segítségével sikeresen végrehajtottuk az olaj/víz szeparációt, vagyis a kompozitok lehetővé tették az olaj gyors és egyszerű eltávolítását a vízfelszínről, igazolva ezzel a technológia működőképességét és potenciális gyakorlati hasznosíthatóságát.



6. ábra. A szeparációs folyamat szemléltetése

7.

Ezek az eredmények alátámasztják, hogy a módszer ígéretes lehet a mágneses nanokompozitok előállításában, amelyeket az olajszennyezések gyors, kontrollált és környezeti szempontból fenntartható helyreállítására alkalmazhatunk.

Felhasznált irodalom

- [1] M. M. S. Abdullah, H. A. Al-Lohedan, Fabrication of Environmental-Friendly Magnetite Nanoparticle Surface Coatings for the Efficient Collection of Oil Spill. *Nanomaterials* **11**, 3081 (2021).
- [2] Y. C. López, G. A. Ortega, E. Reguera, Magnetic detergent with potential application for diesel spills removal from seawater. *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* **561**, 120–127 (2019).
- [3] W. F. Elmobarak, F. Almomani, Application of Fe₃O₄ magnetite nanoparticles grafted in silica (SiO₂) for oil recovery from oil in water emulsions. *Chemosphere* **265**, 129054 (2021).
- [4] K. B. Debs, D. S. Cardona, H. D. T. da Silva, N. N. Nassar, E. N. V. M. Carrilho, P. S. Haddad, G. Labuto, Oil spill cleanup employing magnetite nanoparticles and yeast-based magnetic bionanocomposite. *J. Environ. Manage.* **230**, 405–412 (2019).
- [4] M. Karzar Jeddi, O. Laitinen, H. Liimatainen, Magnetic superabsorbents based on nanocellulose aerobeads for selective removal of oils and organic solvents. *Mater. Des.* **183**, 108115 (2019).

Köszönetnyilvánítás

A kutatás a „Gyógyszerkutatás és fejlesztés” pályázat (TKP2021-EGA-32) támogatásával valósulhatott meg.

9. KVANTUM KASZKÁD LÉZER ALAPÚ AMMÓNIA MÉRÉS: A TEREPI MÉRÉS KIHÍVÁSAI

Gombi Csilla¹, Szabó Anna^{1,2,3}, Fekete János^{1,3}, Huszár Helga^{1,2,3}, Horváth László², Bozóki Zoltán^{1,2,3}

¹ Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

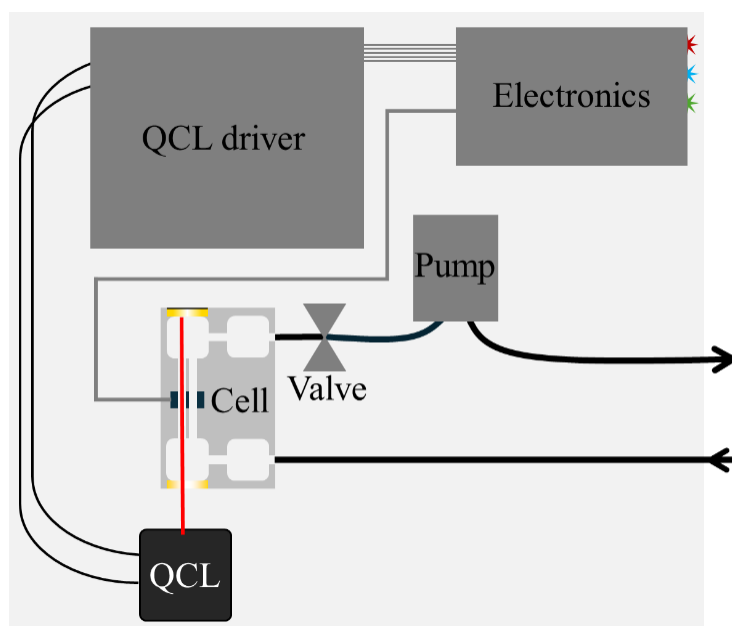
²HUN-REN–SZTE Fotoakusztikus Környezetifolyamat-megfigyelési Kutatócsoport, Szeged

³Szegedi Tudományegyetem Interdiszciplináris Kutatásfejlesztési és Innovációs Kiválósági Központja

A nitrogénvegyületek (mint az ammónia és a nitrogén-oxidok) természetes módon vannak jelen a nitrogénkörforgásban, de főként az élelmiszer- és energiatermelés, valamint a mezőgazdasági tevékenységek következtében kibocsátásuk jelentősen megnőtt. Az alkalmazott műtrágyák körülbelül felét tudják a növények hasznosítani. A műtrágyák alacsony hasznosulása nemcsak gazdasági veszteséget okoz, hanem környezeti terhelést is jelent. A nitrogénvegyületek légkörbe történő kibocsátására az Európai Unióban vannak már szabályzások, de nem minden komponensre. Megnövekedett mennyiségük a talajok elsavasodását, élővizek elmocsarasodását és légszennyezést okoz. A szántóföldi talajok és a légkör közötti NH_3 - és N_2O -fluxus mérése elengedhetetlen a nitrogénkörforgás számszerűsítéséhez és hatékony megelőzési stratégiák kidolgozásához.

A légköri ammónia átlagosan 50-70 ppb (parts per billion) [1] között mozog, műtrágyázás és mezőgazdasági művelés hatására ennek növekedésére számítunk.

Az alacsony koncentráció és az ammónia „tapadós” természete miatt a koncentráció és fluxus mérése nemzetközi szinten továbbra sem megoldott, folyamatos fejlesztések zajlanak megfelelő mérőrendszer készítésére [2]. Az ilyen mérésekkel szemben támasztott legfontosabb követelmények közé tartozik a gyors válaszidő, a nagy érzékenység és a hosszú távú megbízhatóság. A fotoakusztikus mérőműszerek kielégíthetik ezeket az igényeket, ezért egy fotoakusztikus elven működő terepi ammónia mérő eszköz építését és tesztelését tűztük ki célul.

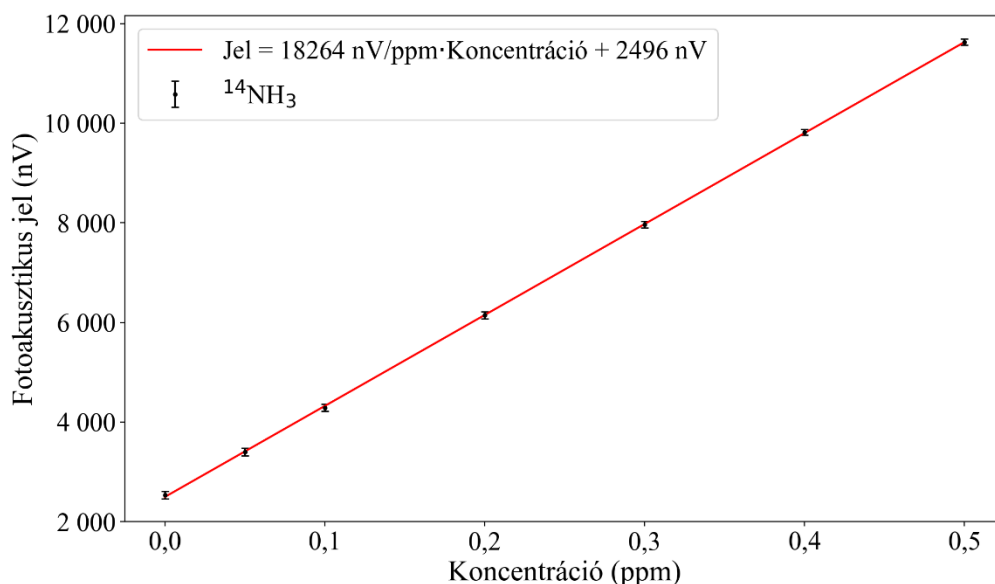


1. ábra: A fotoakusztikus ammóniamérőegység sematikus rajza

A fotoakusztikus rendszerek meghatározó része a fényforrás. Kiválasztásánál figyelni kell, arra, hogy a lézer által kibocsátott fény hullámhossza a mérendő komponens egy lehetőleg minél erősebb abszorpciós vonalára essen, emellett figyelembe kell venni, hogy a gázmátrix más komponensei

lehetőleg minél kisebb abszorpció vonallal rendelkezzenek a mérési hullámhossz közelében. A mérésekhez egy a közép-infravörös tartományban működő kvantum kaszkád lézert (QD10500CM1 Thorlabs) használtunk, melynek központi hullámhossza 10390 nm és 20 nm-es tartományban hangolható a lézer hőmérsékletének és áramának változtatásával, fénytéljesítménye 60 mW. A mérésekhez a lézert a gyártó által javasolt fejbe építettük be (ThorLabs LDMC20/M C-Mount Laser Mount), valamint az ennek megfelelő meghajtóval (Thorlabs ITC4002QCL) működtettük. A méréseket az ammónia 10393 nm-nél található abszorpciós vonalán végeztük. A modulált lézerfényvel megvilágított gázminta, egy úgynevezett fotoakusztikus kamrán keresztül áramlik. A fotoakusztikus kamra két darab longitudinális, differenciális rezonátort tartalmaz, a kamra fényforrással ellentétes oldalában ablak helyett egy arany bevonattal ellátott tükröt helyeztünk el, ezzel megkétszerezve a lézer optikai teljesítményét. A kamra belsejében található két rezonátor 4 mm átmérőjű és 35 mm hosszú. Ezek közepénél található a fotoakusztikus jel detektálására használt mikrofon. A gáz mérőkamrába juttatásához membrán pumpát alkalmaztunk, valamint az egyes egységek között a gáz PTFE (polytetrafluoroethylene) csöveken közlekedett. Ezen összeállítást mutatja az 1. ábra.

A mérőrendszer megtervezésénél különös hangsúlyt fektettünk az ammónia adszorptív természetéből [3] adódó problémák elkerülésére. A felületeken történő kitapadás csökkentésére elsősorban a gázútban elhelyezkedő fémfelületek mennyiségét minimalizáltuk, a lehetőségekhez mérten fém helyett PTFE csöveket és alkatrészeket alkalmaztunk. A mérendő gáz felületeken történő adszorpciós és deszorpciós folyamatok hatása alacsony koncentrációknál jelentősen befolyásolja a koncentráció mérést. Azonban a gáz minta hőmérsékletének és az áramlási sebességének növelésével [3] ezek a hatások csökkenthetők. A kamra maga rozsdamentes acélból készült, a belső felületét nátrium-hidroxid oldattal passziváltuk az adszorpciós hatások minimalizálása érdekében. A kamra hőmérsékletét 50 °C-ra (± 0.15 °C) stabilizáltuk, mely tovább mérsékli a felületi kölcsönhatásokat.



2. ábra: A fotoakusztikus jel nagyság az ammónia koncentráció függvényében

A rendszer kalibrálását egy 4,98 ppm-es ($\pm 10\%$) ammónia palackkal (Linde Gáz Zrt.) végeztünk, amit egy 4.5-ös nitrogén palack (Messer Hungarogáz Kft.), valamint tömegáramlás-szabályzók segítségével hígítottuk. A kalibráció eredményeként a

$$PA \text{ jel}(nV) = 18264 \text{ nV/ppm} \cdot \text{koncentráció}(ppm) + 2496 \text{ nV}$$

egyenlethez jutottunk. A kalibrálást 3,3 másodperces átlagolási idővel végeztük, az ennek megfelelő szórások láthatók hibásávként a 2. ábrán. A fluxus mérésnél az elvárt időbeli felbontás 0,1 másodperc,

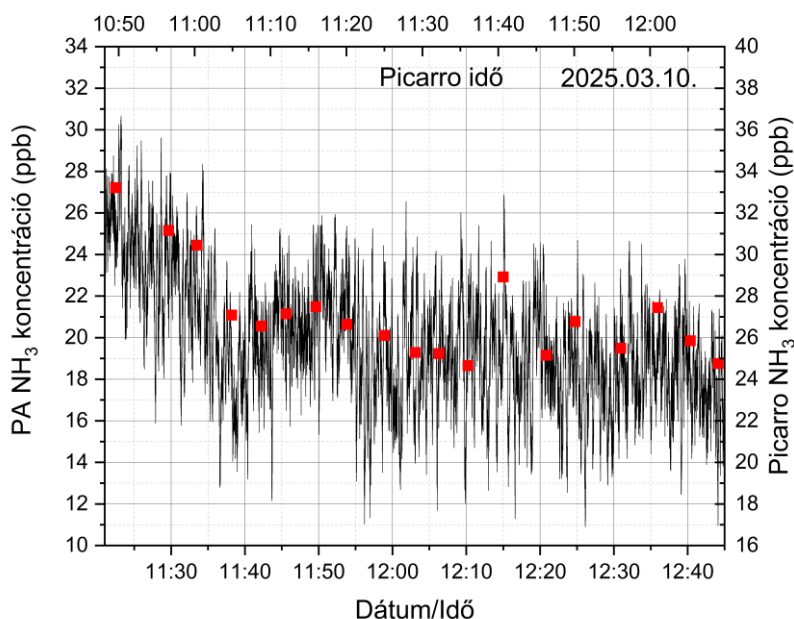
ekkor a szórás 253,5 nV, ebből megkapható, hogy háromszoros szórás mellett a rendszer felbontása 42 ppb.

A laboratóriumi tesztelések és kalibrálás után az első éles tesztelésre 2024. március 19-től október 9-ig került sor. A nyolc hónap folyamán, néhány pár napos leállástól eltekintve, a műszer zavartalanul működött. Az első év tapasztalataiból okulva 2025. március 7-től június 24-ig, ez megismétlésre került. A második évi rövidebb teszt oka, hogy az első évben a szántóföldön napraforgó volt ültetve, míg a második évben búza. Mind két esetben a méréseket az adott növény learatásáig folytattuk. A mérőműszer meteorológiai mérőegységekkel együtt a Gödöllőtől észak-keletre elhelyezkedő Kartalon, egy szántóföld közepén telepítettük a 3. ábrán látható módon. A méréseket a műtrágyázás előtt egy héttel kezdtük meg, így kapva meg az alapvonalat.



3. ábra: A kihelyezett ammóniamérő és meteorológia mérésekhez szükséges eszközök összessége

Az első évi eredmények után változtatásokat eszközöltünk a hőmérsékletstabilizáláson, valamint beszereltünk egy tartalék pumpát és egy áramlásmérőt, valamint egy proporcionális szelepet. A műszer ezek után kevésbé volt érzékeny a hőmérsékletváltozásokra és a koszolódás okozta áramlási sebesség csökkenésének problémáját is kiküszöböltük. A laboratóriumi teszteléshez képest zajnövekedés figyeltünk meg, ami egy puffertérfogat alkalmazása után számottevően nem rontott a rendszer érzékenységén.



4.ábra: A Picarro (piros) és a fotoakusztika (fekete) által mért ammónia koncentráció változása az összehasonlító mérés során

A műtrágyázás okozta koncentráció növekedést és az ammónia koncentráció napi változását is meg tudtuk figyelni. A mérési kampány során több nap is volt lehetőségünk összehasonlító méréseket végezni egy kereskedelmi forgalomban kapható ammónia mérő műszerrel (Picarro, G2103), ebből egy nap eredményei láthatók a 4. ábrán. A két rendszer nagyságrendileg azonos koncentráció értékeket adott, valamint mindkettő jól lekövette a koncentrációban fellépő változásokat.

Felhasznált irodalom

- [1] A. Viancelli, W. Michelon, Climate Change and Nitrogen Dynamics: Challenges and Strategies for a Sustainable Future, Nitrogen 5 (2024)
- [2] M.M. Twigg, A.J.C. Berkhout, N. Cowan, S. Crunaire, E. Dammers, V. Ebert, V. Gaudion, M. Haaima, C. Häni, L. John, M.R. Jones, B. Kamps, J. Kentisbeer, T. Kupper, S.R. Leeson, D. Leuenberger, N.O.B. Lüttschwager, U. Makkonen, N.A. Martin, D. Missler, D. Mounsor, A. Neftel, C. Nelson, E. Nemitz, R. Oudwater, C. Pascale, J-E. Petit, A. Pogany, N. Redon, J. Sintermann, A. Stephens, M.A. Sutton, Y.S. Tang, R. Zijlmans, C.F. Braban, and B. Niederhauser, Intercomparison of in situ measurements of ambient NH₃: instrument performance and application under field conditions. Atmospheric Measurement Techniques 15.22 (2022)
- [3] A. Schmohl, A. Miklos, P. Hess, Effects of adsorption–desorption processes on the response time and accuracy of photoacoustic detection of ammonia. Applied optics 40.15 (2001)

Köszönetnyilvánítás

A kutatás az MTA Fenntartható Fejlődés és Technológiák Nemzeti Program (FFT NP FTA) támogatásával valósul meg.

10.
UNIVERZÁLIS MÓDSZER BELL-ÁLLAPOT DESZTILLÁLÁSÁRA
FÁZISCSILLAPÍTOTT ESETBEN

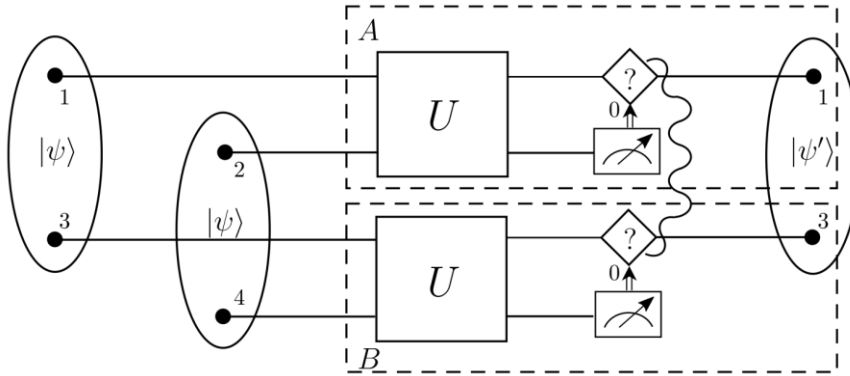
Hanyecz Ottó^{1,2}, Kálmán Orsolya², Gábris Aurél^{2,3}, Igor Jex³, Kiss Tamás²

¹Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest

²HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

³Cseh Műszaki Egyetem, Prága, Csehország

A Bell párok a nemlokalitást mutató, összefonódott kvantumállapotok tipikus formáját képviselik, amelyeket a kvantuminformáció-feldolgozás és a kvantumkommunikáció alapvető erőforrásának tekintenek. A Bell párok, és általánosabban az összefonódott állapotok előállítása LOCC (helyi műveletek és klasszikus kommunikáció) segítségével az elmúlt évtizedekben fontos problémát jelentett. A tiszta összefonódott állapotokból kiinduló műveletet koncentrációnak, míg a zajos kezdőállapotokat alkalmazó eljárásokat desztillációnak nevezik. Általában szükséges valamilyen információ a kiinduló kvantumállapotokról a különböző desztillációs protokollokban. Itt egy olyan új javaslatot mutatunk be, amely tetszőleges kezdőállapotra működik, az egyetlen feltételezésünk az, hogy a kezdőállapot inkoherens zajtartalma kicsi, vagyis a bemenő kvantumállapot tisztasága viszonylag nagy. A protokoll, ahogy lényegében minden desztillációs protokoll, valószínűségi alapon működik, mivel posztszelekciót alkalmaz. A protokoll hasznos tulajdonsága, hogy a nem nulla valószínűségű kimenő állapot minden esetben a $|\phi^+\rangle$ Bell párhoz közeli állapot lesz.



1. ábra: A desztillációs folyamat sematikus ábrája. A bemeneten két ugyanolyan összefonódott kvantumállapotú kvantumbit-párt osztunk meg a távoli A és B laboratóriumok között. Mindkét helyen egy jól megválasztott két kvantumbites unitér U műveletet hajtunk végre az ott lévő kvantumbitek között, majd az egyiket megmérjük és csak az egyik kimenetet (a 0 eredményt a számítási bázisban) fogadjuk el, az eredményt klasszikus kommunikációval egyeztetjük.

A 1. ábrán bemutatott sémában az U műveletet a következő két operátor egyikének választjuk

$$U_+ = (H \otimes \mathbb{1})U_{\text{CNOT}}(\mathbb{1} \otimes X),$$

$$U_- = (X \otimes \mathbb{1})(H \otimes \mathbb{1})U_{\text{CNOT}}(\mathbb{1} \otimes X),$$

amelyek hatása a protokoll szempontjából hasonló. Ez a választás biztosítja, hogy amennyiben a bemeneti állapot fölrható

$$\rho = (1 - \varepsilon) |\psi\rangle\langle\psi| + \varepsilon \rho_{\text{err}}$$

alakban, akkor az 1. ábrán bemutatott operációt háromszor ismételve (összesen 8 ugyanolyan állapotú kvantumbit-pár felhasználásával) a kimeneti állapot a $|\phi^+\rangle$ Bell állapot lesz $O(\varepsilon^2)$ pontossággal. Itt ε egy kis paraméter, ρ_{err} pedig az inkohereus zajt leíró tetszőleges sűrűségoperátor.

A desztillációs protokoll bemenete tehát egy zajos Bell pár, ami eredetileg a $|\phi^+\rangle$ állapotban volt, de mind a két tagját a keletkezésük óta valamilyen nem kívánt hatás érte. Ezt a hatást teljesen pozitív, nyomörző (CPTP) leképezésekkel, azaz kvantumcsatornákkal kényelmesen felírhatjuk. A csatornák leírására Choi reprezentációt [2,3] használunk, itt most csak a sűrűségmátrix felírását mutatjuk be. A kvantumcsatornák bemeneti és kimeneti Hilbert terét jelölje $\mathcal{H}_{\text{in}}$ és $\mathcal{H}_{\text{out}}$. A CPTP leképezéseket jelölje $\mathcal{E}$, amiket felírhatunk egy hermitikus, pozitív szemidefinit mátrixal, az $X_{\mathcal{E}} : \mathcal{H}_{\text{in}} \otimes \mathcal{H}_{\text{out}} \mapsto \mathcal{H}_{\text{in}} \otimes \mathcal{H}_{\text{out}}$ leképezéssel. A kvantumcsatorna kimenetét a bemeneti ϱ sűrűségmátrix alapján megkaphatjuk a következő alakban:

$$\mathcal{E}(\varrho) = \text{Tr}_{\text{in}}((\varrho^{\top} \otimes I)X_{\mathcal{E}}).$$

Ebben a munkában fáziscsillapító csatornával foglalkozunk. A csatorna paraméterét jelölje $p \in [0, 1]$, ahol $p = 0$ az identitás csatorna, míg $p = 1$ változtatja meg a legnagyobb mértékben a bemeneti állapotot. Matematikailag ez a csatorna a sűrűségmátrix off-diagonális elemeit csökkenti, míg a főátló elemeit nem változtatja. A Choi reprezentációja a fáziscsillapító csatornának a következő alakban írható fel:

$$X_{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1-p \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1-p & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

A keletkező Bell-pár mindkét tagja független kvantumcsatornákon megy keresztül. Ekkor a kimenő állapotot a pár tagjaira ható csatornák szorzata adja meg:

$$\varrho = (\mathcal{E}_A \otimes \mathcal{E}_B)(\varrho^{|\phi^+\rangle})$$

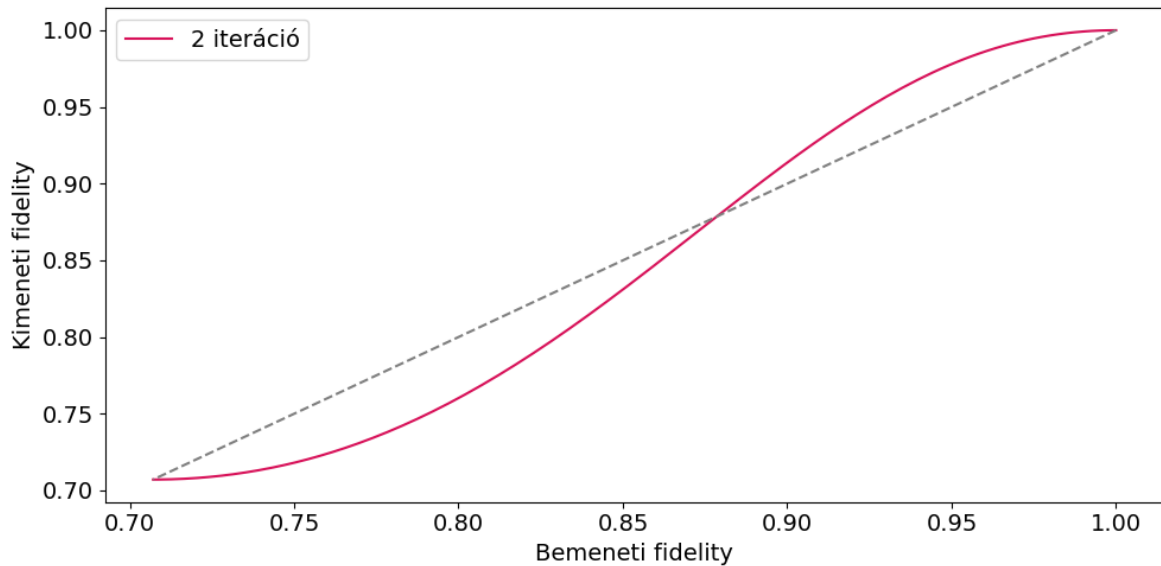
ahol $\varrho^{|\phi^+\rangle} = |\phi^+\rangle\langle\phi^+|$. Fáziscsillapító csatornán átmenő Bell-pár esetén a desztillációs protokoll bemeneti sűrűségmátrixa a következő lesz:

$$\varrho_{\text{in}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & (1-p)^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ (1-p)^2 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Ezzel a sűrűségmátrixal indul tehát a desztillációs protokoll, amiben a következő unitér transzformációt alkalmazzuk:

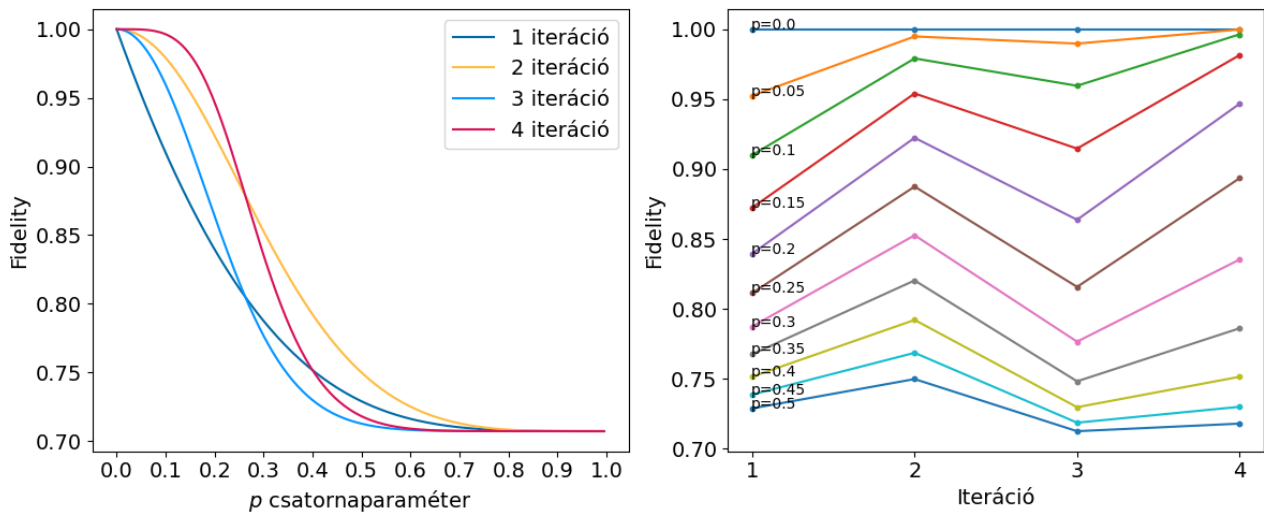
$$U_+ = (H \otimes \mathbb{I})U_{\text{CNOT}}(\mathbb{I} \otimes X) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Minden iteráció végén kiszámoltuk a bemeneti és kimeneti fidelity értékét, amely a csatorna paraméterétől implicit függ: a paraméter növekedésével a bemeneti fidelity csökken. Az 2. ábrán látható a kimenő fidelity, azaz a desztillációs protokoll által visszaadott sűrűségmátrix és $\varrho^{|\phi^+\rangle}$ közötti fidelity a fáziscsillapított bemeneti ϱ_{in} és $\varrho^{|\phi^+\rangle}$ közötti fidelity függvényében, négy iteráción keresztül. A p csatornaparaméter értéke jobbról balra növekszik, ahogy a fidelity értéke csökken.



2. ábra: A kimeneti fidelity változása a bemeneti fidelity függvényében, két iteráció végén. A kimeneti fidelity a protokoll által visszaadott sűrűségmátrix és a zajmentes $\rho^{|\phi^+\rangle} = |\phi^+\rangle\langle\phi^+|$ közötti, a bemeneti fidelity pedig a fáziscsillapított ρ_{in} és a zajmentes $\rho^{|\phi^+\rangle}$ közötti fidelity.

Ha a protokoll által visszaadott fidelity az 2. ábrán rajzolt szaggatott vonal felett van, akkor a desztillációs folyamatot sikeresnek tekintjük. Látható, hogy egy adott ponton nem segít a többszörös iteráció sem, a kimeneti állapot mindig rosszabb lesz, mint a bemeneti „zajos” állapot. Ezt a kritikus pontot analitikusan határoztuk meg. A ρ_{in} és a két iteráció után kapott sűrűségmátrix fidelity-je a csatorna paraméterétől függ, a fidelity értékek egyeznek, ha a sűrűségmátrixok komponensei megegyeznek. Ez a kritikus csatornaparaméter értékénél történik, ahol a fidelity értéke $\mathcal{F} \approx 0.88$ körül található. E kritikus csatornaparaméternél magasabb értékeknél a desztillációs protokoll tehát a bemeneti sűrűségmátrixnál „rosszabb” sűrűségmátrixot ad vissza.



3. ábra: **Bal oldal:** A kimeneti fidelity változása a csatornaparaméter függvényében, több iteráció esetén. **Jobb oldal:** Különböző csatornaparaméterek esetén a kimeneti fidelity változása az iterációszám függvényében.

A 3. ábrán a kimenet állapotoknak a megcélzott $|\phi^+\rangle$ Bell állapothoz való hűségét (fidelity) mutatjuk be, különböző esetekre. A bal oldali ábrán a kimeneti hűség értéke látható a csatornaparaméter függvényében, különböző számú iteráció esetére. A 3. ábra jobb oldalán néhány kiválasztott csatornaparaméter esetén látható a kimeneti hűség változása az iterációszám függvényében.

Megállapíthatjuk, hogy a vizsgált esetben a páros és a páratlan számú iterációnál megfigyelhető szisztematikus oszcillációkkal növekszik a hűség. Ez a viselkedés mindaddig igaz, amíg a kritikus csatornaparaméter fölött vagyunk.

Összefoglalva, egy olyan protokollt mutattunk be, amely tetszőleges, kis inkoherens zajt tartalmazó kezdőállapot 8 példányából LOCC eljárással $|\phi^+\rangle$ Bell párhoz közeli állapotot állít elő, amelyben a zaj első rendben eltűnik. Egy néhány elemi kapuból álló lépés alkotja az eljárás magját, amelyet iterálva jutunk hasznos kimenethez. Konkrétan megvizsgáltuk azt az esetet, amikor a bemeneti kvantumbitek mindegyike egy fáziscsillapított csatornán haladt át, ezáltal válva zajossá. Megmutattuk, hogy ebben az esetben az eljárás két iterációja már praktikusán használható desztillációhoz vezet, amennyiben a csatorna paramétere egy kritikus érték alatt van, a kritikus értéket analitikusan is meghatároztuk.

Felhasznált irodalom

- [1] O. Kálmán, A. Gábris, I. Jex, and T. Kiss, arXiv:2402.16752 (2024).
- [2] O. Hanyecz, A. Bodor, P. Adam and M. Koniorczyk, Cryptography 2025, **9(2)**, 25
- [3] G. Homa, A. Ortega and M. Koniorczyk, Z. Naturforschung A 2024, **79**, 1123–1133.

Köszönetnyilvánítás

Köszönjük Saverio Pascazio, Stephen M. Barnett, Bergou János és Széchenyi Gábor közreműködését és a hasznos észrevételeiket. Köszönjük Maria Papanikolaou kapufelbontásban nyújtott segítségét. Ez a munka az NKFIH TKP-2021-NVA-04 sz. pályázatának a támogatásával készült. Ez a munka a Cseh Köztársaság RVO14000 sz. állami támogatásával, valamint a GAČR 23-07169 sz. pályázatának támogatásával készült.

11.

SZÖVETSPECIFIKUS OPTIKAI SZÓRÁSI JELLEMZŐK VIZSGÁLATA LÉZERES LAPAROSZKÓPOS MŰTÉTEK CÉLTERÜLETÉNEK HATÉKONY ÉS NAGY PONTOSSÁGÚ BEAZONOSÍTÁSÁRA

Himics László¹, Czitrovsky Aladár^{1,2}, Veres Miklós¹, Nagy Attila¹

¹HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest

²Envi-Tech Kft, Budapest

A 21. századi orvoslás egyik legfontosabb irányvonala a betegek terhelésének csökkentése a különböző műtéti beavatkozások során. Ebből a szempontból a laparoszkópos műtétek, majd a lézeres technológia fejlődésének köszönhetően a lézeres laparoszkópos eljárások forradalmasították a sebészeti gyakorlatot. A beavatkozások nagy bemetszések nélkül, kis nyílásokon keresztül végezhetők el a korábbinál nagyobb precizitással, ezáltal jelentősen csökkentve az egészségügyi kockázatokat. Ez a technika számos előnnyel jár, mind a betegek, mind pedig az egészségügyi rendszer számára [1]:

- **Minimális invazivitás és gyorsabb felépülés:** A műtéteket mindössze 3 kis lyukon keresztül végzik, minimalizálva a hegeket és a fájdalmat. A mikrosebészeti elvek miatt a belső károsodás csekély, ami gyorsabb felépülést és kevesebb fájdalomcsillapító szükségességét eredményezi. A kórházi tartózkodás is rövidebb, a betegek általában 1-2 napon belül hazamehetnek, és gyorsabban visszatérhetnek a mindennapi tevékenységeikhez (akár 1 héten belül munkába állhatnak a hagyományos 6-7 héttel szemben).

- **Kevesebb szövődmények és jobb vizualizáció:** Kevesebb műtét utáni összenövés alakul ki, ami különösen előnyös gyermekvállalást tervező nők számára. Emellett, a laparoszkópos módszerrel a hasüreg legnehezebben látható területei is jól megfigyelhetők, ami növeli a kezelés sikerességét. A lézeres laparoszkópia széleskörű elterjedésének kulcsa az energialeadás pontos irányíthatósága és a lézerfény szövetekkel való kölcsönhatásának optimalizálása volt. A sebészetben az első nagy áttörést a szén-dioxid (CO₂), illetve a neodímium-alapú itrium-alumínium-gránát (Nd:YAG) lézerek megjelenése jelentette. A CO₂-lézer fényét a vízmolekulák elnyelik, így kiválóan alkalmas a szövetek precíz vágására és elpárologtatására (vaporizáció) minimális mélységi behatolás mellett. Az Nd:YAG lézer mélyebbre hatol a szövetekben, így erőteljesebb vérzéscsillapításra (koagulációra) képes. A következő nagy mérföldkövet a lézeres laparoszkópiában a lézerek miniaturizálása jelentette, hiszen a korai berendezések nagyok és nehezen mozgathatók voltak. Ennek a folyamatnak az egyik kulcsmomentuma a flexibilis száloptikák kifejlesztése volt. Ezek a hajlékony üvegszálak már képesek voltak a lézerfényt minimális veszteséggel elvezetni a lézerforrástól a testüregben lévő célterületre, lehetővé téve ezáltal, hogy a nagy energiájú lézersugarat egy vékony, néhány milliméteres applikátoron keresztül és a laparoszkópos portokon át bevezessék a hasüregbe.

A technológia további fejlődése során megjelentek a különböző hullámhosszú és tulajdonságú lézerek (pl. KTP, holmium, dióda), amelyek más-más szöveti kölcsönhatást tettek lehetővé. A sebészek így az adott feladathoz (pl. endometriózis gócek elpárologtatása, mióma kivágása) leginkább megfelelő lézertípust alkalmazhatták. Ezzel együtt a lézerapplikátorok, vagyis a lézerfényt a szövetre irányító kézizműszerek is fejlődtek: kialakultak a hegyes végű vágószálak, az oldalirányú sugárzást lehetővé tévő applikátorok és a kontakt (szövethez érintett) és non-kontakt (távolságból működő) technikák.

A lézeres laparoszkópos beavatkozások előnyeit illetően az egyik szemléletes példa a vesekövek és epekövek lézeres fragmentálása (laser lithotripsy). A 2120 nm-en működő, holmium-YAG (Ho:YAG) lézerrel végzett intrakorporális endoszkópos kőlitotripszia számos nemzetközi ajánlás szerint aranystandardnak számít [2]. A Ho:YAG lézer hatékonysága abban rejlik, hogy a vízmolekulák nagyon hatékonyan abszorbeálják ezt a hullámhosszt és a fototermikus hatás eredményeként a kő körüli víz gyorsan felmelegszik, gőzbuborékokat hozva létre. A

lézerimpulzusokkal létrehozott buborékok robbanásszerűen tágulnak és összeomlanak egyfajta lökéshullámokat generálva, melyek szétzúzzák a vese-, vagy epeköveket [2].

Az elmúlt években a túlium szállézer (TFL) jelentős érdeklődést váltott ki, mint a Ho:YAG lézer potenciális alternatívája vagy kiegészítése. A TFL 1940 nm hullámhosszon működik, ami közelebb van a víz abszorpciós csúcsához (1950 nm), mint a Ho:YAG lézer 2120 nm-es hullámhossza. A TFL képes nagyon magas frekvenciákon (akár 2000 Hz) és nagyon alacsony energiaszinteken (50 mJ) működni, kisebb szálatokat (minimum 50 μm) használva, ami nagyobb porlasztási hatékonyságot és kevesebb retropulziót eredményez [2].

Bár a technológia sokat fejlődött a kezdetek óta, azonban az elváltozások minél pontosabb beazonosítása, és a lézereenergia kizárólagosan a kóros elváltozásra történő átvitele továbbra is aktívan kutatott terület. A lézeres litotripszia során a lézereenergia nem megfelelő célba juttatása súlyos következményekkel járhat az egészséges szövetekre nézve. Amennyiben ez az energia egészséges szövetet ér, a gyors hőmérséklet-emelkedés és a mechanikai feszültség termikus károsodást okozhat, beleértve az égési sérüléseket és a szöveti koagulációt [3]. A lézerparaméterek, mint a hullámhossz, impulzus-időtartam és teljesítmény, jelentősen befolyásolják a szövetkárosodás mértékét. Hosszabb impulzusidő ($>10 \mu\text{s}$) esetén a termikus hatások dominálnak, ami párolgáshoz, olvadáshoz és termomechanikai feszültséghez vezethet. Rövid impulzusidő ($<10 \mu\text{s}$) esetén a lökéshullámok okozta mechanikai fragmentáció a fő mechanizmus [4].

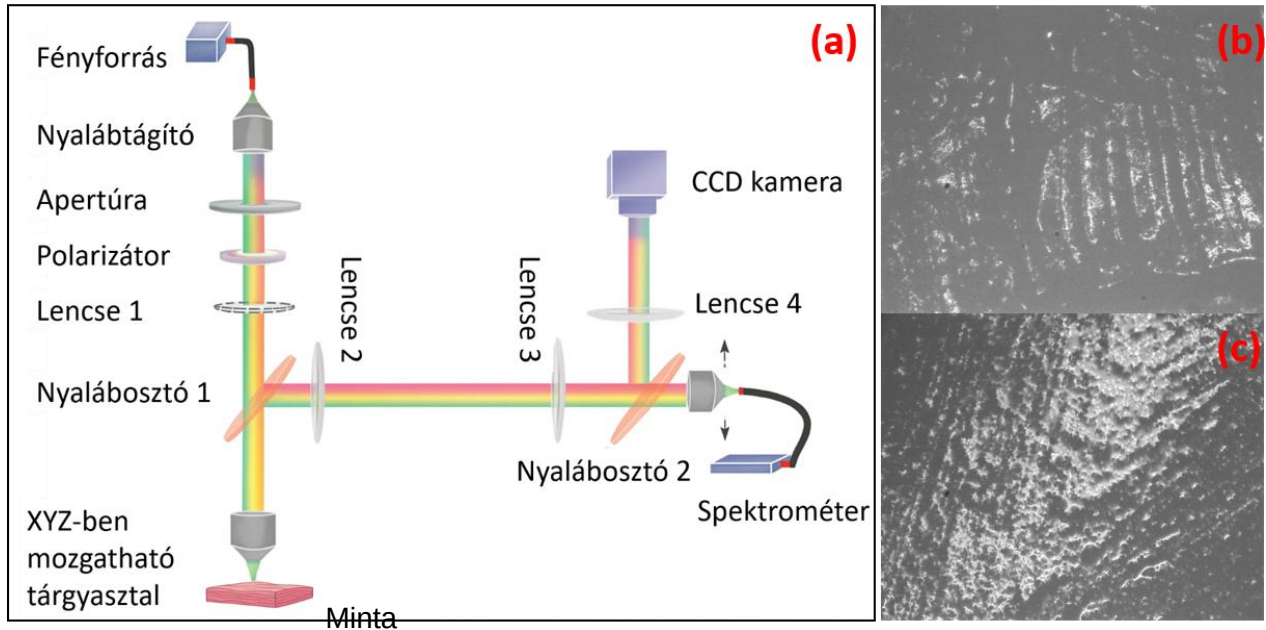
A lézeres litotripszia biztonságosságának maximalizálása érdekében a rendkívül pontos célzás elengedhetetlen. A lézerszál hegyének folyamatos és pontos monitorozása a köhöz képest kritikus fontosságú. A sebésznek képesnek kell lennie arra, hogy valós időben megkülönböztesse a követ az egészséges szövetektől és az endoszkóp alkatrészeitől. Azonban ez a módszer emberi hibákra hajlamos, és nem nyújt objektív visszajelzést a szövetek optikai tulajdonságairól. Ebből is látható, hogy azok a fejlett és nagyérzékenységgű optikai szenzorokon és automatizált visszacsatolási rendszereken alapuló orvosi döntéstámogató eszközök, melyek képesek a célterületek beazonosításának hatékonyságát növelni, vagy akár az orvos, illetve az orvosi robot esetlegesen hibás döntéseit felülbírálni a beavatkozás során, emellett könnyen integrálhatók a piacon elérhető laparoszkópos berendezésekbe, igen jelentős érdeklődésre tarthatnak számot.

Ebben a munkánkban egy olyan optikai elven működő rendszer fizikai alapjait vizsgáltuk meg, mely a száloptikán bejuttatott széles hullámhossztartományú fény szórásában bekövetkezett változások alapján képes lehet megkülönböztetni az adott szervhez tartozó egészséges szövetet a rajta található káros elváltozástól, vagy akár lehetőséget ad megállapítani a vizsgált biológiai szövet típusát „in situ” módon az orvosi beavatkozás során. Egy ilyen rendszer több előnnyel is rendelkezik: az optikai elvből fakadóan könnyen integrálható a száloptikát használó lézeres laparoszkópos rendszerekbe; megfelelő feltételek és érzékenység mellett képes lehet akár „in situ” szövetvizsgálatra, kiegészítve, vagy akár teljesen kiváltva a hagyományos biopsziát; megfelelő sebészeti robotok és a mesterségesintelligencia-alapú döntéshozatal kombinálásával a műtétek akár emberi beavatkozás nélkül végrehajthatók, ezáltal is csökkentve az orvosi műhibák kockázatát.

A vizsgálatokhoz különböző típusú sertésszövetet használtunk. Az anatómiai, fiziológiai és genetikai párhuzamok miatt a sertés kiváló, sok esetben helyettesíthetetlen modellt nyújt az emberi betegségek megértéséhez, új terápiák kifejlesztéséhez és sebészeti eljárások gyakorlásához. A sertések esetében a vese anatómiája és kiválasztási funkciói nagyon közel állnak az emberéhez, ami lehetővé teszi a különböző vesebetegségek és urológiai problémák tanulmányozását, ezért kitűnő modell kutatási célból végzett laboratóriumi vizsgálatokra [5].

Az optikai szórás vizsgálatokhoz egy Motic 310Met mikroszkópváz szolgáltatta az alapot. Ebbe került becsatlósra a 300 μm magátmérőjű optikai szál segítségével az Ocean Insight DH-2000 típusú halogén gerjesztő fényforrás fénye. A mérések során a gerjesztőfény mintára történő fókuszálása, valamint az arról visszaszóró fény összegyűjtése egy 5x nagyítású és 0,13 NA-val rendelkező mikroszkópjobjektívvel történt. Az összegyűjtött fény áthalad egy 90/10 nyalábosztón, melynek egyik ága egy IDS UI-1240LE-M-GL típusú monokróm kamerával alkot képet a minta felszínéről, míg a másik ág egy Ocean Optics HR4Pro típusú spektrométerbe csatolja az optikai jelet. Utóbbiban

történik a mintáról visszaszórt fény hullámhossz szerinti kiolvasása. Maga a mérési elrendezés sematikus felépítése az 1. ábrán látható.



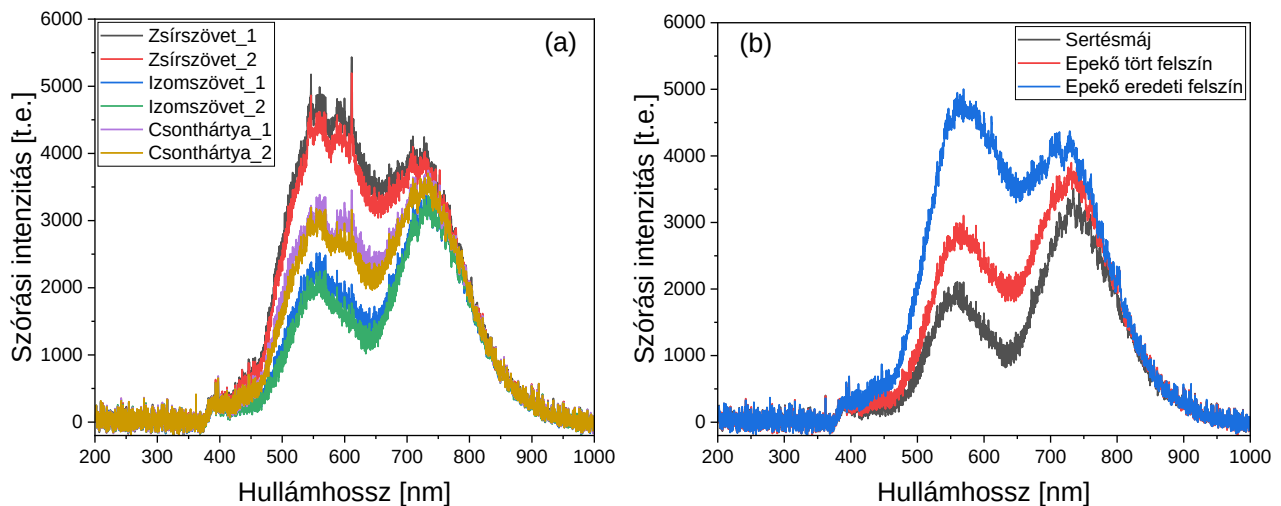
1. ábra: Az optikai fényszórás vizsgálatoknál használt kísérleti elrendezés sematikus felépítése (a) és a vizsgált sertés izomszövet (b), valamint epeköő (c) felületek monokróm mikroszkópos képei.

A 2. ábra a vizsgált sertésből származó biológiai szövetek és képződmények felületéről felvett mikroreflexiós spektrumokat ábrázolják a 200 nm és 1000 nm közötti hullámhossz-tartományban. Míg az (a) ábra a sertésborda különböző komponensein (zsírszövet, izomszövet, csontbőr), addig a (b) ábra a sertésmáj és epeköő felvett szórás spektrumokat ábrázolja.

Mindkét ábrán jól kirajzolódik két markáns szórás maximum: az egyik körülbelül 550–600 nm (zöld–sárga tartomány), a másik pedig 700–800 nm (vörös–közel infravörös) körül. Emellett, alacsonyabb intenzitású szerkezetek is megjelennek a mért spektrumokban ~650 és 400 nm körül.

A spektrumok közös jellemzője, hogy a szórás intenzitás a látható (kb. 400–750 nm) és a közeli infravörös (NIR, >750 nm) tartományban a legjelentősebb. A 450 nm alatti ultraibolya (UV) tartományban a szórás jel alacsony, ami a szöveti komponensek (pl. fehérjék, nukleinsavak) erős abszorpciójára utalhat. Minden görbe komplex, több csúcsból és völgyből álló szerkezetet mutat, ami a minták összetett kémiai és fizikai (mikrostrukturális) természetének következménye.

A 2-(a) ábra esetében mindhárom szövet típusnál a különböző pontokon felvett spektrumok (pl. Zsírszövet_1 és Zsírszövet_2 stb.) rendkívül nagy hasonlóságot mutatnak, ami a mérések jó reprodukálhatóságára és a vizsgált szövetek optikai homogenitására utal. A legfontosabb különbség a szórás intenzitásban figyelhető meg. A zsírszövet rendelkezik a legmagasabb szórás intenzitással, amit a csontbőr követ, majd az izomszövet zárja a sort. Ennek oka, hogy míg a zsírszövet nagyméretű zsírsejtjei (adipociták) erősen szórják a fényt, addig az izomszövet rendezettebb rost szerkezete és a vékony csontbőr tömör, főként kollagénből álló szerkezete kevésbé hatékony szóróközegként viselkedik [6].



2. ábra: A sertés eredetű szöveteken mért mikroreflexiós spektrumok: (a) a borda komponensei (zsír szövet, izomszövet, sertéshártya) 2-2 reprezentatív pontban mérve; (b) májon és epekövön (tört és eredeti felszínen) felvett görbék.

A 2-(b) ábra az optikai fényszóráson alapuló módszer patológiás képződmények és belső szervek közötti különbségtételei képességét demonstrálja. A máj spektruma mutatja a legalacsonyabb intenzitást. Alakja hasonlít az izomszövet spektrumára: egy kettős csúcs látható, melynek völgye szintén a hemoglobin abszorpciós sávjainak tudható be, ami a máj magas vérellátottsága miatt várható [7]. Az epekő esetében mindkét (tört és eredeti) felület szignifikánsan magasabb szórás intenzitást produkál, mint a májszövet. Különösen érdekes, hogy az epekő eredeti felszíne (kék) szórja a legerősebben a fényt, intenzitása meghaladja a tört felszínét (piros) is. Ez arra utal, hogy nemcsak a kémiai összetétel, hanem a felület morfológiája (kristályszerkezet, simaság, rétegzettség) is befolyásolhatja a mért spektrumot.

Összességében a bemutatott eredmények alapján a mikroreflexiós spektroszkópia egy ígéretes, non-invazív optikai eljárás lehet a biológiai szövetek in situ jellemzésére és akár a kóros elváltozások azonosítására, mely képes megkülönböztetni a különböző biológiai szöveteket (zsír, izom, csont, máj) a szórás spektrumokban megfigyelhető intenzitás és spektrumalak alapján.

Felhasznált irodalom

- [1] W. J. Lee, C. P. Chan, and B. Y. Wang, Asian J. Endosc. Surg. **6**, 1 (2013).
- [2] S. Yu, et al., Asian J. Urol. **11**, 156 (2024).
- [3] V. Lekarev et al., Applied Sciences **10**, 7480 (2020).
- [4] K. Krishnaprasad, R. T. Pathi, and M. Nazar, Asian J. Urol. **12**, 23 (2025).
- [5] M. M. Swindle, A. Makin, A. J. Herron, F. J. Clubb Jr, and K. S. Frazier, Vet. Pathol. **49**, 344 (2012).
- [6] V. V. Tuchin, Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis (SPIE Press, 2015).
- [7] S. L. Jacques, Phys. Med. Biol. **58**, R37 (2013).

Köszönetnyilvánítás

A kutatás a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap 2024-1.1.1.1-KKV_FÓKUSZ-2024-00020 számú támogatásával valósult meg.

12.

FOTONPÁR-FORRÁSOK ÉS ALACSONY FOTONSZÁMÚ DETEKTÁLÁSI MÓDSZEREK FEJLESZTÉSE

Holló Csaba Tamás¹, Illés Levente¹, Erdei Gábor¹, Lenk Sándor¹, Sarkadi Tamás¹, Koppa Pál¹,
Barócsi Attila¹

¹Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizikai Intézet, Atomfizika Tanszék

1. Fotonpár-források fejlesztése

A távközlés és az információfeldolgozás gyorsan fejlődő területei széles körben alkalmazzák a klasszikus és növekvő mértékben a kvantumoptikai megoldásokon alapuló adatátviteli és -feldolgozási technológiákat. Számos adatátviteli protokoll és számítási eljárás létezik – közülük már sok tesztelt is –, amely az egyedi fotonokat alkalmazza információbittékként. Két figyelemre méltó alkalmazási terület a kvantumkulcs-szétosztás, amely a biztonságos adatátvitel egy lehetséges módja [1, 2], illetve a teljesen optikai elvű kvantumszámítás, amely megoldást kínálhat klasszikusan komplikált problémákra, mint például a prímszámokra bontás [3]. Az egyes fotonállapotok időbeli korrelációja, amelyet széles körben összefonódásnak neveznek, az alapja olyan új technológiáknak, mint a kvantumállapot-teleportáció [4], vagy a kvantumállapot-ismétlés [5]. Az összefonódott fotonok olyan fotonpárok, amelyek kvantumállapotai csatoltak, azaz az egyik foton állapota nem írható le a másiktól függetlenül, még akkor sem, ha azok nagy távolságra vannak egymástól.

Az előző célokat szolgáló rendszerek megfelelő egyfoton-forrást vagy korrelált fotonpárokat keltő forrást igényelnek. Az ilyen eszközök különböző fizikai folyamatokat alkalmazó módokon valósíthatók meg, amelyek mindegyikének vannak előnyei és hátrányai. A források egy része izolált kétszintű rendszerek, például atomok [6], molekulák [7] vagy kvantumpöttyök [8] spontán emissziójára támaszkodnak, amelyeket elektromos vagy optikai impulzusok gerjesztenek. Bár ezek igény szerint szolgáltatnak fotonokat, az elérhető fluxus (a fotonok egységnyi idő alatt vett teljes száma a nyaláb keresztmetszetén) korlátozott. A másik típus a spontán parametrikus lekonverziót (SPDC) folyamatát alkalmazza, amely erősen nemlineáris optikai anyagokban (például a β -bárium-borátban, BBO) figyelhető meg, ahol egy nagy energiájú pumpafoton egy alacsonyabb energiájú fotonpárra hasad [9]. Ezek az úgynevezett jel- (signal) és tétlen- (idler) fotonok időben korrelált tulajdonságokat mutatnak: az energia és az impulzus összefonódása a megmaradási törvények miatt magától adódik, és ha keletkezésük körülményeit gondosan megválasztják, a polarizációs összefonódás szintén megvalósítható [10]. Mivel a jelfoton érkezésének pillanatát az idler egyidejű detektálása jelzi, az SPDC-t gyakran használják egyetlen foton generálására is [11].

A fenti célokra alternatív megoldások léteznek mind az irodalomban, mind ipari termékek formájában (1. táblázat). Közös hátrányokkal rendelkeznek, mint például az alacsony integrációs szint, az instabilitás, a környezeti hatásokkal szembeni érzékenység, a modularitás hiánya, valamint a hosszú és nehézkes beállítási folyamat. A legtöbb ipari és laboratóriumi alkalmazás megköveteli, hogy a fotonokat egymódusú szálakba csatolják, ami további kihívásokat jelent a csatolási hatékonyság szempontjából.

A BME Fizikai Intézet Atomfizika Tanszékének Kvantumfotonikai laboratóriumában 4 különböző fotonpár-forrást fejlesztettünk (1. ábra). Szabadtéri alkalmazásokra 810 nm-en működő, BBO alapú, optikai szálba csatolt (1) hordozható, >200 nm sáv szélességű korrelált forrás 10^6 fotonpár/s koincidenciafluxussal [12], illetve (2) rack-szekrénybe építhető, TRL5 szintű, hullámfront-osztásos interferencián alapuló, polarizációban összefonódott, 10 nm sáv szélességű, 220×10^3 fotonpár/s koincidenciafluxussal [13]. A forrás saját fejlesztésű rezgésmentes alapra szerelt, hőmérsékletének és spektrális paramétereinek stabilizálása érdekében a pumpálása szálcsatolt

1. táblázat: Kereskedelmi forgalomban elérhető fotonforrások összehasonlító adatai. Az utolsó oszlop a saját hullámfront-osztásos (WFS), polarizációban összefonódott (P) forrás [13] adatait tartalmazza, kiemelve azokat a tulajdonságokat, amelyekben jobb paraméterekkel rendelkezik. Jelölések: hullámvezető (wg), ezer beütés másodpercenként (kcps), hullámhossz-osztás (WLS), frekvencia (F), intrinsic (I), rezonátor (rez.), polarizációs osztókocka (PBS), hullámhossz szerinti multiplexelés (WDM), Mach-Zehnder interferométer (MZI), periodikusan pólozott (pp, PP), lítium-niobát (LN), változtatható (...).

Paraméter	Aurea TPS_155 Q_TYPE_I I	OZ Optics BHEPS- 1000	OZ Optics BEPS- 1000	OZ Optics EPS-1000	OZ Optics HEPS- 1000	OZ Optics BCPS- 1000-B	OZ Optics BCPS- 1000-N	OZ Optics EPS-1000	Thorlabs SPDC810	Thorlabs SPDC 810N	ZERO/3	ZERO/3	Oxide EPS-PS	Oxide EPS-SN	Oxide EPS-SNα	AQLS	Saját forrás
Jel/idler hullámhossz, nm	min tip max	- 1550±2 -	- 1550±0.7 -	1530 1556±2 1580	1530 1566±2 1580	1550/810 1550/810	1550/810 1550/810	810±1 810±1	810±2 810±1	810±1	1560	1550/1560 0	810	810	1550	795 jel, 825 idler	810
Fotonpár sávszélesség, FWHM, nm	min tip max	- 0.6 -	- 3 -	60 80 120	60 80 120	80 80	3 3	3 3	10 0.25	0.25	30	30				4.20E-04	10
Fotonpár-keltés mértéke, kcps	min tip max	- 1000 2000	- 1000 2000	2500 5000	1000 2000 4000	1000 3000 4000	10000 2000	100 100	450 100		135000 4500000	4500000	10 10	10 10		1000	220
Fényesség, kcps/mW			167	417			833	167	8	3	3	11250	11250			100	1.47
Spektrális fényesség, kcps/mW/nm			56	5			10	56	3	0	10	375	375			238095	0.15
Állapothűség	min tip max	- - -	- 98% -	- 98% -	97% 98% 99.5%	97% 98% 99%	n.a. n.a.	n.a. n.a.	98% 98%	n.a. n.a.			98% 97%	98% 97%		n.a.	94.5%
Bell-féle láthatóság, S/(2 V2)	min tip max	- - -	94% 98% -	94% 98% -			n.a. n.a.	n.a. n.a.		n.a. n.a.						n.a.	
Pumpa teljesítmény, mW	min tip max	- - -	0 ... 12	0 ... 12			0 ... 12	0 ... 12	0 ... 12			12 400				10	150
Valós/véletlen koincidencia arány (CAR)	min tip max	- - -	- - -	- - -	100 1000	100 1000											
Láthatóság (H-V)	min tip max	- 98% 99%	- - -	- - -	97% 98% 99.5%		n.a. n.a.	n.a. n.a.		n.a. n.a.	99% 99%	99% 99%	96% 95%	95% 96%		n.a.	92%
Láthatóság (D-A)	min tip max	- 96% 99%	- - -	- - -	97% 98% 99.5%		n.a. n.a.	n.a. n.a.		n.a. n.a.	99% 99%	99% 99%	95% 96%	96% 96%		n.a.	97%
Előrejelzési (heralding) arány	tip	-	nagy??						>0.45	>0.3	0.4	0.4				>0.5	0.17
Fázisillesztés		type-II	type-II	type-0			type-0	type-2	type-2	type-2	type-2	type-0	type-0	type-2	type-2		type-1
SPDC anyag		ppLN wg	ppLN wg	ppLN wg	PP kvarc opt. szál	PP kvarc opt. szál	PP wg	PP wg	PP kristály	ppKTP	ppKTP	ppLN	ppLN	ppKTP	ppKTP	ppLN wg	ppKTP
Felépítés		lineáris	Sagnac	Sagnac	szálban	szálban	lineáris	lineáris	MZI	lineáris	lineáris	Sagnac	Sagnac	lineáris	Sagnac	Sagnac	rez.
Párosítás		WLS	I	WDM	WDM	WDM	WDM	PBS	I			DWDM	DWDM	PS	I		irány
Összefonódás		P	P	P	P+F	P+F	nincs	nincs	P	nincs	nincs	P	P	P	P	P	nincs

1. Korrelált BBO forrás



Hullámhossz: 810±3 nm
Fotonfluxus: 28000 kcps
Heralding arány: 20±3%



Sávszélesség: 202 nm
Koincidencia: 5700 kcps
Pumpa teljesítmény: 44 mW

2. Összefonódott BBO forrás

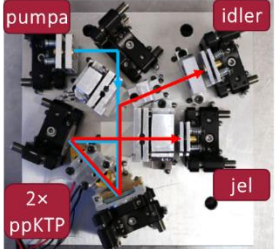


Hullámhossz: 810 nm
Fotonfluxus: 8.33 kcps/mW
Heralding arány: 17±3%



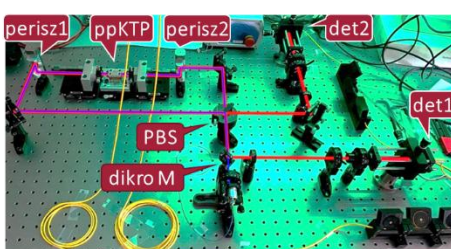
Sávszélesség: 10 nm
Koincidencia: 1.47 kcps/mW
Állapothűség: 0,951±0,004

3. Összefonódott ppKTP forrás



Hullámhossz: 810 nm
Anyag: ppKTP (kétcélás)
Fotonpár: összefonódott
Kimenet: szálcsatolt
Interferométer: Sagnac
Méret: 19 cm × 19 cm

4. Összefonódott ppKTP telekom forrás

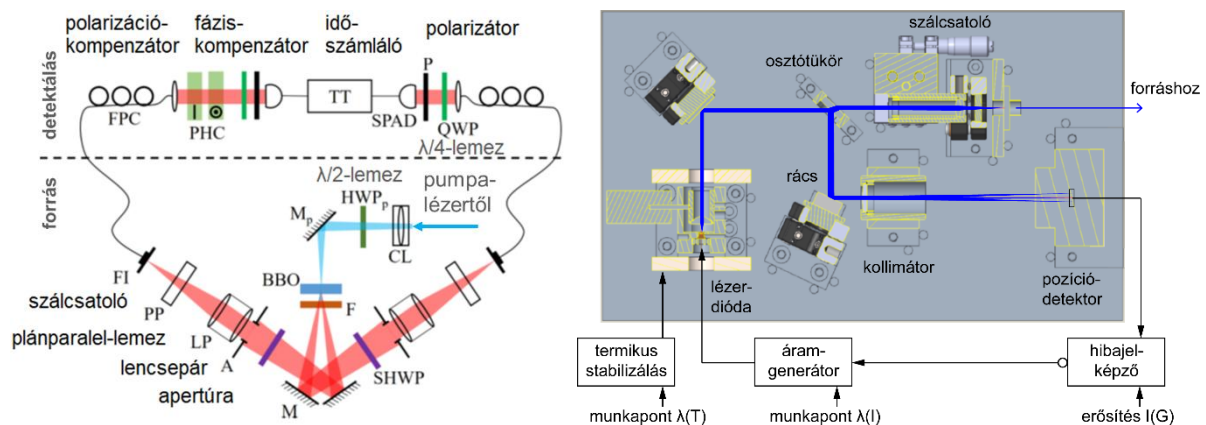


Hullámhossz: 1560 nm
Anyag: ppKTP
Fotonpár: összefonódott
Kimenet: szálcsatolt
Interferométer: Sagnac
Detektálás: SNSPD pár
Kivitel: fejlesztés alatt

1. ábra: A BME Fizikai Intézet Atomfizika Tanszékének Kvantumfotonikai laboratóriumában fejlesztett 4 fotonpár-forrás. Jelölések: periszkóp (perisz), dikroikus tükrök (dikro T), polarizációs osztókocka (PBS), detektor (det).

módon történik, a forrástól különálló házban elhelyezett, spektrálisan stabilizált lézerdiodával. A (3) forrás szintén ezen a hullámhosszon állít elő két egymást követő periodikusan pólozott (doméninvertált) kálium-titanil-foszfát (ppKTP) cellában fotonpárokat, mellyel hangolható fázisú inverz Hong–Ou–Mandel-kísérletet végeztünk [14]. A szintén ppKTP alapú, de az 1560 nm-es távközlési hullámhosszon működő (4) forrással és szupravezető nanoszál-as detektorpárral (SNSPD) demonstrátort építettünk az ikerfotonok polarizációs összefonódásának kimutatására, amelynek robusztus kivitelezése fejlesztés alatt van.

A források alapvető paramétereinek meghatározása speciális, alacsony fotonszámú mérési módszereket – egyfoton-spektrométert, kvantumállapot-tomográfot és Hanbury–Brown–Twiss interferométert – fejlesztettünk félvezető egyfoton-lavinadióda (SPAD) és SNSPD detektorok alkalmazásával. A SPAD alapú egyfoton-detektálást adaptáltuk biológiai minták és félvezető struktúrák nanoszekundum alatti fluoreszcencia-élettartamainak vizsgálatára [15]: egy példát mutat be a következő fejezet.



2. ábra: A hullámfront-osztásos interferencián alapuló, polarizációban összefonódott (2) forrás blokkvázlata (balra) és a szálcátolt pumpálás megvalósítása spektrálisan stabilizált lézerdiodával (jobbra)

2. Fotovoltaikus anyagok időfelbontásos fotolumineszcencia-élettartam vizsgálata

Szerves fotovoltaikus (OPV) struktúrákat vizsgáltunk időkorrelált egyfotonszámlálás (TCSPC) segítségével az időfelbontásos fluoreszcencia dinamika feltárása érdekében alacsony injektálási körülmények között. A gerjesztéshez 650 nm hullámhosszú, néhány 10 pikoszekundumos (ps) impulzusokat kibocsátó lézerdiodát, a detektáláshoz SPAD-ot alkalmaztunk (3. ábra). A méréseket 11 mW/cm^2 intenzitású besugárzással végeztük, impulzusokként $1,2 \times 10^8$ fotonszám mellett, ami kellően alacsony ahhoz, hogy elkerüljük a minták károsodását. A fluoreszcencia-lecsengés jellemzőit a gerjesztéssel összemérhető időskála miatt iteratív rekonvolúcióval elemeztük. Az OPV minták különböző elnyelő anyagokat és szerkezeteket tartalmaztak, amelyek igen rövid, 30–500 ps tartományba eső lecsengési időket eredményeztek. Az ilyen gyors dinamika hagyományosan csak sokkal nagyobb intenzitású gerjesztéssel mutatható ki. Az eredmények azt mutatják, hogy míg az abszorpciós spektrumok a szerkezeti tulajdonságokkal (például a rétegvastagsággal) változnak, a lecsengési időket elsősorban az abszorber anyaga határozza meg. A TCSPC mérések így mélyebb betekintést nyújtanak a szerves félvezetők transzporttulajdonságaiba.

13.

SAGNAC INTERFEROMÉTER ALAPÚ FOTONPÁR FORRÁSOK FEJLESZTÉSE KÖZELI INFRAVÖRÖS ÉS TELEKOM HULLÁMHOSSZ TARTOMÁNYOKON

Holló Csaba Tamás¹, Perényi Barnabás¹, Erdei Gábor¹, Barócsi Attila¹, Koppa Pál¹,
Sarkadi Tamás¹

¹Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizikai Intézet, Atomfizika Tanszék, Budapest

1. Bevezető

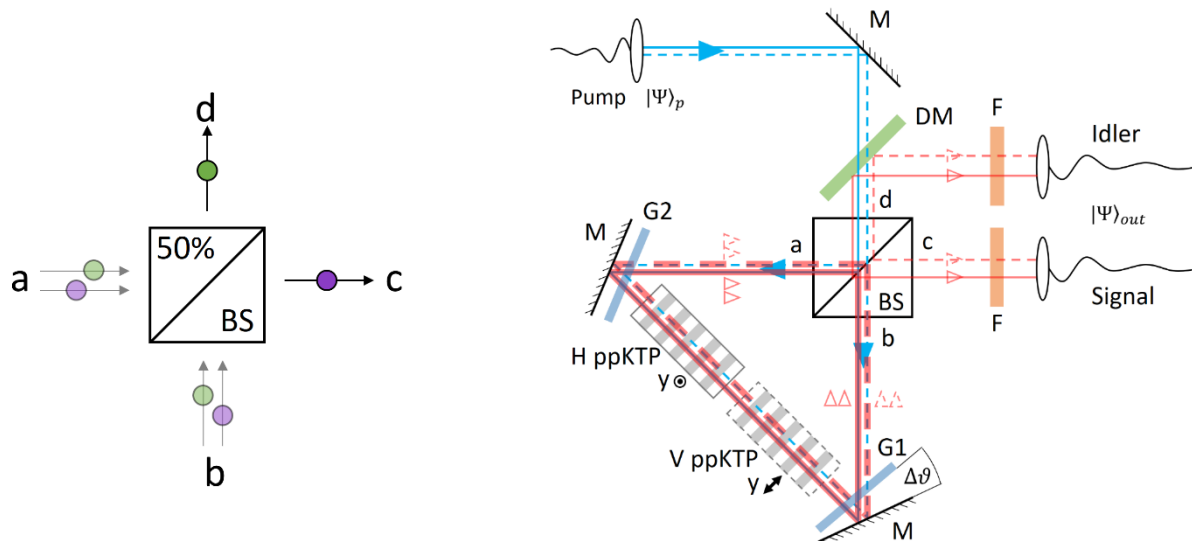
A távközlés és az információfeldolgozás gyorsan fejlődő területei egyre szélesebb körben alkalmazzák a kvantumoptikai megoldásokon alapuló technológiákat is. Számos adatátviteli protokollt és számítási eljárást javasoltak és teszteltek, amelyekben az egyedi fotonok szolgálnak információhordozóként. Két jelentős alkalmazási terület: a kvantumkulcs-megosztás [1, 2], amely fizikai alapokon nyugvó biztonságos adatátvitelre kínál ígéretes lehetőséget, valamint az optikai elven működő kvantumszámítógépek [3], amelyek megoldást nyújthatnak a klasszikusan túlzottan időigényes problémák megoldására, mint például nagy számok prímtenyezős felbontása.

Az ilyen rendszerekhez megfelelő egyfoton- vagy korrelált fotonpárokat kibocsátó forrás szükséges. Ezeket különféle megközelítésekkel lehet megvalósítani, mindegyiknek megvannak az előnyei és hátrányai. Egyes megvalósítások elszigetelt kétállapotú rendszerek spontán emisszióján alapulnak. Bár ezek a források képesek determinisztikusan fotont kibocsátani, a hozamuk meglehetősen alacsony. Egy másik módszer a nemlineáris optikai anyagokban lejátszódó spontán parametrikus konverzió (SPDC) alapul [4], ahol egy nagyenergiájú pumpafoton két alacsonyabb energiájú fotonná alakul. Ezek az úgynevezett jel és idler fotonok időbeli korrelációt mutatnak: energiájuk, impulzusuk, és megfelelő körülmények esetén a polarizációjuk is összefonódott lehet. A polarizációban összefonódott fotonpárok előállítására az SPDC vált a domináns módszerrel relatív egyszerűsége és a párok tagjai közt megvalósítható kiváló minőségű összefonódás miatt.

Az Atomfizikai Tanszék részt vett a HunQuTech (Nemzeti Kvantumtechnológiai Program) projektben, és jelenleg is aktív közreműködője a QNL (Quantum Information National Laboratory Hungary) programnak, amely a kvantumoptikai technológiák kutatására és fejlesztésére irányul. Kutatásunk középpontjában az SPDC források tervezése és optimalizálása áll. A Tanszék kvantumoptikai kutatócsoportjának munkatársaival arra törekedtünk, hogy a fotonpár források gyakorlati alkalmazása során felmerülő kihívások közül a lehető legtöbbre megoldást dolgozzunk ki. A technikai akadályok leküzdésén túl munkánk során hatékonyabb források létrehozását szolgáló új fizikai elveket is kidolgoztunk.

2. 810 nm-es, inverz Hong-Ou-Mandel interferencián alapuló fotonpár forrás [5]

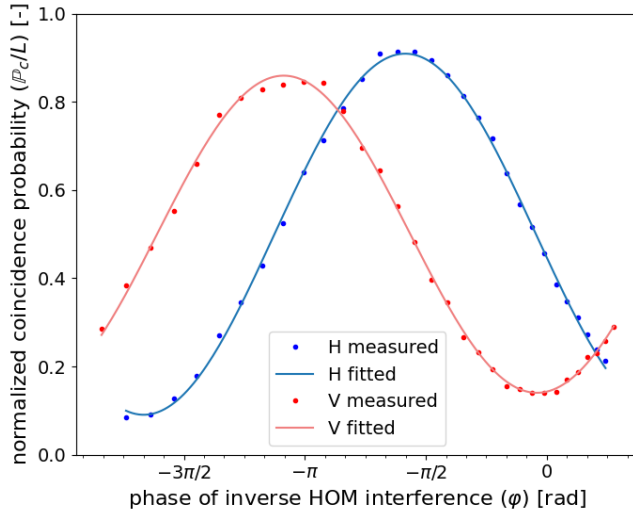
A frekvencia degenerált, polarizációban összefonódott fotonpárok szétválasztása a mai napig kihívást jelent, hiszen ez esetben nem alkalmazható a párok dikroikus tükörrel, sávszűrővel vagy egyéb spektrális elven alapuló szétválasztása. Megoldásunkban az inverz Hong-Ou-Mandel (HOM) interferenciát hívtuk segítségül. Ehhez ugyanazon fotonpárnak egyszerre kell egy féligáteresztő osztótükör mindkét bemenetére érkeznie (lásd 1. ábra bal). Ezt a speciális igényt az 1. ábra jobb oldalán látható Sagnac interferométer segítségével valósítottuk meg. Az interferométerbe helyezett 0-ás típusú fázisillesztésű nemlineáris kristályt a pumpalézer egyszerre az óramutató járásával megegyezően és azzal ellentétesen is pumpálja, tehát a lekonvertált fotonpár is egyszerre ezen két irány szuperpozíciójában keletkezik. Az „a” és „b” bemenetekre érkező állapotok közti fázistolás hangolásával szabályozható a párok szétválásának valószínűsége a „c” és „d” kimeneteken.



1. ábra: bal) Inverz Hong-Ou-Mandel interferencia egy 50%-os osztórétegen, jobb) az interferenciát megvalósító Sagnac interferométer alapú fotonpár forrás sematikus rajza. M: tükör, DM: dikroikus tükör, BS: 50%-os neutrális osztókocka, G1, G2: plán-parallel üveglemez, F: 810 ± 5 nm-es sáváteresztő szűrő

A HOM interferencia fázisának hangolását egy, az interferométerbe helyezett hangolható diszperzív elem segítségével valósítottuk meg. Esetünkben ez egy plánparallel üveglemez (G1), melyen az óramutató járásával megegyező irányban a pumpa, míg ellentétes irányban a lekonvertált nyaláb halad át. A lemez döntésével a pumpanyaláb és a lekonvertált nyaláb optikai úthossza eltérő mértékben állítható, melynek oka az anyagi diszperzió. Az eltérés biztosítja az osztókockára érkező állapotok közti hangolható fázistolást. A párok szétválasztásának valószínűsége a HOM fázis hangolásának függvényében a 2. ábrán látható.

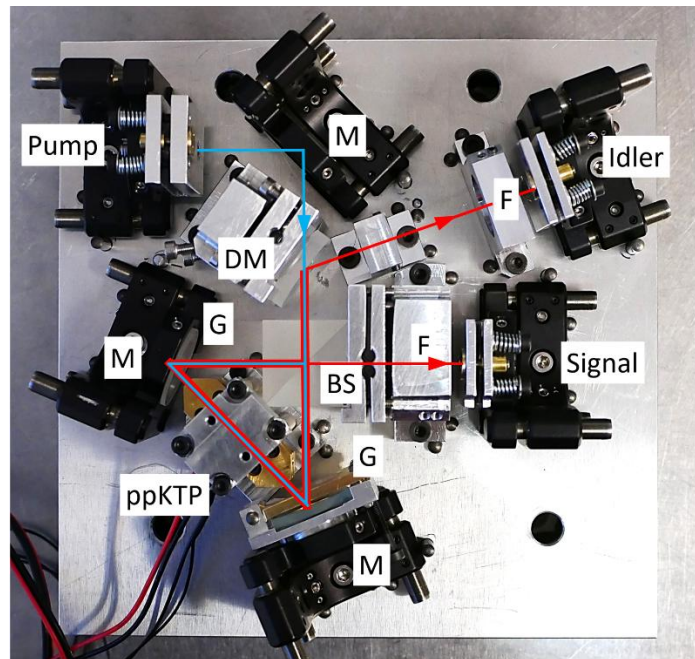
Polarizációban összefonódott párok létrehozásához az interferométerbe kettő, egymáshoz képest ortogonálisan orientált kristályt helyeztünk. A HOM interferencia fázisának hangolásával és ezután a pumpa polarizáció megfelelő beállításával elérhető, hogy a szétválasztott párok egymással polarizációban összefonódottak legyenek. A forrás paramétereit az 1. táblázat foglalja össze, míg fizikai megvalósítása a 3. ábrán látható.



2. ábra: Koincidencia valószínűség a forrás kimenetein a párok szétválasztására használt inverz Hong-Ou-Mandel interferencia fázisának függvényében

Fényesség	533 ± 22.5 pár/s/mW/nm
Előrejelzési arány	$7.0 \pm 0.16 \%$
Sáv szélesség	10 nm
Állapothűség	91.4 %
Inverz HOM láthatóság (H)	0.820 ± 0.0102
Inverz HOM láthatóság (V)	0.720 ± 0.0072

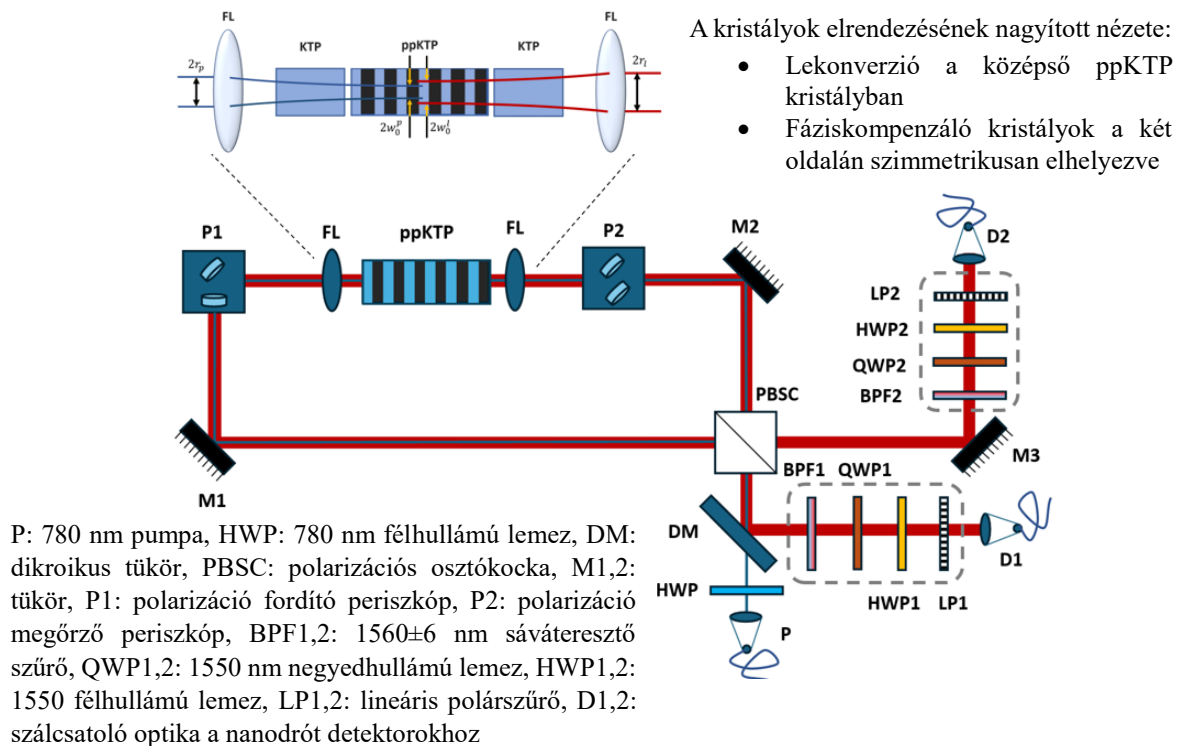
1. táblázat: A forrás paramétereit



3. ábra: A megvalósított Sagnac interferométer alapú, inverz Hong-Ou-Mandel interferenciát létrehozó fotonpár forrás mechanikai felépítése.

3. 1560 nm-es telekom hullámhosszú fotonpár forrás [6]

Célunk telekom hullámhossz tartományban működő, polarizációban összefonódott fotonpár forrás előállítása is, mely alkalmas a meglévő száloptikai hálózatra csatlakoztatva kvantumos titkosítás megvalósítására, illetve akár kvantuminformáció továbbítására is. Ezen forrás alapját szintén egy Sagnac interferométerbe helyezett nemlineáris kristály adja. Az elrendezés sematikus vázlata a 4. ábrán látható.

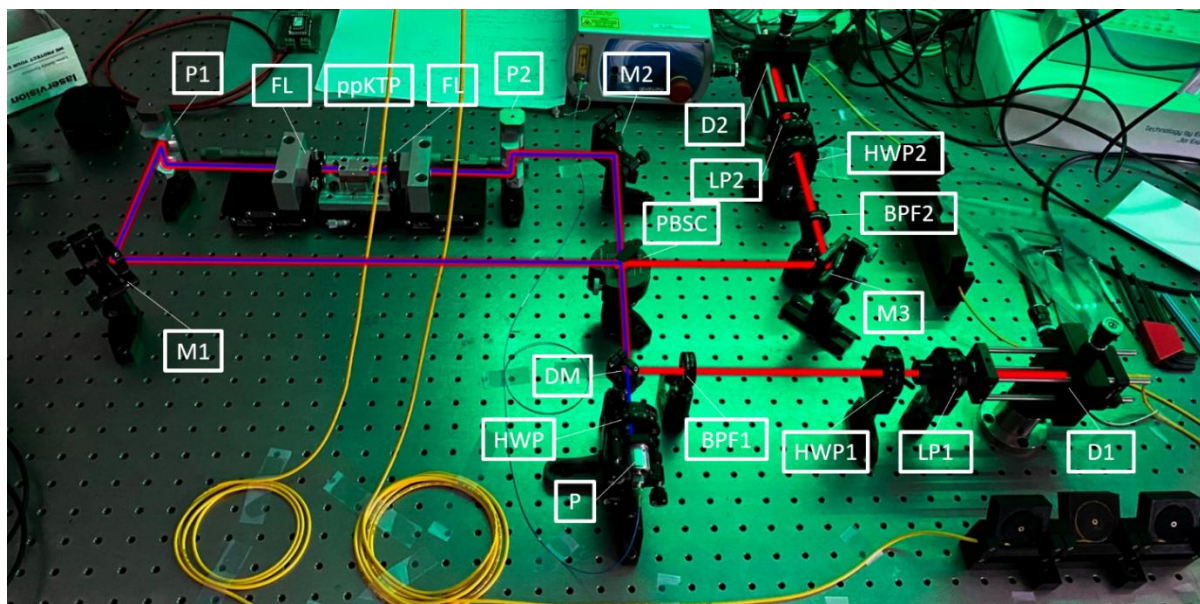


4. ábra: 1560 nm-es telekom hullámhosszú polarizációban összefonódott fotonpár forrás vázlatos felépítése. A forrás alapja egy Sagnac interferométer.

A kristály mindkét irányból megfelelő polarizációjú pumpálását egy, az interferométerben elhelyezett

polarizációfordító nyalábemelő periszkóp biztosítja. Ez az elem a polarizáció 90° -os elfordítását geometriai úton éri el, így mind a pumpa, mind a lekonvertált hullámhosszra egyaránt működik. A II-es típusú fázisillesztés során keletkező egymásra merőleges polarizációjú jel és idler fotonokat, az interferométer polarizációs osztókockája választja szét egy körüljárás után.

A forráson polarizációs állapotomográfiát végrehajtva megállapítottuk, hogy állapothűsége jelenleg 86%, melyet fáziskompenzációs eljárásokkal, illetve az interferométer nyalábjainak jobb átfedésével tovább javíthatunk. A felépített forrást az 5. ábra szemlélteti.



5. ábra: 1560 nm-es telekom hullámhosszú polarizációban összefonódott fotonpár forrás fizikai felépítése, a pumpa (kék) és lekonvertált (piros) fényutakkal.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönetüket fejezik ki a Magyar Államnak és a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapnak a 2017-1.2.1-NKP-2017-00001 „Kvantumbitek előállítása, megosztása és kvantuminformációs hálózatok fejlesztése”, az NKFIH-873-4/2020, „Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium”, valamint a 2022-2.1.1-NL-2022-00004 „A Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium komplex fejlesztése” című projektek keretében nyújtott anyagi támogatásért.

Felhasznált irodalom

- [1] AK Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661 (1991)
- [2] J Pseiner *et al.*, *Quantum Sci. Technol.* **6**, 035013 (2021)
- [3] JL O’Brien, *Science* **318**, 1567–1570 (2007)
- [4] C Couteau, *Contemporary Physics* **59**, 291-304. (2018)
- [5] CT Holló *et al.*, *Phys. Rev. A* **111**, 013531 (2025)
- [6] B Perényi, *BME AFT szakdolgozat* (2025)

14.

ARANY-EZÜST KOMPOZIT NANORÉSZECSKÉK ELŐÁLLÍTÁSA VÉKONYRÉTEGEK LÉZERES ABLÁCIÓJA ÚTJÁN

Homik Zsolt¹, Smausz Tamás¹, Kopniczky Judit¹, Hopp Béla¹

¹Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

Bevezetés

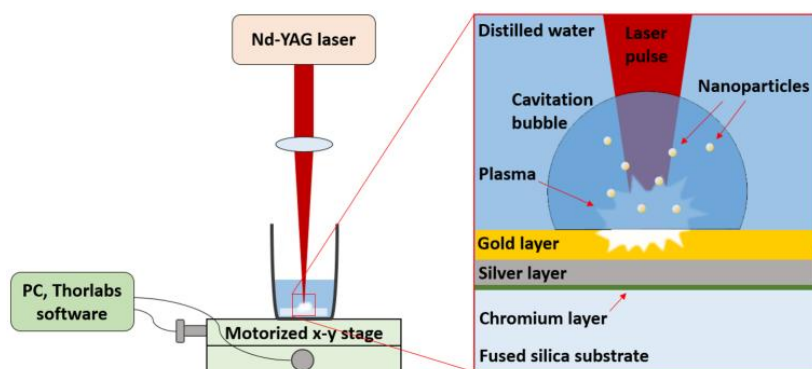
A különböző összetételű nanorészecskék - sokoldalúságuk és egyedi fizikai és kémiai tulajdonságaik révén – alkalmazási köre az utóbbi néhány évtizedben rendkívüli ütemben növekedett. Többek közt használják őket a gyógyászatban [1], az energetikai iparban [2] és a különböző kémiai, biológiai és fizikai szenzorok fejlesztésében is [3]. Különösen nagy érdeklődés övezi a többanyagú, kompozit nanorészecskéket az egyedi és kontrollálható paramétereik okán. Az ilyen nanorészecskék előállítására három alapvető módszer létezik: fizikai, kémia és biológiai eljárásokat különböztethetünk meg. Mindhárom technikának megvannak a maga előnyei és hátrányai. A mi kutatásunkban egy fizikai módszert, a víz alatti lézeres ablációt (pulsed laser ablation in liquid, PLAL) alkalmaztuk, aminek előnyei közé tartozik az egyszerű kísérleti elrendezés, az alacsony költségek, a létrejövő kolloid oldat tisztasága, a nanorészecskék paramétereinek jó kontrollálhatósága és nem utolsósorban az alacsony környezeti lábnyom.

Kutatásunkban az újdonságot a céltárgyak kialakítása jelenti. Előttünk két ízben demonstrálták [4, 5] ötvözet-nanorészecskék előállítását oly módon, hogy céltárgyként egymásra párologtatott, rétegenként csak az egyik összetevőt tartalmazó fém vékonyrétegeket alkalmaztak. Célunk az volt, hogy a módszerrel arany-ezüst ötvözet nanorészecskéket állítsunk elő oly módon, hogy az ötvözetek összetételarányát a rétegvastagságok arányának változtatásával szabályozzuk.

Kísérleti elrendezés

A céltárgyakat úgy állítottuk elő, hogy üveg hordozóra magas hőmérsékletű párologtatás útján vittük fel az ezüst és arany rétegpárokat. Ahhoz, hogy az ezüst jól kötődjön az üveghez, egy vékony (~5 nm) króm pufferréteget alkalmaztunk. Az ezüstréteg oxidációjának elkerülése végett mindig az aranyréteg került az ezüst fölé. Hét különböző rétegekombinációt hoztunk létre: állandó 50 nm-es aranyréteg 20, 50 és 200 nm-es ezüstrétegekkel, valamint állandó 100 nm-es ezüstréteg 20, 50, 100 és 200 nm-es aranyrétegekkel. Referenciaként 50 és 200 nm-es tiszta arany- és ezüstrétegeket használtunk.

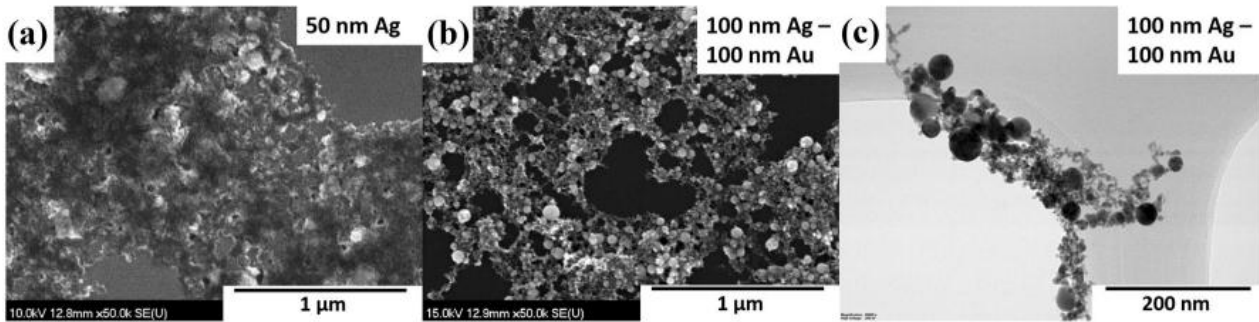
Az ablációs kísérletekhez egy impulzusüzemű Nd-YAG lézert (Quantel) alkalmaztunk a következő paraméterekkel: 1064 és 532 nm-es hullámhossz, 8 ns impulzushossz, 6.67 Hz ismétlési frekvencia. A lézerenergia mindkét hullámhossz esetében 4.25 mJ volt. Egy 5 cm fókuszhosszúságú lencsével 300 µm átmérőjű fókuszfoltot hoztunk létre, ami így 6.01 J/cm² energiasűrűséget eredményezett. A mintatartó egy x-y automatizált eltolóra volt helyezve, amit úgy állítottunk be, hogy a lövések között ne legyen átfedés. Az 1. ábra mutatja a kísérleti elrendezés vázlatát.



1. ábra: A kísérleti elrendezés sematikus rajza

Eredmények

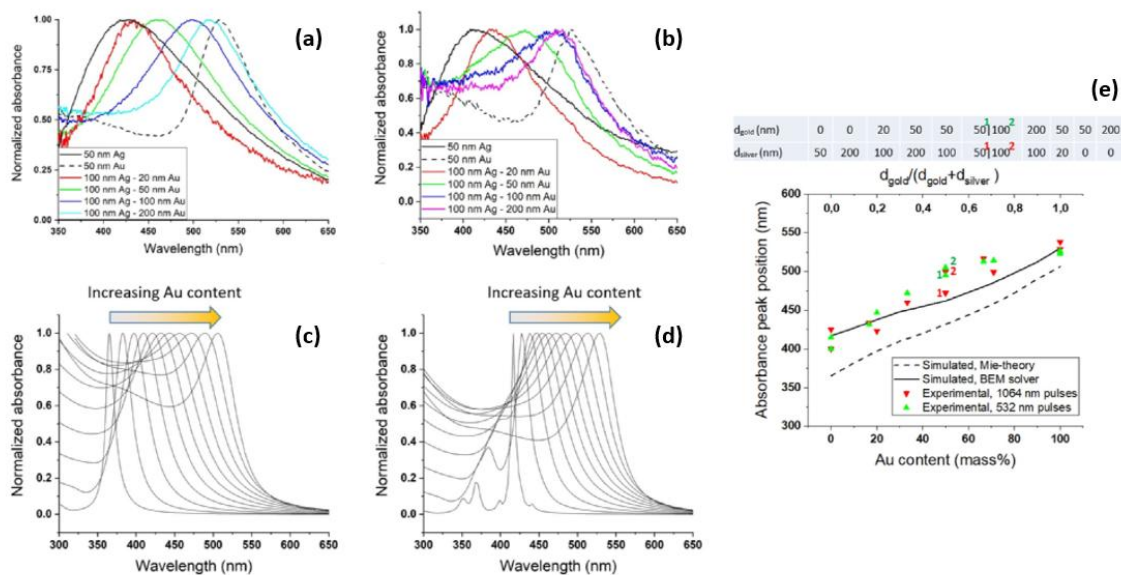
A keletkező részecskék méreteloszlását SEM és TEM képek alapján állapítottuk meg (2. ábra). Azt kaptuk, hogy a nanorészecskék mérete lognormal eloszlást mutat; az átmérők közéértéke 20-40 nm között mozog 9-30 nm standard deviáció mellett. A képekből az is kiderül, hogy míg az aranytartalmú nanorészecskék jól megkülönböztethetőek és gömb alakúak, addig a tiszta ezüst minták esetén magasfokú az aggregáció, az anyag inkább amorf csapadékba ágyazódva van jelen, ami megghiúsította a méreteloszlás egzakt meghatározását. A részecskék méretére sem a rétegek abszolút vastagsága, sem a rétegvastagságok aránya, sem pedig az alkalmazott hullámhossz nem volt hatással.



2. ábra: Tipikus SEM (a, b) és TEM (c) képek a létrejött nanorészecskékről.

Az irodalomból ismert, hogy az arany nanorészecskéknek (néhány 10 nm-es átmérő esetén) ~530 nm-nél, az ezüst nanorészecskéknek pedig ~400 nm-nél van plazmonrezonancia-csúcsa az elnyelési spektrumban. Az is ismert jelenség, hogy ötvözet nanorészecskék esetén ez a plazmonrezonancia-csúcs a két tiszta alkotóanyaghoz tartozó csúcs közé esik, és az összetételarányának megfelelően tolik el az egyik vagy a másik felé. Ezt a jelenséget kihasználva megállapítható, hogy a létrejött részecskék valóban ötvözödtek-e és hogy milyen arányban.

A 3. a) és b) ábrán jól látható, hogy a létrejött kolloidok abszorpciós spektrumai valóban a két tiszta anyag csúcsai közé esnek, az eltolódásuk pedig az alkalmazott rétegvastagságok függvénye. Ahhoz, hogy megállapítsuk a nanorészecskék összetételét, szimuláltuk, hogy ismert összetételarányok esetén hova esne a mért csúcs. Először egy a Mie-szóráson alapuló modellt készítettünk; a részecskeméret-eloszlás és 10%-onként változó összetételarányú arany-ezüst ötvözetek törésmutatójának ismeretében [6] kiszámítottuk a várt abszorpciós spektrumokat.

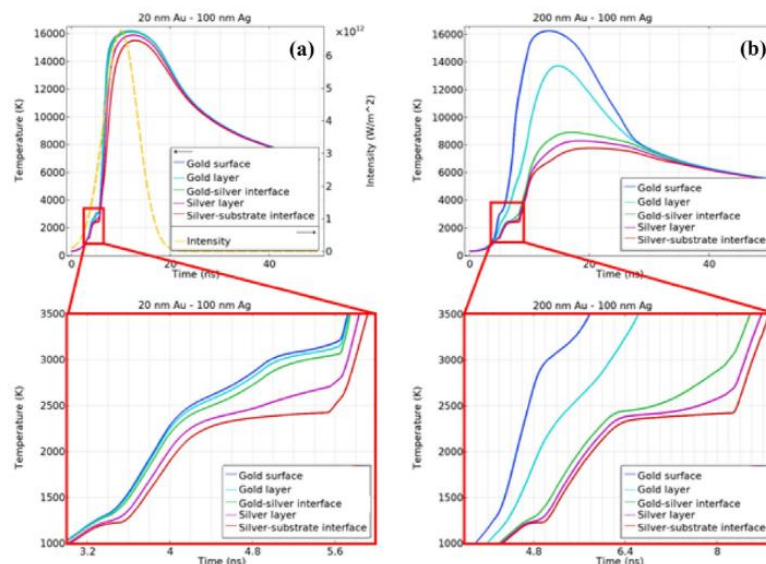


3. ábra: A mért abszorpciós spektrumok 1064 nm-es (a) és 532 nm-es (b) impulzusok esetén, valamint a Mie-szóráson (c) és végezelem módszeren (d) alapuló szimulált abszorpciós spektrumok. A mért és számolással kapott abszorpciós csúcsok pozíciója (e).

Az eredmények jó egyezést mutattak a kísérletekkel, viszont mindegyik összetételarány esetében azt tapasztaltuk, hogy a szimulációhoz képest a mért abszorpciós csúcsok a hosszabb hullámhosszak felé tolódnak. A Mie-modell a tapasztalt magasfokú aggregációt nem tudja figyelembe venni, ezért készítettünk egy végeselem-alapú szimulációt is, amiben Maxwell-egyenleteket oldunk meg megfelelő paraméterek mellett (alak, törésmutató, közeg). Ez a modell a csúcsok pozíciójának tekintetében jobb egyezést mutat a mért eredményekkel, a csúcsok alakja viszont távolabb áll a valóságtól. Ennek oka valószínűleg az, hogy ez a modell a részecskék számosságát és méreteloszlását nem veszi figyelembe. A csúcsok pozíciójának alakulásán az is megfigyelhető, hogy minél vékonyabb aranyréteg került az ezüstrétegre, annál pontosabb az egyezés a szimulált és a mért pozíció között. Ennek oka, hogy minél vastagabb az aranyréteg, annál markánsabban érződik annak árnyékoló hatása, aminek következtében az alul elhelyezkedő ezüstrétegből kisebb anyagmennyiség párolog el az abláció során.

Az ablációs folyamat leírására, valamint a vékonyréteg-kombinációk ablációja és a kialakuló ötvözet-nanorészecskék közötti kapcsolat tanulmányozásához készítettünk egy időfelbontásos hőmérsékleti modellt COMSOL segítségével. Az ablációs mechanizmus ns-os impulzusok esetén teljes egészében fototermikus ablációként kezelhető. A reflexiók, abszorpciók és emissziók együtthatókat a hőmérsékletfüggő komplex törésmutatókból számoltuk a Drude-modell alapján. A hőmérséklet- és időfüggő optikai paraméterek ismeretében leírható a hőmérséklet- és időfüggő hőforrás, hővezetés és a környezetbe történő hősugárzás.

A 4. ábrán az így kapott 20 nm arany - 100 nm ezüst (a) és 200 nm arany - 100 nm ezüst (b) rétegvastagság kombinációk hőmérséklet-idő grafikonjai láthatók. A hőmérséklet időbeli alakulása jó egyezést mutat az irodalomban fellelhető eredményekkel [7]. Az anyagok ötvöződéséhez elengedhetetlen feltétel, hogy az abláció során a két anyag egyszerre kerüljön gőz/plazma állapotba. Ahogy az a nagyított grafikonszálakon látható, 20 nm vastag aranyréteg esetén ez a feltétel jól láthatóan teljesül, viszont 200 nm vastag aranyból nagyon csekély az átfedés, ami jó összhangban áll a fentebb leírt kísérleti megfigyelésekkel.



4 ábra: A rétegek és réteghatárok hőmérsékletének időbeli lefutása. A nagyított képeken az olvadási és párolgási szakasz látható.

Konklúzió

Megmutattuk, hogy arany-ezüst kompozit nanorészecskék előállíthatók tiszta alkotóanyagaikból készített többrétegű vékonyréteg-struktúrák víz alatti ablációjának útján. Az így létrehozott kolloidok abszorpciós spektrumát összevetve a Mie-szórásos és végeselem-módszeren alapuló szimulációkkal bemutattuk, hogy a nanorészecskék összetételaránya jól kontrollálható az alkalmazott abszolút és

relatív rétegvastagságok szabályozásával. Készítettünk egy, az ablációs mechanizmust leíró időfelbontásos hőmérsékleti modellt, ami jó összhangban van az irodalomban fellelhető korábbi számításokkal és a saját kísérleti eredményeinkkel. Munkánkkal egy egyszerűen megvalósítható, tiszta, jól kontrollálható és környezetbarát módszert demonstráltunk ötvözet nanorészecskék előállítására. A technika lehetőséget nyit komplexebb, akár több alkotóelemű nanorészecskék előállítására is, amelyek a legkülönbözőbb alkalmazási területeken bizonyulhatnak hasznosnak.

A kísérletek finanszírozásához hozzájárult a Kulturális és Innovációs Minisztérium Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alap 2022-2.1.1-NL-2022-00012 azonosító számú Kooperatív Technológiák Nemzeti Laboratóriuma projekt és a TKP2021-NVA-19 pályázat.

Felhasznált irodalom

- [1] K.P. Tamarov, L.A. Osminkina, S.V. Zinovyev, K.A. Maximova, J.V. Kargina, Radio frequency radiation-induced hyperthermia using Si nanoparticle-based sensitizers for mild cancer therapy. Sci. Rep (2014)
- [2] E. Kymakis, G.D. Spyropoulos, R. Fernandes, G. Kakavelakis, A.G. Kanaras, E. Stratakis, Plasmonic bulk heterojunction solar cells: the role of nanoparticle ligand coating. ACS Photonics 2, 714–723 (2015)
- [3] A. Kohut, A. Kéri, V. Horváth, J. Kopniczky, T. Ajtai, B. Hopp, G. Galbács, Z. Geretovszky, Facile and versatile substrate fabrication for surface enhanced Raman spectroscopy using spark discharge generation of Au/Ag nanoparticles. Appl Surface Sci. 531, 147268 (2020)
- [4] V. Amendola, S. Scaramuzza, F. Carraro, E. Cattaruzza, Formation of alloy nanoparticles by laser ablation of Au/Fe multilayer films in liquid environment. J. Colloid Interface Sci. 489, 18–27 (2017)
- [5] Z. Lin, J. Yue, L. Liang, B. Tang, B. Liu, L. Ren, Y. Li, L. Jiang, Rapid synthesis of metallic and alloy micro/nanoparticles by laser ablation towards water. Applied Surface Sci. 504, 144461 (2020)
- [6] D. Rioux, S. Vallières, S. Besner, P. Muñoz, E. Mazur, M. Meunier. An analytic model for the dielectric function of Au, Ag, and their alloys (2014)
- [7] Bai, Xueshi. Laser-induced plasma as a function of the laser parameters and the ambient gas (2014)

15.

A PAPER-BASED 3D SERS PLATFORM FOR THIRAM SENSING

Viktória Horváth¹, Dániel Megyeri¹, Judit Kopniczky¹, Maher Darwish¹, Zsolt Geretovszky¹,
Attila Kohut¹

¹University of Szeged, Physics Institute, Department of Optics and Quantum Electronics, Szeged

Introduction

Surface-enhanced Raman spectroscopy (SERS) enhances the Raman signal of molecules by factors of 10^2 – 10^{10} using plasmonic nanostructures, enabling sensitive, selective, and non-destructive detection [1]. While SERS can reach trace and even single-molecule detection, quantitative analysis remains challenging due to substrate variability and analyte adsorption effects [2]. Its major strength lies in portable, *in situ* analysis, especially with the rise of handheld Raman devices and spectral databases. Conventional SERS substrates, typically rigid films with silver or gold nanoparticles (NPs), offer good sensitivity but are costly and limited in sampling flexibility. Research now focuses on flexible, porous supports – like paper – that allow easier integration, broader sampling strategies, and higher surface area for nanoparticle deposition [3]. However, existing fabrication methods often fall short in cost, simplicity, or reproducibility. Spark ablation, a physical, solvent-free NP synthesis method, generates aerosol-phase particles suitable for direct deposition onto porous materials. It enables scalable, tunable, and high-purity NP production [4]. In this study, we explore the use of spark-ablated NPs deposited on filter materials to create flexible 3D SERS substrates. We assess how particle characteristics and support type influence SERS performance, with a focus on detecting thiram, a widely used but strictly regulated fungicide. SERS offers a promising approach for thiram detection, but complex spectra and low signal-to-noise ratios hinder straightforward analysis. To overcome this, we applied a deep learning model – based on the work by Wang *et al.* [5] – to classify thiram concentrations, enhancing detection sensitivity beyond traditional visual methods.

Methods

Nanoparticle Generation and Substrate Fabrication

NPs were synthesized using a spark discharge generator (SDG) equipped with Au, Ag, or AuAg alloy electrodes and operated with N₂ or Ar as carrier gas (7 or 10 L/min). Sparking was maintained at 900 V with frequencies between 500–4000 Hz. The resulting aerosol passed through a tube furnace (up to 900 °C) for particle compaction, and particle size distributions were measured using a scanning mobility particle sizer (SMPS). Aerosol particles were deposited onto 47 mm filters (nylon: 0.2–60 µm pore size, or Whatman paper) housed in a plastic holder. Deposition times (2–20 minutes) were adjusted to ensure consistent particle loading. Substrates were examined via scanning electron microscopy (SEM).

Raman Measurements

Filters were cut into ~5 mm × 5 mm squares for SERS analysis. Substrates were tested using 61 ppm ethanolic rhodamine 6G and methanolic thiram solutions (0.03–240 ppm). Each substrate was drop-coated with 3 µL of analyte and air-dried. SERS spectra were recorded using a 785 nm laser (5–20 mW) and a fiber-coupled Raman probe. Data were collected with a cooled spectrometer using 1 s acquisition time unless stated otherwise.

Results and Discussion

Effect of Experimental Parameters on SERS Substrate Performance

Spark ablation enables precise tuning of NP characteristics and deposition conditions, both of which are crucial for optimizing SERS substrates. We investigated how variables such as material composition, particle size and shape, compaction conditions, and filter properties affect the performance and reproducibility of spark ablation-based SERS platforms.

Nanoparticle Material Composition

We compared SERS substrates fabricated using Ag, Au, and 50:50 Ag-Au alloy NPs. Silver produced the highest initial enhancement but degraded significantly over time. Gold substrates showed excellent long-term stability but lower intensity. Alloyed particles offered a balance: they maintained twice the enhancement of gold and were stable for over a month (Figure 1). Alloy particles were therefore used in all subsequent experiments.

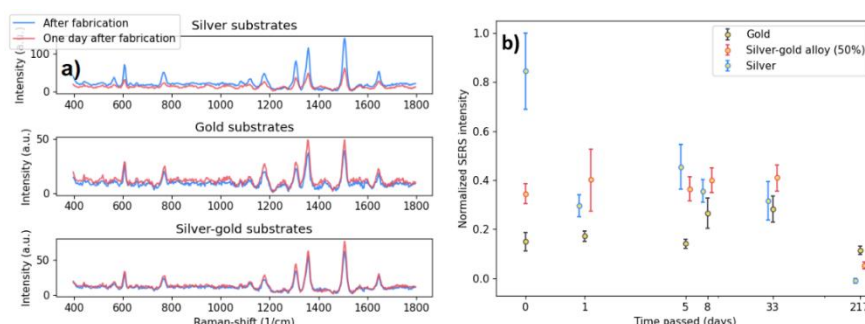


Figure 1. **a)** Stability of SERS substrates fabricated from different NP materials. SERS spectra of rhodamine 6G (R6G) were recorded immediately after fabrication and again one day later. **b)** Normalized SERS intensities of R6G as a function of time after fabrication for each substrate type.

Particle Shape and Size

Particle morphology was tuned via spark frequency and furnace compaction temperature. Uncompacted aggregates provided poor enhancement; compaction at ≥ 300 °C was required for measurable SERS signals, with 800 °C yielding the best performance. This is attributed to improved particle shape and removal of silver oxide layers. Higher spark frequencies yielded larger, broader particle distributions. After heat treatment, particle diameters decreased by 30-46% depending on frequency, with GMD values ranging from ~ 25 -40 nm and GSDs between 1.4-1.6. Substrates produced with compacted particles of ~ 40 nm GMD and narrow size distributions (GSD < 1.56) gave the highest SERS intensities (Figure 2).

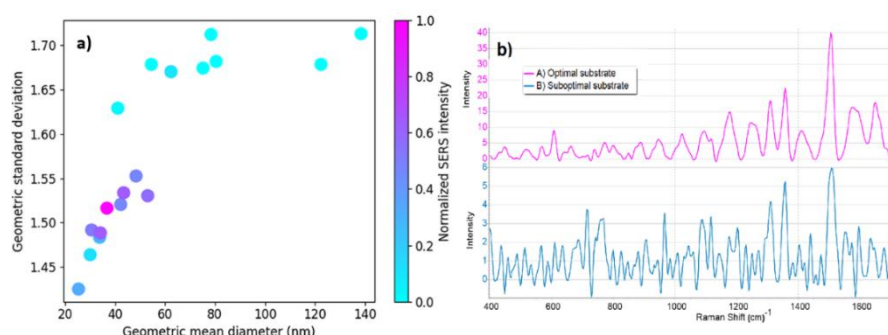


Figure 2. **a)** Normalized SERS intensities of substrates fabricated from aerosols containing NPs with varying size characteristics. Each point represents a substrate made from particles with a specific geometric mean diameter (GMD) and geometric standard deviation (GSD). Color shading indicates relative SERS intensity.

Pore Size

We tested nylon filters with pore sizes from 0.2 μm to 60 μm . SEM and SERS results showed that smaller pore sizes (0.2–1.2 μm) quickly reached full surface coverage and optimal performance at lower particle loads, while larger-pore filters (10–60 μm) required more material to achieve comparable results. Beyond full coverage, further deposition reduced enhancement due to overloading and loss of surface roughness.

Filter Material

Paper filters were compared to nylon filters of similar pore size (10–11 μm). SEM images revealed that paper filters promote cluster formation in fiber intersections, enhancing plasmonic hotspots. SERS intensity was consistently higher on paper substrates across a range of particle loadings. Additionally, nylon contributed more to the Raman background.

Optimized Substrate and Reproducibility

The optimal SERS substrates were fabricated using Ag-Au alloy particles (3 kHz spark frequency, compacted at 600 $^{\circ}\text{C}$), deposited on 11 μm pore size paper filters. Maximum enhancement was achieved at a particle loading of 0.8×10^{12} particle number concentration. Substrate-to-substrate reproducibility was good, with a relative intensity deviation of $\sim 23\%$.

Thiram Detection Using Optimized SERS Substrates

Direct SERS Detection

We tested our substrates with thiram in methanol across a concentration range of 0.03–24 ppm. Strong, distinct peaks (e.g., 1377 cm^{-1}) were visible down to 1.2 ppm, establishing this as the limit of detection (LOD). As shown in Figure 3, in the 2.4–18 ppm range, the signal exhibited a linear response ($R^2 = 0.998$), meeting or exceeding detection needs for most international MRLs. However, below 1.2 ppm, low signal-to-noise ratios and substrate variability limited direct quantification. For rapid screening at lower concentrations, an alternative approach was explored using machine learning.

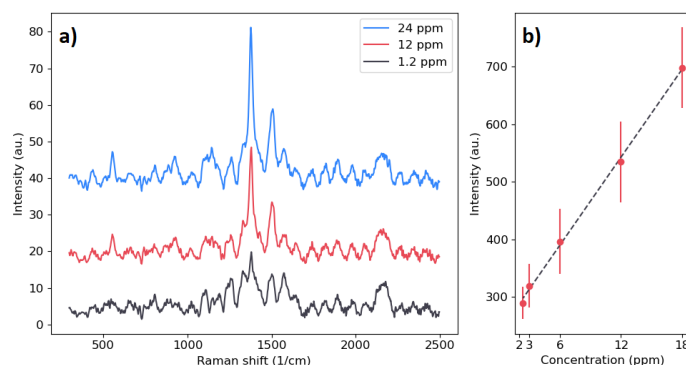


Figure 3. a) SERS spectra of thiram solutions at various concentrations. b) Integrated intensity of the 1377 cm^{-1} peak as a function of thiram concentration.

Deep Learning Classification

A convolutional neural network (CNN), adapted from Wang *et al.* [5], was used to classify thiram spectra into three categories: high (>1.2 ppm), intermediate (0.03–0.48 ppm), and blank (solvent only). The model is illustrated in Figure 4. Trained on 540 spectra, the model achieved 94.4% overall accuracy, with 100% correct classification for both high and blank samples. Misclassifications occurred only in the intermediate range. This method provides rapid, on-site screening with minimal sample preparation. Though not a replacement for gold-standard quantification techniques, combining CNN-based classification with spark-fabricated substrates enables efficient and practical monitoring of thiram contamination in food.

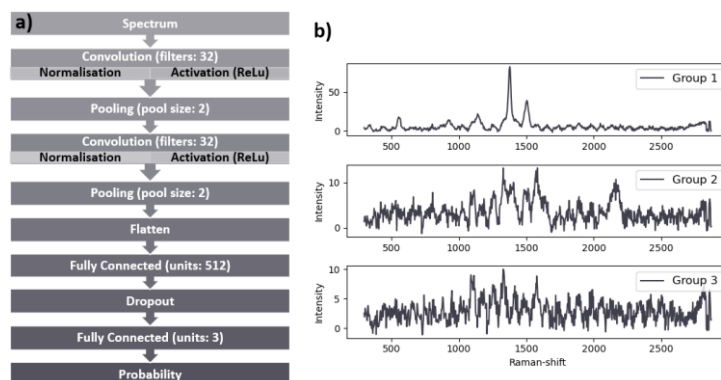


Figure 4. **a)** Architecture of the deep learning model. **b)** Representative Raman spectra from each category.

Conclusions

We developed a simple, clean aerosol method to make SERS substrates by spark-ablating alloyed (50 % Ag/50 % Au) electrodes and collecting the resulting nanoparticles on porous filters. By tuning spark frequency and post-deposition heat treatment, we produced compacted particles with log-normal size distributions (GMD 25-138 nm, GSD 1.40-1.71). Optimal SERS performance occurred for GMDs of 30-60 nm and narrow GSDs (1.48-1.56). Filter pore size (0.2-60 μm) had little effect on maximum enhancement – activity could be matched by adjusting loading – but paper filters outperformed nylon, likely due to their organic structure. Using substrates made at 3 kHz and compacted at 800 °C, we detected thiram down to 1.2 ppm directly. A deep-learning model then distinguished three concentration ranges (no thiram, 0.03-0.48 ppm, ≥ 0.48 ppm) with 94 % accuracy, aligning with international maximum-residue limits. This shows that spark-ablation SERS substrates can be mass-produced cheaply, integrated into portable devices, and paired with AI algorithms for rapid sample screening and categorization.

References

- [1] Le Ru, E. C.; Blackie, E.; Meyer, M.; Etchegoint, P. G. *Journal of Physical Chemistry C* 2007, **111** (37), 13794–13803.
- [2] Pérez-Jiménez, A. I.; Lyu, D.; Lu, Z.; Liu, G.; Ren, B. *Chem Sci* 2020, **11** (18), 4563–4577.
- [3] Liu, H.; He, Y.; Cao, K. *Adv Mater Interfaces* 2021, **8** (21), 2100982.
- [4] Andreas, Schmidt-Ott, Ed., *Spark Ablation: Building Blocks for Nanotechnology*, Jenny Stanford Publishing, 2020.
- [5] Wang, Y.; Fan, X.; Tian, S.; Zhang, H.; Sun, J.; Lu, H.; Zhang, Z. *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems* 2022, **231**, 104657.

Acknowledgments

We are grateful for the funding provided from the National Research, Development and Innovation Fund under the 2022-2.1.1-NL Creation of National Laboratories, Complex Development funding scheme (project 2022-2.1.1-NL-2022-00012), as well as through the EKÖP grant (EKÖP-24-3 - SZTE-511). Research leading to these results has also received funding from the K 146733 (OTKA) project

16. KEVERÉKEKBŐL ÁLLÓ ULTRAVÉKONY FOLYADÉKHÁRTYÁK VASTAGSÁGÁNAK MÉRÉSE

Karnok Máté¹, Kovács Attila Pál^{1,2}, Tóth Noémi¹, Gilinger Tibor¹, Javaria Razzaq¹,
Osvay Károly^{1,2}

¹ Szegedi Tudományegyetem, Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratórium, Szeged

² Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

1. Bevezetés

Két, vékony folyadéksugár ütköztetésével előállított ultravékony folyadékhártyák megfelelő céltárgynak bizonyultak a nagy ismétlési frekvenciájú lézerekkel létrehozott iongyorsításnál [1,2]. Mivel az ionhozam erősen függ a folyadékhártya vastagságától és a folyadék fizikai jellemzőitől, ezért fontos ismerni a hártya vastagságát abban a pontban, ahol a lézerimpulzus eltalálja.

A Hasson-Peck (H-P) modell [3] szerint a folyadékhártyának a vastagsága (h) fordítottan arányos a két folyadéksugár ütközési pontjától mért távolsággal (y) a függőleges szimmetriatengelye mentén:

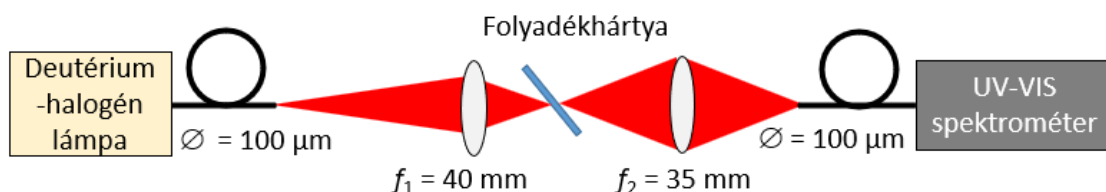
$$h = \frac{D^2}{4y} \frac{\sin^3 \alpha}{(1 - \cos \alpha)^2} \quad (1)$$

ahol D a folyadéksugarat létrehozó fűvókák nyílásának átmérője, α pedig a két folyadéksugár ütközési szögének fele. Vegyük észre, hogy a fenti kifejezés nem tartalmazza a folyadék anyagi minőségét jellemző paramétereket (pl. sűrűség, viszkozitás, felületi feszültség).

Felmerül a kérdés, hogy a H-P modell mennyire pontosan adja meg a vastagságot különböző folyadékokból előállított folyadékhártyákra. Ezért fontos, hogy különböző méretű és anyagi minőségű folyadékhártyák vastagságát minél több pontban nagy pontossággal meg tudjuk mérni. Eddig a vastagságméréseket csak egykomponensű folyadékokból (víz, nehézvíz, glikol) álló folyadékhártyákra végezték el és jó egyezést találtak a mért és a H-P modellből számolt értékek között [4]. A folyadékhártya stabilitása és az ionhozam javítása szempontjából ígéretesnek tűnik két vagy több folyadékból álló keverékek alkalmazása [5,6]. Ebben kutatásban célunk volt kísérletileg megvizsgálni, hogy a H-P modell megfelelő értékeket ad-e a keverékekből álló folyadékhártyák vastagságára is.

2. Kísérleti elrendezés

A folyadékhártya két, azonos átmérőjű fűvókából kiáramló, 10-18 μm átmérőjű folyadéksugár ütköztetésével jön létre a fűvókákra merőleges síkban. A folyadékhártya vastagságának megmérésehez a hártyát egy 50 μm átmérőjű fényfolttal világítjuk meg oly módon, hogy egy kombinált deutérium-halogén (DH) lámpa fényét becsatoljuk egy többmódusú optikai szálba, amelynek a kimenetét egy kvarc lencse leképezi a hártyára [7] (1. ábra). A folyadékhártyán áthaladó fénysugarat egy másik kvarclencse gyűjti össze és képezi egy többmódusú optikai szál bemenetére, amely egy UV-VIS spektrométerhez csatlakozik.



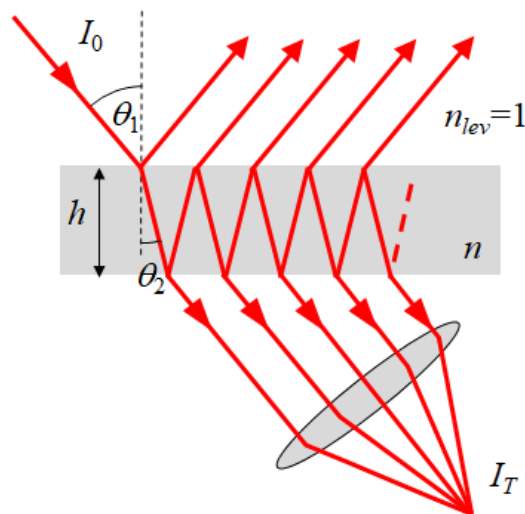
1. ábra: A kísérleti elrendezés sematikus ábrája

3. Elméleti háttér

A folyadékhártya vastagságát a spektrométerrel felvett spektrális transzmittancia görbéből határoztuk meg az alább részletezett módon [4,7]. A folyadékhártyán közvetlenül áthaladó fénysugár interferál a folyadékhártya elülső és hátsó felületéről visszaverődő sugarakkal (2. ábra). A hártyából a megvilágítással ellentétes oldalon kilépő, azaz transzmittált fénysugarakat tekintve a szomszédos fénysugarak közötti fáziskülönbség $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nh \cos \theta_2$, ahol λ a megvilágító fény hullámhossza, n a folyadék törésmutatója, h a folyadékhártya vastagsága, θ_1 a fénysugár beesési, míg θ_2 a törési szöge. A transzmittált fénysugarakat összegyűjtve, a soksugaras interferencia jelensége lép fel. A folyadékhártya transzmittanciáját, azaz a hártyára beeső I_0 és a transzmittált I_T intenzitás hányadosát az alábbi, jól ismert összefüggés adja meg:

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (2)$$

ahol $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ és R a folyadék-levegő határfelület intenzitásbeli reflexiós tényezője. A folyadékhártya h vastagsága meghatározható, ha a mért spektrális transzmittancia görbére ráillesztjük a (2) összefüggést.

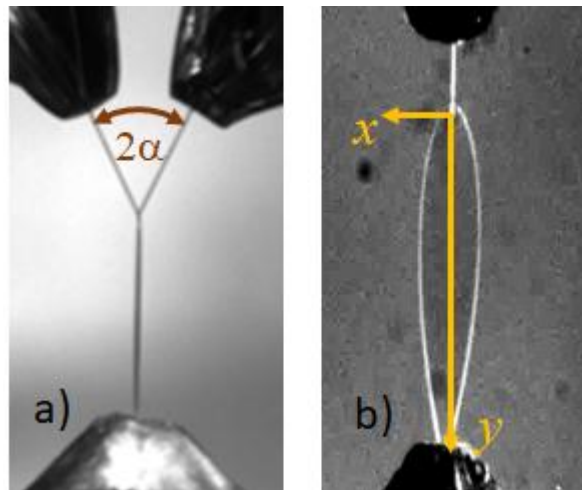


2. ábra: Többsugaras interferencia kialakulása a folyadékhártyán

4. Eredmények

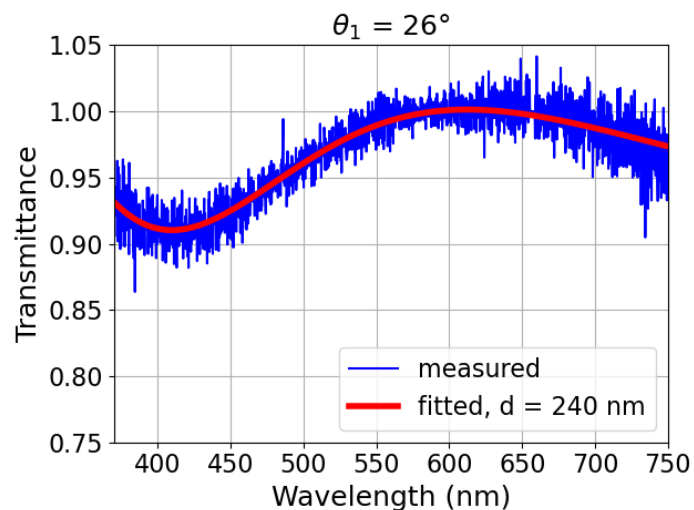
A folyadékhártyák vastagságát a függőleges szimmetriatengelyük mentén (y -tengely) mértük 50 μm -es lépésekben, a két folyadéksugár ütközési pontjától 500 μm távolságban kezdve. A használt üvegfűvókák átmérője 10-18 μm között volt, míg a folyadéksugarak 2α ütközési szöge 53-56 fok között változott. A folyadékkeverékek glikol és víz/nehézzvíz vagy izopropanol és víz 10%-90%, 20%-80% illetve 50%-50%-os elegyeiből álltak.

A 3. ábrán látható a létrehozott folyadékhártya oldalnézeti és előlnézeti képe. Ez utóbbin láthatjuk, hogy a folyadékhártya levélhez hasonló alakot vesz fel.



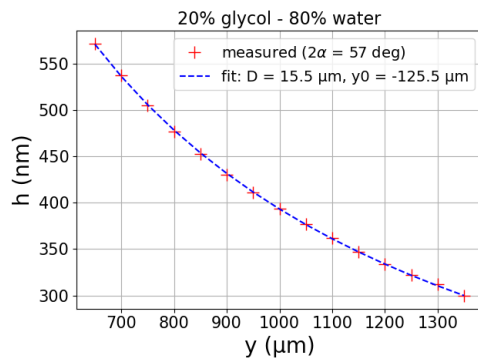
3. ábra: A kialakult levél alakú folyadékhártya képe. a) oldalnézet, b) előlnézet

A vastagságmérés első lépése volt, hogy felvettük hártya nélkül a fénynyaláb I_0 spektrális intenzitását, majd az I_T intenzitásértékeket a folyadéklevelecske szimmetriatengelye mentén több pontban. Az I_T és I_0 spektrális intenzitások hányadosával kapott spektrális transzmittancia görbékből egyet mutat a 4. ábra a (2)-es összefüggés alapján ráillesztett görbével.

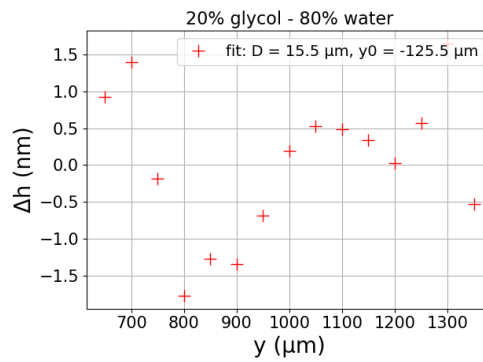


4. ábra: Folyadékhártya mért spektrális transzmittancia görbéje (kék) és a ráillesztett elméleti görbe (piros)

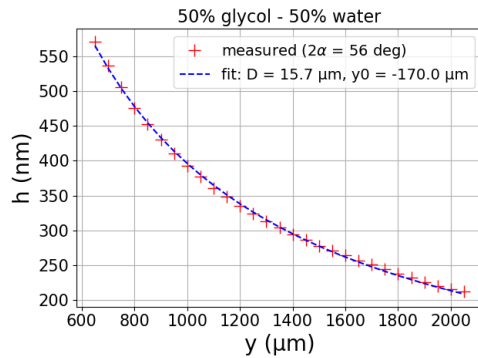
A vertikális méréssorozat elvégzése után a H-P modellből adódó (1) összefüggés alapján illesztettük az elméleti görbét a mért h -y adatpontokra. Két illesztési paramétert használtunk, a fűvóka nyílásának D átmérőjét és a folyadéksugarak ütközési pontjától vett y_0 távolságot (5. ábra). Az eredmények alapján jól látható, hogy a fűvókák átmérőjére az illesztésből kapott értékek a mérési hibán belül egyeznek a mikroszkóppal mért $15,6 \pm 0,2 \mu\text{m}$ értékkel, míg a folyadéksugarak ütközési pontja nem az általunk feltételezett helyen volt, hanem attól $125\text{--}170 \mu\text{m}$ -rel feljebb. A hártya vastagságának mért és illesztett értékei közötti különbség csak pár nanométer és nem látható benne tendencia, azaz a mérés $\pm 3 \%$ -os hibahatárán belül egyezik a mérés a H-P modellel.



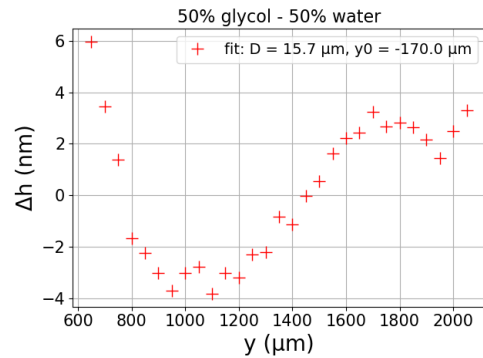
a)



b)



c)



d)

5. ábra: a) és c) A keverékekből előállított folyadékhártyák mért (piros) és illesztett (kék) vastagság-távolság görbéi. b) és d) A keverékekből előállított folyadékhártyák mért és illesztett vastagságértékei közötti különbség a távolság függvényében [7]

5. Konklúzió

Szisztematikus vastagságmérés-sorozatot végeztünk víz, nehézvíz, glikol és izopropanol keverékből álló, ütköző folyadéksugarakkal előállított folyadékhártyákon. Azt tapasztaltuk, hogy a H-P modell által megadott vastagságértékek ezekre a keverékekre a mérési hibán (3%) belül megegyeznek a mért értékekkel. Ez azt mutatja, hogy a H-P modell jól leírja nemcsak az egykomponensű folyadékokból álló folyadékhártyák vastagságát, hanem a vizsgált keverékekből álló folyadékhártyák vastagságát is a függőleges szimmetriatengelyük mentén, azaz a vastagság ebben az esetben is független a folyadék anyagi minőségét jellemző paraméterektől.

Felhasznált irodalom

- [1] P. Puyuelo-Valdes et al., Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 054003 (2022).
- [2] F. Treffert et al., Appl. Phys. Lett. **121**, 074104 (2022).
- [3] D. Hasson, R. E. Peck, AIChE J **10**, 752 (1964).
- [4] M. Füle et al., High Power Laser Sci. Eng. **12**, e37 (2024).
- [5] Z. Cao et al., Front. Phys. **11**, 1172075 (2023).
- [6] Z. Peng et al., High Power Laser Sci. Eng. **12**, e26 (2024).
- [7] A. P. Kovács et al., CLEO/Europe-EQEC 2025, poster CG-P.12

Köszönetnyilvánítás

A kutatást a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal a Nemzeti Labor projekt keretében (NKIH-877-2/2020. NKFIH-476-4/2021 és NKFIH-476-16/2021), valamint a Szegedi Tudományegyetem Interdiszciplináris Kutatásfejlesztési és Innovációs Kiválósági Központ (IKIKK) Élettelen Természettudományok Klaszterének Fotonika, Lézerfizika és Feltörekvő Technológiák Kompetenciaközpontja támogatta.

17.

TÉRBE MULTIPLEXELT EGYFOTONFORRÁSOK STRUKTÚRÁJÁNAK OPTIMALIZÁLÁSA

Kaszás András¹, Mechler Mátyás^{2,3}, Ádám Péter^{2,3}

¹ Pécsi Tudományegyetem, Mérnöki és Smart Technológiák Intézet, Pécs

² HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest

³ Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Pécs

A kvantuminformatikában és a fotonikus kvantumtechnológia kutatási területén számos kísérletben és alkalmazásban szükség van egyfotonforrásokra. Ezek egyik típusa a jelzett fotonforrások, amelyekben nemlineáris optikai folyamatok segítségével korrelált fotonpárokat keltenek. A fotonpár egyik fotonjának detektálása jelzi a társfoton jelenlétét, amelyet így felhasználhatunk. Ezek a források valószínűségi források, a fotonpárok számát adott valószínűségi eloszlás írja le. A jelzett fotonforrások térbeli vagy időbeli multiplexelésével determinisztikus egyfotonforrást kaphatunk [[1],[2]]. A multiplexelés során a többfoton események valószínűsége csökkenthető a generált fotonpárok átlagos számának csökkentésével a multiplexelt egységekben, a nullfoton események valószínűsége pedig csökkenthető az egységek számának növelésével. Az ideális multiplexelő rendszerekkel tökéletes egyfotonforrást kaphatnánk, azonban a multiplexelő rendszer fizikai paraméterei, az alkalmazott optikai elemek számával arányos veszteségek a rendszerben lerontják az eredményt. A multiplexelt egyfotonforrások leírására kifejlesztettek egy általános statisztikus elméletet [3], amelynek segítségével meghatározható az optimális átlagos bemeneti fotonszám és a multiplexelt források optimális száma, amelyre a kimeneti egyfoton-valószínűség maximális. Térben multiplexelt egyfotonforrások esetén számos jelzett fotonforrást használnak párhuzamosan, a multiplexelést pedig bináris routerekből összekapcsolt bináris fa multiplexerrel valósítjuk meg [[4]-[7]]. Mivel a különböző struktúrájú multiplexerek különböző egyfoton-valószínűségekre vezetnek adott veszteségek esetén, felmerült a multiplexerek struktúrájának optimalizálásának ötlete, azaz a legjobb struktúra meghatározása [[8]]. Ez az optimalizációs feladat a multiplexerben felhasznált routerek számának faktoriálisával skálázódik, amely nagyobb routerszám esetén már nehezen megvalósítható. Ebben a közleményben egy új struktúra optimalizációs eljárást mutatunk be, amely nagy rendszerméret esetén is alkalmazható.

A multiplexelt egyfotonforrások statisztikus elmélete szerint annak valószínűsége, hogy i fotont kapunk a kimeneten fotonszámfeloldó detektorral megvalósított egyfoton detektálás esetén a következő:

$$P_i = \left(1 - P_1^{(D)}\right)^n \delta_{i,0} + \sum_{n=1}^N \left[\left(1 - P_1^{(D)}\right)^{n-1} \times \sum_{l=i}^{\infty} P^{(D)}(1|l) P^{(\lambda)}(l) V_n(i|l) \right] \quad (1)$$

Az összefüggésben $P^{(\lambda)}(l)$ az l fotonpár generálásának valószínűsége, amely termális eloszlással adható meg:

$$P^{(\lambda)}(l) = \frac{\lambda^l}{(1+\lambda)^{l+1}}, \quad (2)$$

ahol λ a generált fotonpárok átlagos száma, azaz az átlagos bemeneti fotonszám. $P^{(D)}(1|l)$ a feltételes valószínűsége, hogy egy fotont észlelünk miközben l foton érkezik a detektorra, mely a következő képlettel számítható:

$$P^{(D)}(1|l) = l V_D (1 - V_D)^{l-1}, \quad (3)$$

ahol V_D a detektor hatásfoka. Az egyfoton detektálásának teljes valószínűsége pedig

$$P_1^{(D)} = \frac{V_D \lambda}{(V_D \lambda + 1)}. \quad (4)$$

Annak a valószínűsége, hogy az n -edik multiplexelt egységről l jelzett foton esetén i foton érkezik a kimenetre a

$$V_n(i|l) = \binom{l}{i} V_n^i (1 - V_n)^{l-i}. \quad (5)$$

összefüggés írja le. V_n az adott multiplexer általános transzmissziós együtthatója, melyet általánosan a $V_n = V_b V_r^j V_t^k$ ($0 \leq j, k, \leq N$) egyenlettel írhatunk le, ahol V_b egy általános veszteségi paraméter. Ebben az összefüggésben V_r és V_t transzmissziós paraméterek, amelyek az aszimmetrikus fotonrouter két bemenetéhez rendelt veszteségeket írják le.

Az egyes multiplexer struktúrákat egész számokból álló rendezett számhalmazokkal lehet leírni a következő módon. Az N darab multiplexelt egységet tartalmazó rendszer $(N - 1)$ darab fotonroutert tartalmaz. A halmazok egyes számai a következő fotonrouter csatlakozási pontját jelzi a multiplexer előállításának egyes szakaszaiban. Az $(N - 1)$. fotonrouter kimenete hozzákapcsolható a már lehelyezett fotonrouterek $(N - 1)$ bemenetének egyikére, így az $(N - 1)$. tagja az $\{1, 2, \dots, N - 1\}$ rendezett számhalmazból választható. Az így kapott multiplexer N bemenettel rendelkezik, így a következő lépésben már N bemenet közül választhatjuk ki a következő csatlakoztatási pontot. Az így kapható számhalmazok száma $(N - 1)!$. Például a három fotonrouterből képzett különböző multiplexelt struktúrákat leíró számhalmazok a következők:

$[1, 1, 1], [1, 1, 2], [1, 1, 3], [1, 2, 1], [1, 2, 2], [1, 2, 3]$.

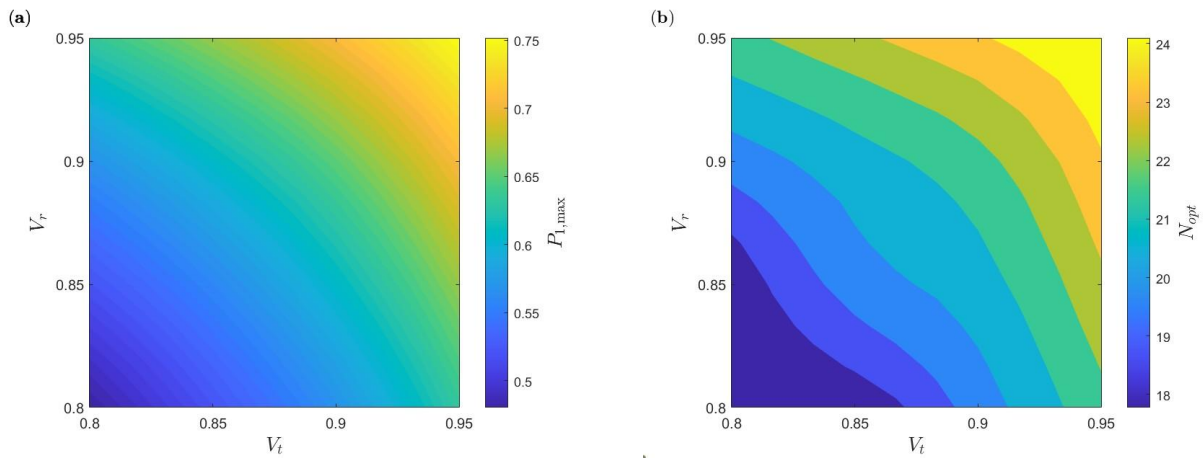
A bináris multiplexereknél fellépő szimmetriák ekvivalens struktúrákat eredményezhetnek. Ezeket kizárhatjuk, ha előírjuk, hogy az egymást követő számok csak nullával, vagy eggyel növekedhetnek, vagy csökkenhetnek. Az ilyen módon lecsökkentett struktúraszám a Catalan-számokból képzett sorozat értékeit adja [[8]], amely nagy N -ekre még mindig hatalmas számú struktúra figyelembevételét jelenti az optimalizáláskor.

A probléma megoldására a következő struktúra optimalizációs módszert javasoljuk. Amennyiben N multiplexelt egység esetén $(N - 1)! < (N - 1)^k$ (ahol k egy egész számot jelöl), akkor teljes optimalizálást végzünk az összes struktúra figyelembevételével [[8]]. Amennyiben $(N - 1)! > (N - 1)^k$, akkor lépésenkénti optimalizáljuk a struktúrát [[9]]. Ez alatt azt értjük, hogy arra az N -re, melyre ez az egyenlőtlenség bekövetkezik, vesszük a teljes optimalizáció során kapott összes struktúra közül azt az $(N - 1)^k$ struktúrát, melyekre legmagasabb az egyfoton-valószínűség ($P_{1,N}$). Ezután az új N . routert minden kiválasztott struktúra minden lehetséges bemenetére egyenként elhelyezve kiszámoljuk minden esetben az elérhető egyfoton-valószínűséget ($P_{1,(N+1)}$) a λ átlagos bemeneti fotonszám optimalizálása mellett (1) egyenlet felhasználásával. Ezután ezek közül vesszük az N^k darab legmagasabb egyfoton-valószínűséggel rendelkező struktúrát és ezekkel megismételjük a lépésenkénti optimalizálást.

Az adott eljárással magas N értékekre is végrehajtható a struktúra optimalizációja adott veszteségi paraméterek esetén, így a térben multiplexelt egyfotonforrás teljes optimalizációja is megvalósítható, azaz meghatározható az optimális átlagos bemeneti fotonszám (λ_{opt}), a multiplexelt egységek optimális száma (N_{opt}) és az ezek mellett kapható maximális egyfoton-valószínűség ($P_{1,max}$).

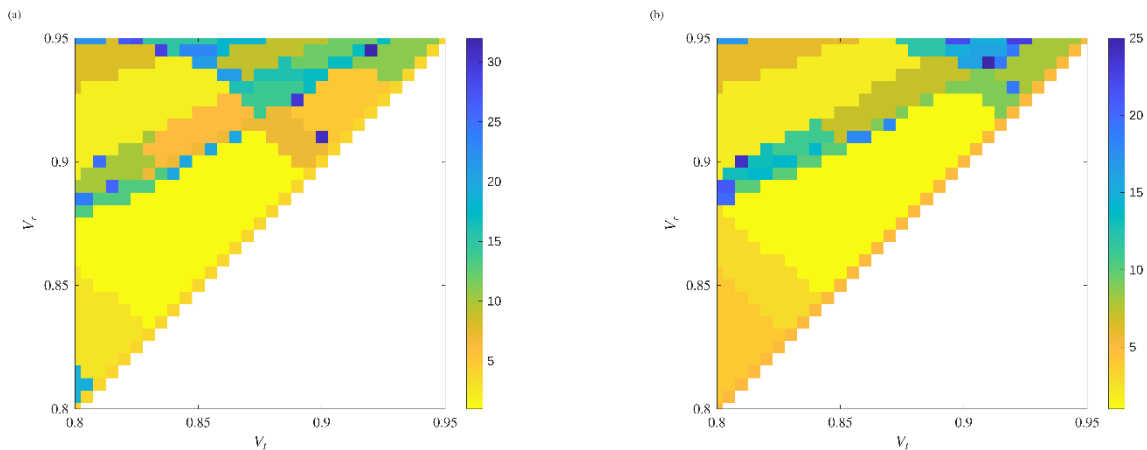
Az *ábra* a kombinált struktúra optimalizációval $k = 2$ esetben kapható $P_{1,max}$ értékeket ábrázoljuk $V_r - V_t$ paraméterek függvényében realizisztikus veszteségi értékekre, $V_D = 0.95$ detektorhatásfok mellett. Itt látható, hogy a $P_{1,max}$ érték növekszik a transzmissziós értékek emelkedésével. Ellenőriztük, hogy a kapható maximális egyfoton-valószínűségek valóban magasabbak, mint a nevezetes multiplexer struktúrákkal elérhető eredmények [[8]].

Az *ábra* a multiplexelt egységek optimális száma látható a $V_r - V_t$ paramétersíkon ábrázolva az előzővel megegyező detektorhatásfok mellett. Látható, hogy az N_{opt} érték a transzmissziós együtthatók növelésével párhuzamosan emelkedik.



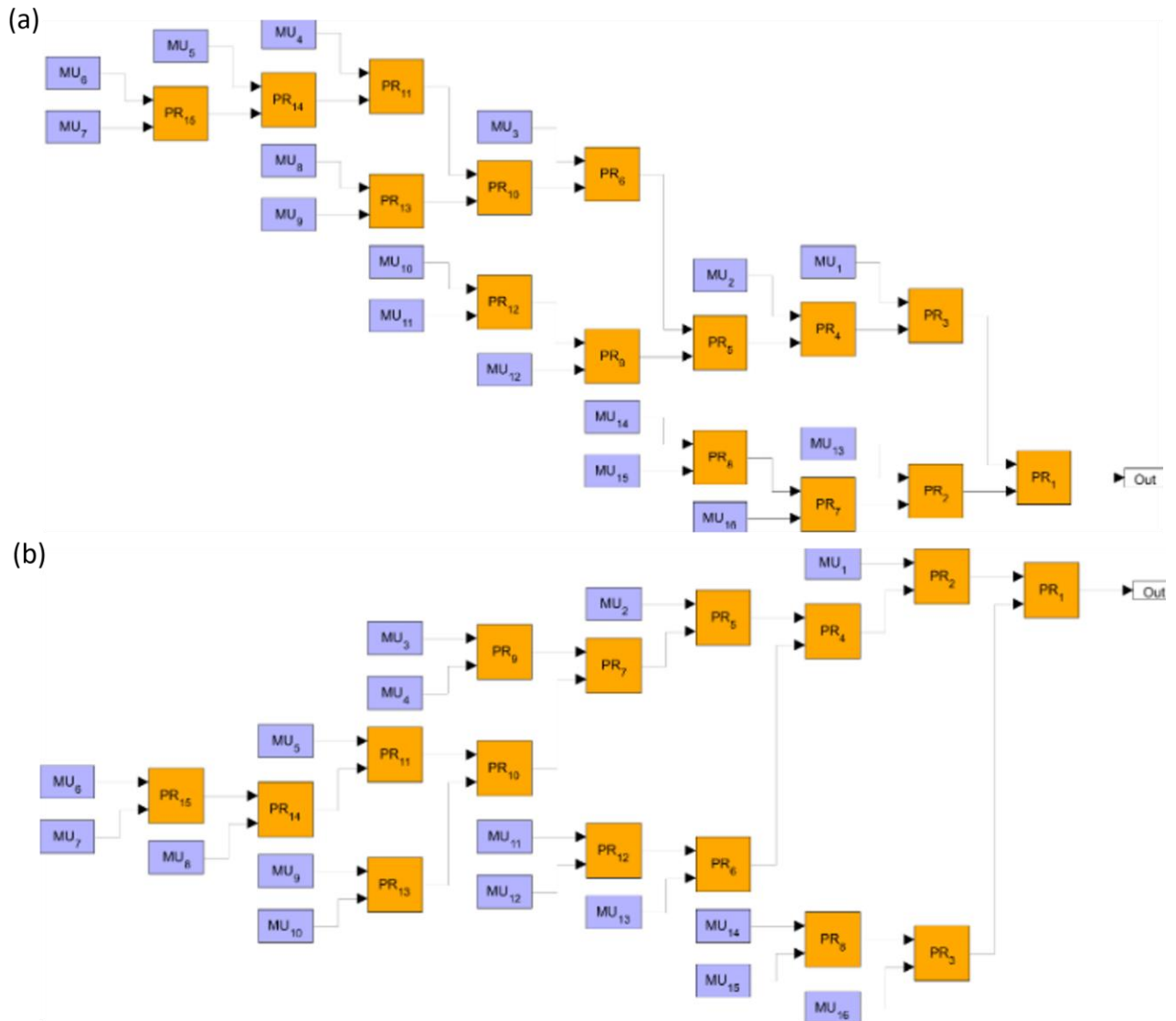
1. ábra

A *1. ábra* a maximális egyfoton-valószínűséghez tartozó optimális struktúrák előfordulása látható az egyes $V_r - V_t$ értékpárok esetén $N = 15$ fotonrouter használatakor. A *1. ábra* $V_D = 0.9$, míg a *2. ábra* $V_D = 0.95$ detektorhatásfok mellett szemléltetjük az előfordulást. Az ábrán látható színek mindegyike egy-egy optimális struktúrát jelez, vagyis a különböző struktúrák a $V_r - V_t$ sík azon régióin tekinthetők optimálisnak, melyek a hozzájuk tartozó színekkel vannak megjelölve. Az ábrán a struktúrához rendelt sorszám növelésével a színhez tartozó tartomány méret csökken, vagyis minél nagyobb sorszámot rendelünk a struktúrához, annál szűkebb régióban tekinthetjük azt optimálisnak. Az ábrákon továbbá látható, hogy csak a $V_r \geq V_t$ tartományon ábrázoltuk az előfordulást, a struktúrák szimmetriái miatt az ábra alsó felén ezek tükröképei jelennének meg.



2. ábra

A *2. ábra* példaként optimális struktúrájú egyfotonforrásokat mutatunk be $N = 16$ multiplexelt egység (PR-fotonrouter, MU-multiplexelt egység) esetén. A veszteségi paraméterek a *2. ábra* $V_r = 0.85, V_t = 0.9, V_D = 0.85$, míg a *1. ábra* $V_r = 0.9, V_t = 0.85, V_D = 0.9$. Látható, hogy a paraméterek változtatásával nagyban eltérő optimális struktúrájú egyfotonforrást kaphatunk.



3. ábra

Ebben a tanulmányban egy módszert mutattunk be az aszimmetrikus fotonrouterekből összeállított általános bináris fa multiplexerek optimális struktúrájának megtalálására, mellyel javítható a térben multiplexelt egyfotonforrások egyfoton-valószínűsége. Az eljárás kombinálja a lépésenként történő és a teljes struktúra optimalizálást az optimális multiplexer struktúra meghatározásához és alkalmazható nagy rendszerméret esetén.

Felhasznált irodalom

- [1] E. Meyer-Scott, C. Silberhorn, A. Migdall, Rev. Sci. Instrum. **91**, 041101 (2020).
- [2] P. Adam, M. Mechler, Appl. Sci. **14**, 11249 (2024).
- [3] F. Bodog, M. Mechler, M. Koniorczyk, P. Adam, Phys. Rev. A **102**, 013513 (2020).
- [4] P. Adam, F. Bodog, M. Mechler, Opt. Express **30**, 6999 (2022).
- [5] P. Adam, F. Bodog, M. Koniorczyk, M. Mechler, Phys. Rev. A **105**, 063721 (2022).
- [6] P. Adam, M. Mechler, Opt. Express **31**, 30194 (2023).
- [7] P. Adam, M. Mechler, Opt. Express **32**, 17173 (2024).
- [8] M. Mechler, P. Adam, Sci. Rep. **15**, 18939 (2025).
- [9] P. Adam, M. Mechler, Opt. Express **32**, 17173-17188 (2024).

18. A “BIFILÁRIS” HATÁS KAPILLÁRIS Z-PINCH LÁGYRÖNTGEN AR⁺⁸ LÉZEREKBEN

Kiss Mátyás¹, Szatmári Sándor², S.V. Kukhlevsky¹

¹ Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Pécs

² Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Kísérleti Fizikai Tanszék, Szeged

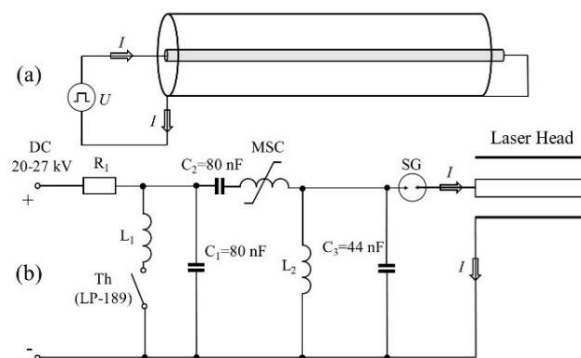
1. Bevezetés

A nagyáramú kisülések által létrehozott forró, nagy sűrűségű plazmák kulcsszerepet játszanak számos korszerű plazmafizikai és fotonikai alkalmazásban, így például a lágyröntgen tartományban működő lézerek gerjesztésében is [1–3]. Az ilyen típusú rendszerek egyik alapvető sajátossága, hogy a plazma vezetőképessége szélsőségesen megváltozik. Emiatt a gerjesztő áram növelésének lehetősége – ami egy a hatékony gerjesztés alapfeltételei közül – elsősorban az áram felfutási és lecsengési idejének rövidítésén múlik. Ezt azonban jelentős mértékben korlátozza a plazmaoszlop öninduktivitása, a kisülési áram időbeli alakulását elsősorban az induktív tag határozza meg. A kisülési rendszer induktivitásának csökkentése kulcs fontosságú a nagyáramú rövid gerjesztő impulzus formálásához. Ennek két alapvető fizikai megoldása ismert: egyrészt a plazmaoszlop hosszának csökkentése, másrészt olyan geometria alkalmazása, amelyben a plazmát egy koaxiális, hengeres külső vezető veszi körül, ezáltal csökkentve az induktív hatást. A kisülési rendszer hatásfokának növelése érdekében a meghajtó tápvonal (impulzusformáló áramkör) impedanciáját általában úgy alakítják ki, hogy az illeszkedjen a terhelés impedanciájához. A lágy röntgenlézerek elektronütközéses gerjesztéséhez szükséges nagyáramú, rövid impulzusok előállítására a szakirodalomban hosszú ($20\text{ cm} < L < 50\text{ cm}$) kapilláris Z-pinch kisüléseket alkalmaztak. Itt az impulzus áram felfutási idejét ($T/4 = 35\text{--}150\text{ ns}$) egy viszonylag kis induktivitású ($L = 100\text{--}800\text{ nH}$) koaxiális áramkör biztosítja, ahol egy $\sim 5\text{--}20\text{ nF}$ -os kondenzátor sül ki ($0,1\text{--}0,6\text{ MV}$ tápfeszültség). Hasonló rendszerek által elérhetők $10\text{--}80\text{ kA}$ csúcs áramú gerjesztő impulzusok [1–3]. A rövidebb ($l < 10\text{ cm}$) kapilláris Z-pinch rendszerek alkalmazásával, mivel ezek gyorsabb áramfelfutást tesznek lehetővé. De a rövidebb csatornahossz és a korlátozott plazmatérfogat miatt ezeknél a konfigurációknál a keletkező „erősítés–hossz szorzat” túl alacsonynak bizonyult, így lézerműködést még nem sikerült demonstrálni, a nagyfokú ionizált ionok / rekombinációs gerjesztési sémák vizsgálata során. Jelen kutatás célja a „közepes” ($L = 35\text{ cm}$) kapilláris Z-pinch rendszerek induktivitásának további csökkentése egy úgynevezett „bifiláris” elrendezés segítségével. Az elméleti vizsgálatok és a kísérleti eredmények egyaránt azt mutatják, hogy a bifiláris effektus hatékonyan befolyásolja mind az áram felfutási, mind a lecsengési idejét. Ennek következtében a Z-pinch plazma a lágy röntgenlézerek számára kedvezőbb gerjesztési feltételeket biztosít, legyen szó akár az elektronütközésen, vagy rekombináción alapuló gerjesztési sémákról. A bifiláris elrendezés lényege, hogy az impulzusáram a plazmaoszlopban és a hozzá minél közelebb elhelyezett, „külső” (amiben ellenirányú áram folyik). Az ilyen árameloszlás következtében a két vezető által létrehozott mágneses terek részben gyengíti, kioltja a másik terét. Ami az áramkörben megjelenő tranziens elektromágneses teret drasztikusan befolyásolja. Ez a jelenség azt eredményezi, hogy a plazma és a külső vezető kölcsönös induktivitása az áram felfutási és lecsengési szakaszaiban jelentősen le csökken. A $46,9\text{ nm}$ hullámhosszú Ar^{8+} lézer gerjesztésére szolgáló kísérleteinkben egy lényegében „induktivitásmentes” ($L \approx 5\text{--}50\text{ nH}$) 35 cm hosszú Z-pinch konfigurációt alkalmaztunk. Ez a rendszer 15 ns felfutási és lecsengési idejű áramimpulzusokat biztosított, $dI/dt > 10^{12}\text{ A/s}$ meredekséggel és legfeljebb 17 kA csúcsárammal. Hagyományos, bifiláris hatás nélküli kialakításban ilyen áramok csak rendkívül rövid, mindössze néhány cm hosszú Z-pinch-ekben érhetők el. Ezzel szemben a hagyományos, 35 cm hosszú Z-pinch-ek kb. $100\text{--}200\text{ nH}$ induktivitásúak, ami mintegy 150 ns -re korlátozza a kisülési áram felfutási és lecsengési idejét. A bifiláris technika által sikerült a 35 cm hosszú Z-pinch plazmában a lézerműködést létrehozni. ($46,9\text{ nm}$ hullámhosszal, $\sim 2\text{ mrad}$ nyaláb-divergencia és 5 uJ kimeneti energiával) Mindössze $46\text{--}55\text{ kV}$ üzemi feszültség mellett. Ez jelentős előrelépés a nagy feszültséget igénylő rendszerekhez képest.

2. A Kísérlet és elmélet bemutatása

Az 1(a) ábrán a kapilláris Z-pinch kisülés egyszerűsített kapcsolási rajza látható. A koaxiális kisülési elrendezés egyrészt egyenletes radiális feltételeket biztosít a kapillárisban létrejövő Z-pinch számára, másrészt a koaxiális geometriának köszönhetően csökkenti az áram felfutási és lecsengési idejét. A kisülés létrehozásához tiratronnal vezérelt L–C inverziós áramkört alkalmaztunk, ami egy excimer lézer impulzus tápegysége (Lambda Physik LP-189), ahol a C1+C2 kondenzátorok töltése egy mágneskapcsolón keresztül (MS) tölti fel a C3 jelű kondenzátort. Amit az SG szikraköz kapcsol (1(b) ábra), a 35 cm hosszú, 3 mm belső átmérőjű, argonnal töltött alumínium-oxid kapillárisra.

A kisülési tápvonal bifiláris/koaxális kialakítása végett az indukált áram ellentétes irányban folyik. A kapilláris plazmaoszlop és a külső/hengeres rézvezető mentén, ezáltal dinamikus csökkenve a rendszer tranziens induktivitását a „önindukció” hatás által. (A fő kisülés impulzusát egy 25 μ s időtartamú, 20 A csúcs amplitúdójú előáram impulzus előzi meg !) A kapilláris Z-pinch viselkedését különböző áramköri és koaxiális árnyékolási paraméterek mellett (1(a) ábra) numerikus szimulációval vizsgáltuk.



1. ábra

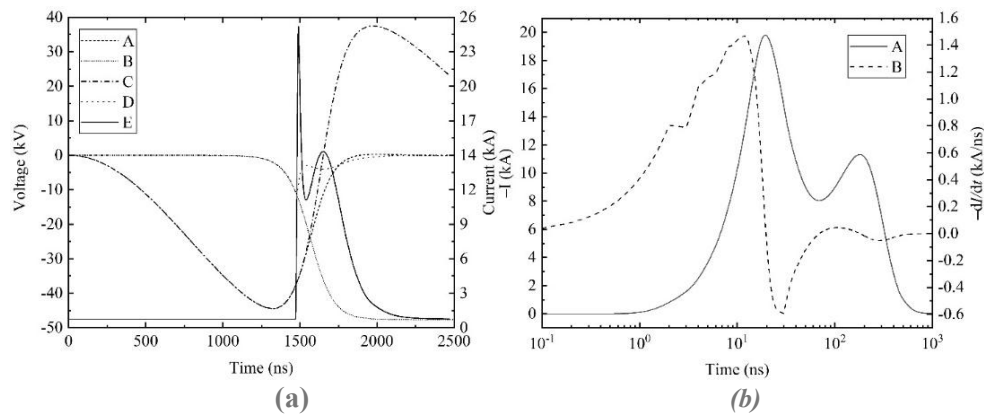
Az Ar+8 lézer kísérleti eszköz vázlat rajza: (a) Z-Pinch kisülés öninduktivitásának bifiláris redukálása. (b) A mágnes kapcsolós impulzus tápegység vázlatos rajza.

A számításokat a COMSOL Multiphysics elektromos áramköri modulja és egy magnetohidrodinamikai (MHD) modell összekapcsolásával végeztük. A 2. ábra az argonnal ($p = 25 \text{ Pa}$) töltött, 35 cm hosszú és 3 mm átmérőjű alumínium-oxid kapillárisban létrejövő kisülés számított jellemzőit mutatja, amikor a tápegység feszültsége $U_0 = 25 \text{ kV}$, a külső hengeres vezető átmérője pedig 10 cm. A C3 kondenzátor feszültségének gyors csökkenése 10 kV közelében (2(a) ábra D görbéje) azt jelzi, hogy a szikraközön és a kapilláris terhelésen átfolyó áram gyorsan felfut.

A 2(a) ábra E görbéje a koaxiális árnyékoláson, míg a 2(b) ábra A görbéje az SG-n és a lézerkamrán átfolyó áramot mutatja. A 2(b) ábra B görbéje az áram idő szerinti meredekségét (dI/dt) ábrázolja, amelynek szélsőértéke megközelíti az $1,5 \cdot 10^{12} \text{ A/s}$ nagyságrendet. Az áram felfutása és lecsengése során a plazmaoszlop és a külső vezető által létrehozott tranziens elektromos és mágneses terek jelentősen csökkentik a bifiláris / koaxiális rendszer mágneses terét, így a Z-pinch öninduktivitása lényegesen csökkenhet. A mérések és a szimulációk egyaránt azt mutatják, hogy a bifiláris hatás következtében a 35 cm hosszú kapilláris Z-pinch kezdetben „induktívitas mentesen” működhet, 15 ns nagyságrendű felfutási és lecsengési időkkal, $dI/dt > 10^{12} \text{ A/s}$ meredekséggel és $\sim 17 \text{ kA}$ áramcsúccsal.

Bifiláris hatás nélkül a $C3 = 44 \text{ nF}$ kapacitású kondenzátor, hasonló áramcsúcsokat csak kb. néhány cm hosszú Z-pinch kisülés esetén képes előállítani. Míg a hagyományos elrendezéshez képest (C-C áttöltés és LC kisülés) a 35 cm-es Z-pinch esetén az áramkör effektív induktivitása miatt az áram impulzus felfutási ideje $\sim 150 \text{ ns}$ értékben határolná. A bifiláris hatás jelenlétében a 35 cm hosszú Z-pinch induktivitása adott geometriánál nagyságrenddel csökkenhet. A gyakorlatilag nem induktív 35

cm hosszú kapilláris Z-pinch-ek stabilan működtetik az Ar^{8+} lézert 46,9 nm hullámhosszon, viszonylag alacsony, 46–55 kV üzemi feszültség mellett.



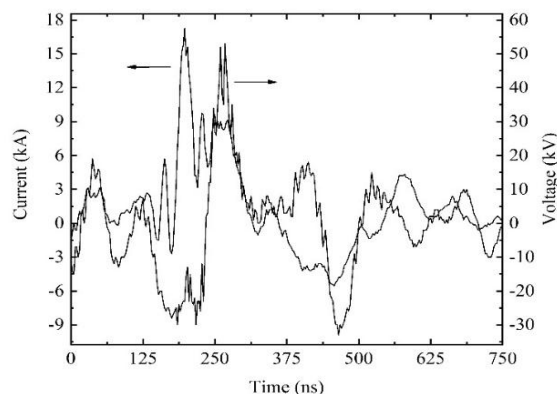
2. ábra: A szimuláció eredmények:

- a.) A: C1+C2 kondenzátorok feszültsége $U_0(t)$ terhelés nélkül ; B: C3 kondenzátor feszültsége terhelés nélkül ; C: C1+C2 kondenzátorok feszültsége terhelve $U_0(t)$; D: C3 kondenzátor feszültsége terheléssel ; E: a bifiláris/koaxiális külső vezető áramalakja
- b.) A: a plazma oszlopon keresztül folyó áram $I_p(t)$; B: az áramerősség változása a plazma oszlopon belül dI/dt

A Lézer 46,9 nm-es vonalát Jobin–Yvon spektrométerrel vizsgáltuk. A lézerimpulzus időbeli karakterisztikáját és energiáját saját készítésű gyors vákuum fotodiódával mértük (felfutási ideje : ~ 1 ns). A lézerimpulzusok távoli térbeli intenzitáseloszlását foszforernyőre vetítve és CCD kamerával rögzítve határoztuk meg.

A jelek feldolgozásához 1 GHz sávszélességű Tektronix digitális oszcilloszkópot (TDS7104, 10GS/s) használtunk. Az argonnal töltött, 3 mm belső átmérőjű alumínium-oxid kapillárisban létrehozott, 50–54 kV feszültségű Z-pinch-ek 46,9 nm hullámhosszú lézerimpulzusokat generáltak 4 μJ energiával és 2 mrad nyalábdivergenciával.

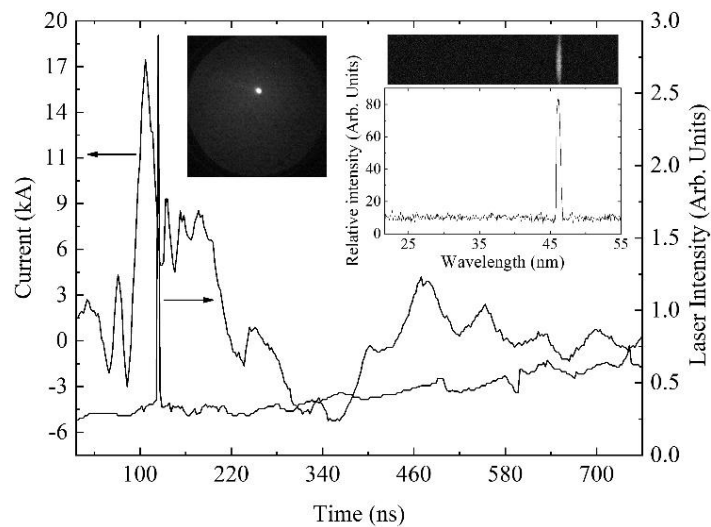
A 4. ábra egy tipikus 46,9 nm-es lézerkimeneti impulzust, a hozzá tartozó 17 kA-os gerjesztőáram-impulzust és a lézerspektrumot mutatja.



3. ábra: A tipikus kisülési áramimpulzus, a koaxiális árnyékolás shunt ellenállásán keresztül mérve, A C3 "peaking" kondenzátor töltő feszültség impulzusának időbeli alakja 1:4 kapacitív osztón, nagyfeszültségű szondával mérve (Tek P6015).

A 46,9 nm-es lézerhatás viszonylag alacsony, 0,18–0,28 mbar közötti argon nyomáson jelentkezett. A lézerműködést akkor figyeltük meg, amikor a 44 nF csúskapacitás (C3) 50–54 kV-ra volt feltöltve, ami a tápegység $U_0 = 20$ –27 kV feszültségének megfeleltethető. Ez lényegesen alacsonyabb érték a Marx generátoros (C-C áttöltéses LC kisüléses) 46,9 nm-es Ar^{8+} lézer kísérletekhez képest, ahol a Z-

pinch kisülés gerjesztése, az eredő soros kapacitás ~ 5 nF volt, az üzemi feszültség pedig 0,1–0,5 MV egy alacsony induktivitású ($L = 100\text{--}800$ nH) koaxiális konfigurációban [1, 2].



4. ábra:

a Lézer időbeli impulzus alakja és a gerjesztőáram-impulzus “fél periódusa”. A “nem szinuszos” áram impulzus hirtelen emelkedését és csökkenését a plazma induktív ellenállásának gyors változása okozza a Z-Pinch során a bifiláris jelenség miatt.

A lézersugár nyalábképe és spektruma látható a beillesztett ábrákon.

Összefoglalás

A bifiláris technika használatával sikerült egy 35-cm hosszú Z-pinch plazmában az Ar^{+8} sémára jellemző lézerműködést létrehozni. (46,9 nm hullámhosszal, ~ 2 mrad nyaláb-divergencia és 5 μJ kimeneti energiával) Mindössze 50-54 kV üzemi feszültség mellett. Ez jelentős előrelépés a korábbi nagy feszültséget igénylő rendszerekhez képest. Összességében a bifiláris módszer alkalmazása új lehetőségeket nyit meg olyan tudományos és technológiai területeken, ahol a kisülési áram gyors felfutása és lecsengése kulcsfontosságú.

Köszönetnyilvánítás

Ez a tanulmány a Pécsi Tudományegyetem Kutatási Alapjának (003_2025_PTE_RK/11) támogatásával valósult meg. A TKP2021-EGA-17 számú projekt szintén a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alap (NKF) támogatásával valósult meg, a TKP2021 finanszírozási program keretében.

Felhasznált irodalom

- [1] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla, Phys. Rev. Lett., Vol. 73, p. 2192 (1994).
- [2] D. Zhao, H. Cui, S. Wang, Y. Yi, B. An, Z. Fan, Y. Zhao, Opt. Commun., Vol. 575, p. 131257 (2025).
- [3] B. Fekete, M. Kiss, A. A. Shapolov, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky, AIP Advances, Vol. 14, p. 025048 (2024).

19.

MIXING DYNAMICS OF GOLD AND SILVER ATOMIC PLUMES DURING THE SPARK ABLATION SYNTHESIS OF ALLOY NANOPARTICLES

Attila Kohut¹, Lajos Péter Villy¹, Linnéa Jönsson², Dániel Megyeri¹, Gábor Galbács³,
Maria E. Messing², Zsolt Geretovszky¹

¹University of Szeged, Physics Institute, Department of Optics and Quantum Electronics, Szeged

²Lund University, Solid State Physics and NanoLund, Lund, Sweden

³University of Szeged, Department of Molecular and Analytical Chemistry, Szeged

Introduction

Binary nanoparticles (BNPs) consist of two different materials whose combined properties – such as enhanced catalytic activity, magnetism, and optics – surpass those of single-component particles [1]. Among various synthesis methods (e.g., chemical routes, lithography, flame or laser ablation), spark ablation – or “spark mixing” – stands out for scalability: by igniting high-frequency sparks between two electrodes in a flowing gas, material from both electrodes is vaporized, mixed, and rapidly cooled into multicomponent nanoparticles [2]. Mixing can occur either inside a single spark discharge generator (so-called atomic-scale mixing) or by merging aerosols from separate generators [3]; the former is favored for its ability to tune composition and crystal structure. However, BNPs often show broad composition spreads (relative standard deviations exceeding 50%), attributed to incomplete vapor mixing and the formation of single-element primaries that later coalesce [4]. Studies using pre-alloyed electrodes or geometric constraints on vapor plumes have reduced this variability to below 10% or even 1%, underscoring the key role of vapor-phase mixing [5, 6]. Yet, direct observation of mixing dynamics has been lacking. In this work, we employ temporally- and spatially resolved optical emission spectroscopy (OES) to track gold and silver vapor expansion in the spark gap and use a quantitative model to map the Au/Ag atomic ratio over space and time during the generation of AuAg alloy nanoparticles. These measurements are compared with single-particle STEM-EDX (scanning transmission electron microscopy energy dispersive X-ray spectroscopy) analysis of the resulting AuAg BNPs to elucidate how vapor mixing governs composition uniformity.

Materials and Methods

We generated nanoparticles in a spark discharge generator (SDG) using 3 mm-diameter Au and Ag electrodes (99.99% purity) or Au–Ag alloy electrodes (50 at.% Ag, 99.99% purity). Argon carrier gas (99.996% purity) was applied flowing at 5 L/min under atmospheric pressure. Our experimental setup has been described in detail elsewhere [7]. Plasma emission was collected from a defined region in the spark gap by imaging through a lens of 80 mm diameter, and 100 mm focal length onto a 200 $\mu\text{m} \times 3$ mm slit. Light passing the slit entered a 50 μm -core multimode fiber (NA 0.22) with a collimating lens, yielding ~ 170 μm spatial resolution along the electrode axis and 500 ns temporal resolution. The output was analyzed by an Andor Mechelle 5000 Echelle spectrograph and an iStar-734 ICCD over 300–800 nm (resolving power ~ 5000). Nanoparticles were collected onto TEM grids via low-pressure inertial impaction. Single-particle composition was measured by STEM-EDX on a JEOL 3000F (Inca software), with 30 particles per sample analyzed at 1–2 million $\times$ magnification. Spectra (60 s acquisition) were density- and thickness-corrected using Au and Ag L-peaks, and particle sizes were determined from pre-acquisition STEM images.

Results and Discussion

Understanding Composition and Variability in Spark-Generated BNPs

The composition of BNPs made via spark ablation can be characterized by two key metrics: the average atomic composition (e.g., Ag atomic fraction) and its variability among individual particles, expressed as the standard deviation (SD) or relative standard deviation (RSD). While ensemble techniques like ICP-MS provide average values, single-particle STEM-EDX allows assessment of

both mean and spread. For dissimilar electrodes (pure Au and Ag), the average composition is governed primarily by the relative erosion rates of the electrodes, while the variability depends on the mixing of material vapors during particle formation. A simple model, adapted from Feng *et al.*, relates composition variability (SD_ϕ) to the number of "smallest mixing units" (N) in a BNP [4]:

$$SD_\phi = \sqrt{\frac{\bar{\phi}(1-\bar{\phi})}{N}} \quad (1)$$

where $\bar{\phi}$ is the average atomic composition and N is proportional to the cube of BNP size/unit size ratio. It is already evident that smaller, less mixed units yield higher variability. Two idealized scenarios were modeled to illustrate this mechanism: perfect atomic mixing (unit size ~ 0.15 nm) and no mixing (unit size ~ 4 nm). Theoretical results shown in Fig. 1A indicate that RSD decreases with increasing particle size, with perfect mixing yielding RSDs below 5% even at ~ 1 nm diameters, while unmixed scenarios can exceed 30% for small particles.

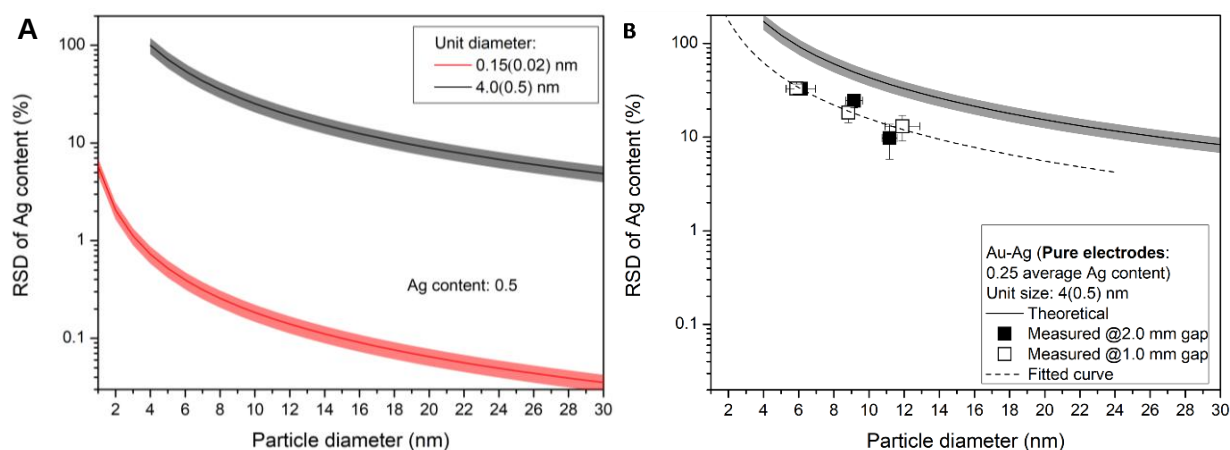


Figure 1. (A) RSD variation with the final particle diameter for two assumed unit sizes. The shaded regions around each curve indicate the uncertainty stemming from the estimated variability in unit particle diameter. (B) Measured RSD values for AuAg particles synthesized using pure Au and Ag electrodes at spark gap settings of 1.0 mm and 2.0 mm. The continuous black line represents the theoretical prediction for a mean Ag composition of 0.25 and a unit size of 4 nm (± 0.5 nm). The dashed line shows the best fit of Eq. 1 to the experimental data.

Composition Spread with Pure Electrodes

Using separate Au and Ag electrodes, the BNPs exhibit relatively broad composition distributions. At a 2.0 mm interelectrode gap, the average Ag content was 0.254 with a high SD_ϕ of 0.079 (RSD $\sim 31\%$). A size-dependent analysis of 57 particles across two spark gap settings (1.0 mm and 2.0 mm) showed that RSD decreased with increasing particle size, ranging from $\sim 33\%$ for 6 nm particles to $\sim 10\%$ for ~ 12 nm ones. As shown in Fig. 1B, the trend matched theoretical expectations assuming partial mixing, with a best-fit model yielding an effective unit size of ~ 2 nm – indicating incomplete but non-negligible vapor mixing before particle nucleation.

Mixing Dynamics Tracked by Optical Emission Spectroscopy (OES)

Time- and space-resolved OES was employed to monitor Au and Ag vapor evolution in the so-called afterglow stage of the spark. Emission measurements shown in Fig. 2A qualitatively revealed significant spatial separation of Au and Ag species in the early afterglow stage (~ 4.2 μ s), with Ag confined near its own electrode and Au spreading more rapidly. Velocity estimates showed that the Au vapor moved $\sim 36\%$ faster than the Ag vapor. Full mixing (along the spark axis) occurred after ~ 20 – 25 μ s, prior to significant cooling and nucleation – suggesting that mixing does occur in time to influence particle formation, though not instantaneously.

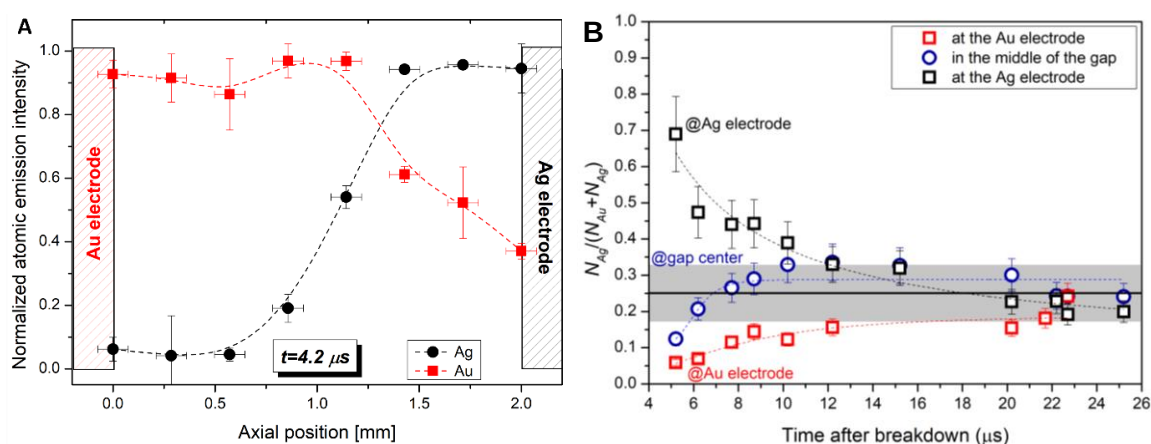


Figure 2. (A) Spatial profiles of the atomic emission intensities of Au and Ag along the spark gap, recorded $4.2 \mu\text{s}$ after the breakdown initiation. Measured points are connected to guide the eye. (B) Temporal evolution of the plasma composition – expressed as the atomic fraction of Ag – at various positions along the spark gap. The black line marks the average Ag content of the AuAg BNPs formed under identical conditions, while the shaded grey area indicates the standard deviation SD_{ϕ} of the measured BNP composition distribution.

Quantitative OES analysis – based on a self-developed model specifically tailored to this task [8] – provided the local Ag atomic fraction across the spark gap over time (Fig. 2B). Initially, strong asymmetry in vapor composition was observed (e.g., ~5% Ag near the Au electrode, ~70% near Ag), which equilibrated toward ~25% Ag across the gap by ~25 μs – closely matching the final BNP compositions measured via STEM-EDX. This supports the notion that vapor stoichiometry established during ablation is preserved through to the final particles.

Role of Lateral Vapor Expansion and Mixing Limits

Despite that OES measurements show good axial mixing, single particle STEM-EDX data indicate relatively broad composition distribution. This might be explained by that some vapor likely escapes the gap laterally before full mixing. Based on vapor jet and plasma expansion velocities (~hundreds of m/s), it is estimated that up to 20-25% of the vapor could leave the gap before equilibrium is reached. These early-escaping, unmixed or partially mixed fractions likely seed compositionally distinct primaries, contributing to broader RSD values. This explains why measured composition variability fits a partial mixing model and why the effective unit size is closer to 2 nm rather than 0.15 nm, that would correspond to perfect atomic mixing.

Implications of Electrode Gap and Vapor Confinement

Experiments at 1.0 mm gap showed slightly lower SD_{ϕ} (~0.067 vs. 0.079 at 2.0 mm), which could be due to some material transfer between electrodes (e.g., gold transferring to silver). This may enhance vapor overlap and reduce RSD, further suggesting that geometry influences mixing. Comparisons to literature (e.g., [6]) show that restricting lateral expansion – such as via funnel-like geometries – can dramatically improve mixing and reduce RSDs to ~2% for 5 nm particles, even when using pure electrodes.

Conclusions

This study investigates the spark mixing process in the Au–Ag BNP system by synthesizing and characterizing particles from both alloyed and pure Au/Ag electrodes. The composition distribution of the BNPs was analyzed using a simple statistical model, showing that particles formed from pure electrodes display size-dependent variability in composition – indicating an intermediate mixing state between fully atomic-level mixing and unmixed primary particles. Time- and space-resolved OES revealed that gold and silver vapors equilibrate along the spark axis within 20–25 μs after breakdown.

The resulting Ag/Au ratio aligns with the final BNP composition, confirming that the relative erosion rate of the electrodes governs the average particle composition. However, despite good axial mixing, substantial composition variability remains, particularly in smaller particles (e.g., ~33% RSD at 6 nm, ~10% at 11 nm). This variability is attributed to rapid plasma expansion perpendicular to the electrode axis, causing some vapor fractions to escape before fully mixing. These results suggest that to achieve highly uniform BNPs at small sizes, the mixing of vapors must occur earlier – ideally before primary particle formation. One effective strategy is to constrain vapor expansion geometrically, as supported by literature, which enhances compositional uniformity. This study provides mechanistic insight into such effects, offering guidance for optimizing SDG designs for controlled BNP synthesis. Further details on this topic can be found in our related publication [9].

References

- [1] M. Rebello Sousa Dias and M. S. Leite, *Acc Chem Res*, 2019, **52**, 2881–2891.
- [2] Andreas. Schmidt-Ott, Ed., *Spark Ablation: Building Blocks for Nanotechnology*, Jenny Stanford Publishing, 2020.
- [3] T. V. Pfeiffer, J. Feng and A. Schmidt-Ott, *Advanced Powder Technology*, 2014, **25**, 56–70.
- [4] J. Feng, N. Ramlawi, G. Biskos and A. Schmidt-Ott, *Aerosol Sci Technol*, 2018, **52**, 505–514.
- [5] L. Jönsson, M. Snellman, A. C. Eriksson, M. Kåredal, R. Wallenberg, S. Blomberg, A. Kohut, L. Hartman and M. E. Messing, *J Aerosol Sci*, 2024, **177**, 106333.
- [6] D. O. de Zárate, C. García-Meca, E. Pinilla-Cienfuegos, J. A. Ayúcar, A. Griol, L. Bellières, E. Hontañón, F. E. Kruis and J. Martí, *Nanomaterials 2020, Vol. 10, Page 466*, 2020, **10**, 466.
- [7] L. P. Villy, A. Kohut, A. Kéri, Á. Bélteki, G. Radnóczy, Z. Fogarassy, G. Z. Radnóczy, G. Galbács and Z. Geretovszky, *Sci Rep*, 2022, **12**, 1–9.
- [8] A. Kohut, L. P. Villy, G. Kohut, G. Galbács and Z. Geretovszky, *Appl Spectrosc*, 2023, **77**, 1401–1410.
- [9] A. Kohut, L. P. Villy, L. Jönsson, D. Megyeri, G. Galbács, M. E. Messing, Zs. Geretovszky, *Nanoscale Adv*, 2025, **7**, 3322–3330.

Acknowledgments

We are grateful for the funding provided from the National Research, Development and Innovation Fund under the PD_21 OTKA (project PD 139077) and under the 2022-2.1.1-NL Creation of National Laboratories, Complex Development funding schemes (project 2022-2.1.1-NL-2022-00012). Research leading to these results has also received funding from the K 146733 (OTKA) project and was also supported by the Swedish Foundation for Strategic Research (Grant No. FFL18–0282).

THE ELECTRICAL BEHAVIOUR OF LASER SOLDERED STEEL SHEETS

Andor Körmöczy^{1,2}, Tamás Szörényi^{1,2}, Zsolt Geretovszky^{1*}¹ University of Szeged, Physics Institute, Department of Optics and Quantum Electronics, Szeged² ELI ALPS Laser Research Institute, Szeged

* Correspondence: gero@physx.u-szeged.hu

1. Introduction

In recent years, vehicle-related applications have become an increasingly prominent part of our ever-growing range of electronic devices. Today, the spectrum of fully electric and hybrid-powered vehicles spans from electric bicycles and scooters to drones, electric cars, and even aircrafts [1]. The reliable and safe operation of these vehicles' electric motors critically depends on the availability of high-capacity, efficient batteries [2].

To maximize the extractable energy from these battery cells and packs — within the limits of current battery chemistries — special attention must be given to minimizing energy losses within the system. A key contributor to such losses is the electrical resistance of the cell-to-cell interconnections [3]. Managing and minimizing the losses calls for robust, reproducible and well-controlled joining techniques, and reliable quality control. Among the many available joining technologies, laser-based approaches – such as welding, soldering, and brazing – have emerged as highly promising alternatives to conventional joining techniques. Notably, laser-assisted filler-based joining methods (e.g., soldering and brazing) have demonstrated superior electrical performance [4].

Electrical characterization of overlap joints – regardless of the joining method – remains a challenging task due to the lack of standardized measurement protocols. The four-point probe method is commonly used because it minimizes errors caused by contact and lead resistances, providing accurate and reproducible resistance values. However, it cannot isolate the resistance of the joint itself from that of the base materials, even when the probes are placed close to the joints. Previous studies have used varying probe distances (e.g., 21 mm, 16.5 mm, 11 mm) to compare samples, but the results always reflect the combined resistance of the joint and base sheets [4-6]. Our approach presented here focuses on evaluating the resistance of such joints by varying the spacing between voltage probes and deriving key characteristics from the resistance vs. spacing functions. This work presents both experimental measurements on laser-soldered DC01 sheets and numerical simulations using COMSOL Multiphysics® to gain deeper insight into their electrical performance [7].

2. Materials and methods

Joints were formed between two 0.5 mm thick and 30 mm long DC01 steel sheets. An overlap joint geometry was selected, as it is a common geometry of several battery pack connections, such as cap-to-cap, busbar-to-busbar, and cap-to-busbar joints. A detailed description of the optical setup and the sample holder can be found in [7].

To minimize parasitic effects, a four-point probe method was used: current was applied across the sheet ends (100 mm apart) using a TTI CPX200 power supply, and voltage drop was measured with a Keithley 2401 multimeter across probes centered on the joint (see Fig. 1). While this setup allows reliable comparison across samples, it still suffers from yielding cumulative resistance. In order to gain deeper insight into how the joint resistance can be approximated, the measurement distance, d was varied between 1 mm and 81 mm. To improve accuracy, the so-called *slope method* was employed [7]: voltage was recorded at multiple current levels, and resistance was extracted from the slope of the resulting $U(I)$ curve at every probe spacing applied. This approach is self-validating, as a linear $U(I)$ relationship confirms negligible heating and stable resistance. A maximum current of 10 A was used to ensure thermal stability during the short (1–2) s measurement interval.

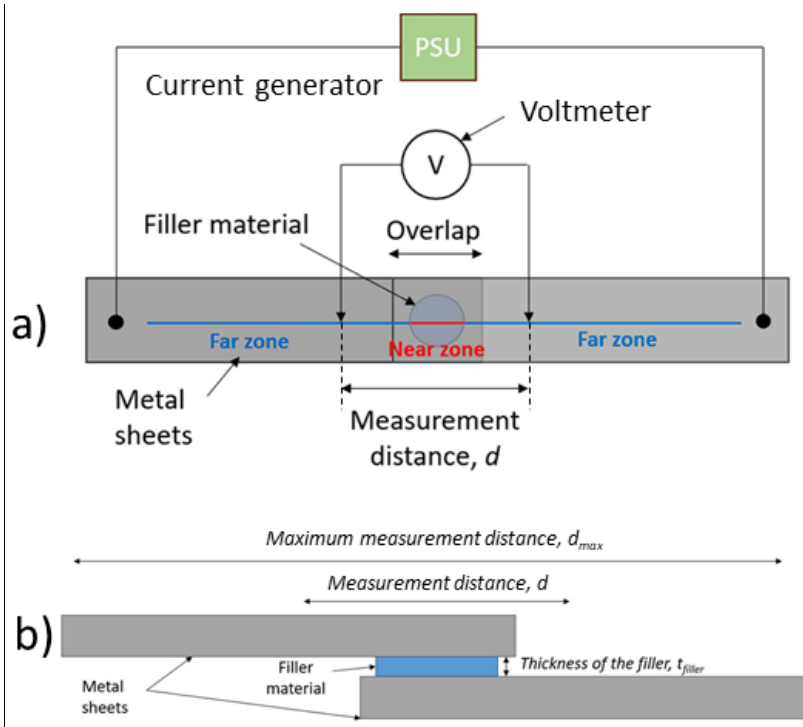


Figure 1. Top (a)) and side (b)) views of a schematic overlap joint.

Experimental work was supported by numerical simulations, performed in COMSOL Multiphysics® 5.5, aiming to investigate the current density and potential distributions near the joint. The model integrated an actual CAD geometry, AC/DC physics, and material data from COMSOL®'s library, complemented by experimentally determined values where applicable. Surface contact was modeled using the Cooper-Mikic-Yovanovich (CMY) correlation, which accounts for roughness, microhardness, and contact pressure [8]. The average surface roughness (ISO 4287:199 standard) was set to the measured value at $(2.20 \pm 0.13) \mu\text{m}$ while the Vickers microhardness was fixed to $(244.16 \pm 2.47) \text{HV}0.1$. The finite element method was performed on an “extremely fine” mesh.

3. Results

By performing contact resistance measurements at multiple voltage probe spacings, we systematically investigated the dependence of the measured resistance on the geometric configuration of the four-point probe setup, on the specific resistivities of the sheet materials and solder, as well as on the geometrical characteristics of the re-solidified solder. All soldered samples in the series exhibited a consistent trend: the measured resistance was always lower than that of the base sheet material. Our results indicated that the $R(d)$ function – expressing resistance as a function of the inner probe spacing – exhibits two distinct regimes: a *near zone*, when the volgate probes are located within the cross-section of the resolidified soldered, and a *far zone*, when the probes lie outside of it. Within each zone, the resistance varied linearly with distance. Notably, this linear behavior remained largely unaffected by the amount of filler material applied. The transition point between the two linear regions of the $R(d)$ curve was found to correlate well with the outer perimeter of the effective soldered area. Figure 2 also demonstrates that the accuracy of the numerical simulations improves significantly when increasing the geometric fidelity of the representation of the cross section of the re-solidified solder (as the blue arrows indicate in the figure).

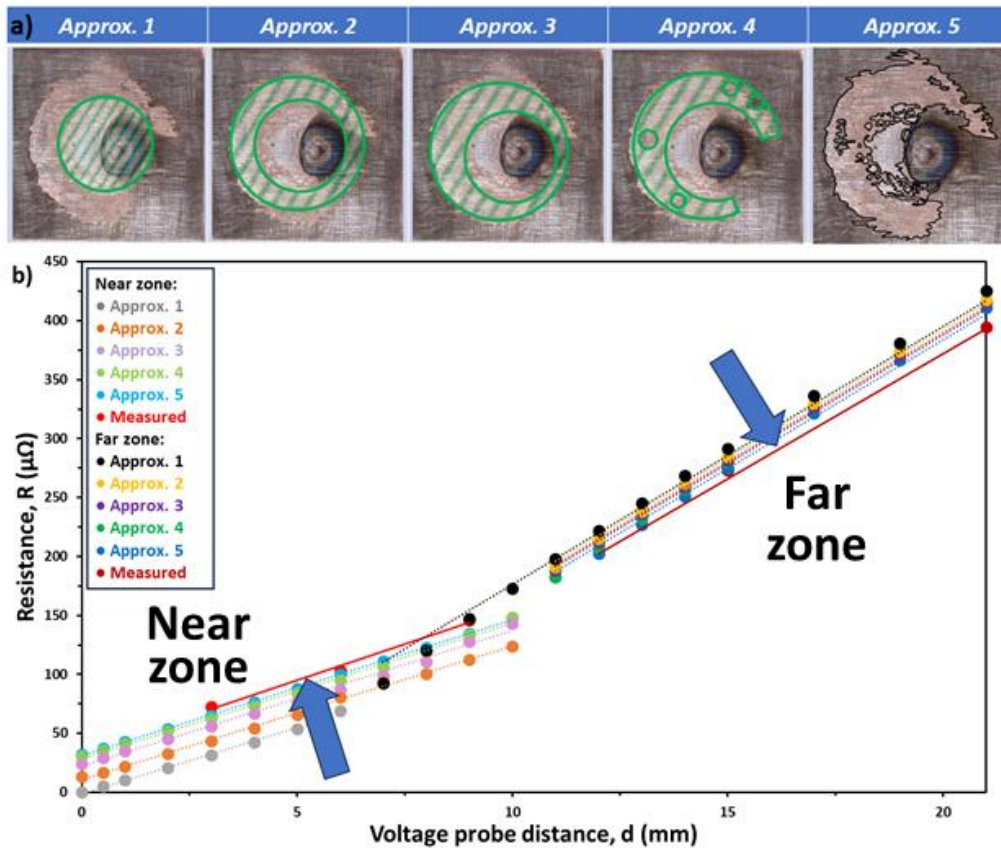


Figure 2. a) Five different approximations of the real geometry of the resolidified filler material, and b) result of these approximations compared to a measured dataset (solid lines)

The approach introduced by combining experimental measurements with finite element modeling in COMSOL[®] revealed how the morphology of the joint formed by the resolidified filler material influenced the electrical characteristics of the joint itself. The simulations confirmed the importance of five parameters in determining the electrical resistance of the joints, namely the effective- and the total area, the cross section and the position of the voids within the total joint area, and the thickness of the filler material. In order to deduce the effect of these parameters on the characteristics of the $R(d)$ plots, these five relevant simulated parameters were changed from -50% relative to the measured value of each to find the effect on the electrical resistance of the joint.

The distance dependence of the resistance, $R(d)$ is a linear function in both the near and far zones and it will be described in the form indicated in Table 1. Analytical relationships describing the slopes and intercepts of the $R(d)$ lines in both regions were established, as functions of material properties of the base and filler metals along with the five geometric parameters. These findings are summarized in the Table 1. The slopes derived in the far zone were determined by the electrical properties and the geometry of the sheets to be joined. In the near zone, the slopes decreased with an increase in the volume of filler material. The equations, that describe the slopes in the far and near zones indicates that they are material specific, the former referring to the material to be joined, while the latter including quantities, referring to both the sheet and the filler material, while yielding no information about the electrical characteristics of the connection.

The intercepts of the straight lines in the far zone expressed in ohms indicate the difference in the resistance of the respective soldered joints as compared to that of the bare metal to be joined. The behaviour of the intercepts in the near zone also reflects the changes in the electrical characteristics of the joints due to the inhomogeneities in the number and distribution of the voids. Both intercepts are largely affected by the morphology of the joint: in the far zone, the effective soldered area has a greater impact, while in the near zone, the presence of voids plays a more significant role.

$R(d) = m_{n/f} \cdot d + t_{n/f}$	Slope (m)	Intercept (t)
Near zone	$m_n \approx \left(\frac{A_{sheet}}{c_1 \cdot \rho_{sheet}} + \frac{A_{eff}}{c_2 \cdot \rho_{filler}} \right)^{-1}$ $c_1 = d - t_{filler} \quad c_2 = t_{filler}$	$t_n \approx A_{void}$
Far zone	$m_f = \rho_{sheet} / A_{sheet}$	$t_f \approx A_{eff}^{-0.65}$

ρ : the resistivity of the sheet or the filler

A_{eff} : the effective soldered area

t_{filler} : the thickness of the resolidified filler

A_{sheet} : the cross-section of the sheets

A_{void} : the total area of voids

d : the voltage probe distance

Table 1. Parameters of the $R(d)$ linear relationships in the near and far zones

4. Conclusions

This study investigated the electrical resistance of laser-soldered joints, with a particular focus on the challenges of electrical characterization and the reduction of resistive losses within the joints. To evaluate the influence of the joint on the total sample resistance, measurements were performed by varying the distance between the two inner – voltage-sensing – probes. Based on probe placement, two distinct regimes were identified: a near and a far zone. In both regions, a linear relationship was observed between resistance and probe spacing.

Numerical simulations using COMSOL Multiphysics® complemented the experimental work and enhanced our understanding of how the electrical behavior of laser-soldered joints is influenced by the material properties of the components and the exact geometry of the re-solidified solder. Although the data were obtained from lap-jointed metal sheets, the extracted trends are more general in nature. Specifically, the slopes and intercepts of the linear $R(d)$ curves in both the near and far zones were described using five geometric parameters of the solder. These findings hold particular relevance for electric vehicle (EV) applications, where minimizing resistive losses in battery interconnects is critical for improving overall system efficiency.

References

- [1] Leijon, J. and Boström, C., World Electr. Veh. J. **13**, 139 (2022)
- [2] Liu, W., *et al.*, Energy Reports **8**, 4058-4084 (2022)
- [3] Zwicker, M. F. R., *et al.*, Journal of Advanced Joining Processes **1**, 100017. (2020)
- [4] Brand, M. J., *et al.*, Journal of Energy Storage **12**, 45–54, (2017)
- [5] Schmalen, P. and Plapper, P., Journal of Laser Micro/Nanoengineering **12**, 3 (2017)
- [6] Hollatz, S., *et al.*, Batteries **6**, 24 (2020)
- [7] Körmöczi, A., *et al.*, Materials **17**, 2736 (2024)
- [8] Yovanovich, M.M. and Marotta, E.E., Heat Transfer Handbook, John Wiley & Sons Inc. (2003)

Acknowledgments

This work was supported by the project EFOP-3.6.1-16-2016-00014, titled "Research and Development of Disruptive Technologies in the Field of E-Mobility and Their Integration into Engineering Education". The authors thank Edutus University for providing the laser source and other additional equipment for our experiments.

21.

KELTETT ÁRAMON ALAPULÓ LÉZER–ANYAG KÖLCSÖNHATÁS KARAKTERIZÁLÁSA RÉTEGELT SZILÁRDTEST MODELLBEN

Magashegyi István, Földi Péter^{1,4}

¹*Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Elméleti Fizikai Tanszék, Szeged*

²*HUN-REN-SZTE Fotoakusztikus Környezetifolyamat-megfigyelési Kutatócsoport, Szeged*

³*HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest*

⁴*ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged*

Az ultrarövid, femto- és attoszekundumos tartományba eső lézerimpulzusok nemcsak a fizikai alap kutatásban, hanem biológiai, orvosi és ipari alkalmazásokban is forradalmi áttörést jelentenek. Az ilyen impulzusok alkalmazása olyan új lehetőségeket teremt, amelyek túlmutatnak a hagyományos spektroszkópiai technikák időfelbontásán. A különböző időbeli dinamikák megértéséhez olyan detektálási módszerekre van szükség, amelyek időfelbontása meghaladja a vizsgált jelenségek karakterisztikus időskáláit [1, 2]. A fényimpulzusok terjedését és különböző anyagokkal való kölcsönhatását jelentősen befolyásolja az úgynevezett vivő-burkoló fázis (Carrier-envelope phase, CEP), ami lényegében a maximális térerősség időbeli eltolódását jelenti az impulzus burkolójának maximumához képest [3, 4, 5, 6, 7].

A CEP ismeretének jelentősége különösen megnő, amikor a cél nem csupán az impulzus energiatartalmának becslése, hanem annak pontos időbeli szerkezete is lényeges [8]. A vivő-burkoló fázis (CEP) szerepe ebben a kontextusban különösen fontos: a fényimpulzus időbeli szerkezetét alapvetően meghatározó paraméterről van szó, amely érzékenyen befolyásolja az anyaggal való kölcsönhatás során keltett töltésáramot is [3, 8, 9]. Mivel a CEP meghatározása közvetlenül nem egyszerű, olyan közvetett módszerek iránt mutatkozik igény, amelyek során például a szilárdtestben keletkező töltésből következtethetünk a fényimpulzus fázisára [10, 11].

A kutatás során egy egydimenziós szilárdtestmodellt alkalmazunk, amelyben a lézertér és az anyag közötti kölcsönhatást explicit módon vesszük figyelembe az időfüggő szemiklasszikus Hamilton-operátorban. A leírás az időfüggő Schrödinger-egyenlet egyelektron-közelítésére épül. A hullámfüggvény időfejlődését split-operator módszerrel oldjuk meg, amely garantálja a numerikus stabilitást és az impulzus finom jellemzőinek megőrzését [12]. Az általunk alkalmazott Green-függvény módszer és komplex elnyelő potenciál kombinált használata lehetőséget ad a rendszer nyílt kvantummechanikai leírására, így a kilépő komponensek is kvantitatívan vizsgálhatók [13]. Ez lényeges előrelépést jelent a zárt rendszerekre korlátozott hagyományos TDSE-megoldásokkal szemben.

A numerikus vizsgálatok során különféle impulzusparamétereket tesztelünk: az impulzus időtartamát, csúcstérerősségét, burkoló alakját és a CEP értékét. A kilépő töltésáramot a kölcsönhatási tartományon kívül integráljuk, így meghatározható az impulzus által közvetlenül létrehozott töltés. Az eddigi szimulációk alapján a kilépő töltések iránya és mennyisége szignifikánsan változik a CEP függvényében. Megfigyelhető például, hogy a töltésáram polaritása időnként megfordul, amennyiben a CEP eltolódik π radiánnal. Ezzel a tulajdonsággal nemcsak karakterizálható egy adott impulzus, hanem akár olyan vezérelt anyagkölcsönhatások is megvalósíthatók, ahol a töltésirány szándékosan változtatható a fényparaméterek által.

Tovább lépésként célunk a modell általánosítása több rétegű rendszerekre, és ezeknek az elméleti és numerikus vizsgálata olyan anyagkombinációkra, mint például GaN, HfO₂ vagy SiO₂. Az anyagjellemzők (pl. effektív tömeg) különböző beállításai révén az impulzus áthatolása, szóródása is modellezhető.

Összegzésként elmondható, hogy a bemutatott kvantummechanikai modell ígéretes eszközt jelent az ultrarövid impulzusok vizsgálatában, különös tekintettel a vivő-burkoló fázis által befolyásolt töltésáramokra. A módszer érzékenysége, a numerikus implementáció rugalmassága, valamint az elméleti alapok által biztosított értelmezhetőség alkalmassá teszi a modellt kísérleti együttműködések

keretében történő validálásra és alkalmazásra. A kutatás gyakorlati jelentősége abban rejlik, hogy a fény–anyag kölcsönhatás finom paraméterei kvantitatívan befolyásolhatják a detektált töltésáramot, és ez kísérleti visszacsatolást adhat az impulzusok optimalizálásához [9]. A program Python nyelvű implementációban készül, Jupyter notebook környezetben, és nyílt forráskódú formában lesz elérhető GitHub-on, így egyszerűen adaptálható más kutatócsoportok számára is.

Felhasznált irodalom

- [1] Fernando Martin. Attosecond pump-probe spectroscopy of molecular electron dynamics. In APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts, volume 2020 of APS Meeting Abstracts, page C04.004, January 2020.
- [2] Yoel Kissin, Marco Ruberti, Přemysl Kolorenč, and Vitali Averbukh. Attosecond pump–attosecond probe spectroscopy of auger decay. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 23:12376–12386, 2021.
- [3] Steven T. Cundiff, Ferenc Krausz, and Takao Fuji. Carrier-envelope phase of ultrashort pulses. In *Strong Field Laser Physics*, pages 61–89. Springer New York, 2008.
- [4] M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, J.-P. Caumes, C. Vozzi, S. De Silvestri, M. Pascolini, L. Poletto, P. Villoresi, and G. Tondello. Single-atom effects in high-order harmonic generation: role of carrier-envelope phase in the few-optical-cycle regime. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 78(7-8):873–877, May 2004.
- [5] Weifeng Yang, Xiaohong Song, Shangqing Gong, Ya Cheng, and Zhizhan Xu. Carrier-envelope phase dependence of few-cycle ultrashort laser pulse propagation in a polar molecule medium. *Phys. Rev. Lett.*, 99:133602, Sep 2007.
- [6] Bing Zeng and Lingze Duan. Carrier-envelope phase sensitive inversion driven by few-cycle pulse pairs. *OSA Continuum*, 1(4):1304–1312, Dec 2018.
- [7] Marcel Ruijter, Vittoria Petrillo, Thomas C. Teter, Maksim Valialshchikov, and Sergey Rykovanov. Signatures of the carrier envelope phase in nonlinear thomson scattering. *Crystals*, 11(5):528, May 2021.
- [8] Ferenc Krausz and Mark I. Stockman. Attosecond metrology: from electron capture to future signal processing. *Nature Photonics*, 8(3):205–213, February 2014.
- [9] Václav Hanus, Viktória Csajbók, Zsuzsanna Pápa, Judit Budai, Zsuzsanna Márton, Gellért Zsolt Kiss, Péter Sándor, Pallabi Paul, Adriana Szeghalmi, Zilong Wang, Boris Bergues, Matthias F. Kling, György Molnár, János Volk, and Péter Dombi. Light-field-driven current control in solids with pJ-level laser pulses at 80 MHz repetition rate. *Optica*, 8(4):570, April 2021.
- [10] Maxim Durach, Anastasia Rusina, Matthias F. Kling, and Mark I. Stockman. Predicted ultrafast dynamic metallization of dielectric nanofilms by strong single-cycle optical fields. *Phys. Rev. Lett.*, 107:086602, Aug 2011.
- [11] Agustin Schiffrin, Tim Paasch-Colberg, Nicholas Karpowicz, Vadym Apalkov, Daniel Gerster, Sascha Mühlbrandt, Michael Korbman, Joachim Reichert, Martin Schultze, Simon Holzner, Johannes V. Barth, Reinhard Kienberger, Ralph Ernstorfer, Vladislav S. Yakovlev, Mark I. Stockman, and Ferenc Krausz. Optical-field-induced current in dielectrics. *Nature*, 493(7430):70–74, December 2012.
- [12] David S. Sholl and Janice A. Steckel. *Density Functional Theory*. John Wiley & Sons, Inc., March 2009.
- [13] Carsten A. Ullrich. *Time-Dependent Density-Functional Theory*. Oxford University Press, December 2011.

22.

ATTOFIZIKAI KÍSÉRLETEK AZ ATOMI-, MOLEKULÁRIS- ÉS OPTIKAI-, VALAMINT SZILÁRDTESTFIZIKA TÉMAKÖREIBŐL

Major Balázs^{1,2}, Chinmoy Biswas¹, Csizmadia Tamás¹, Filus Zoltán¹, Grósz Tímea¹, Gulyás Oldal Lénárd¹, Kiss Dániel¹, Subhendu Kahaly^{1,3}, Varjú Katalin^{1,2}

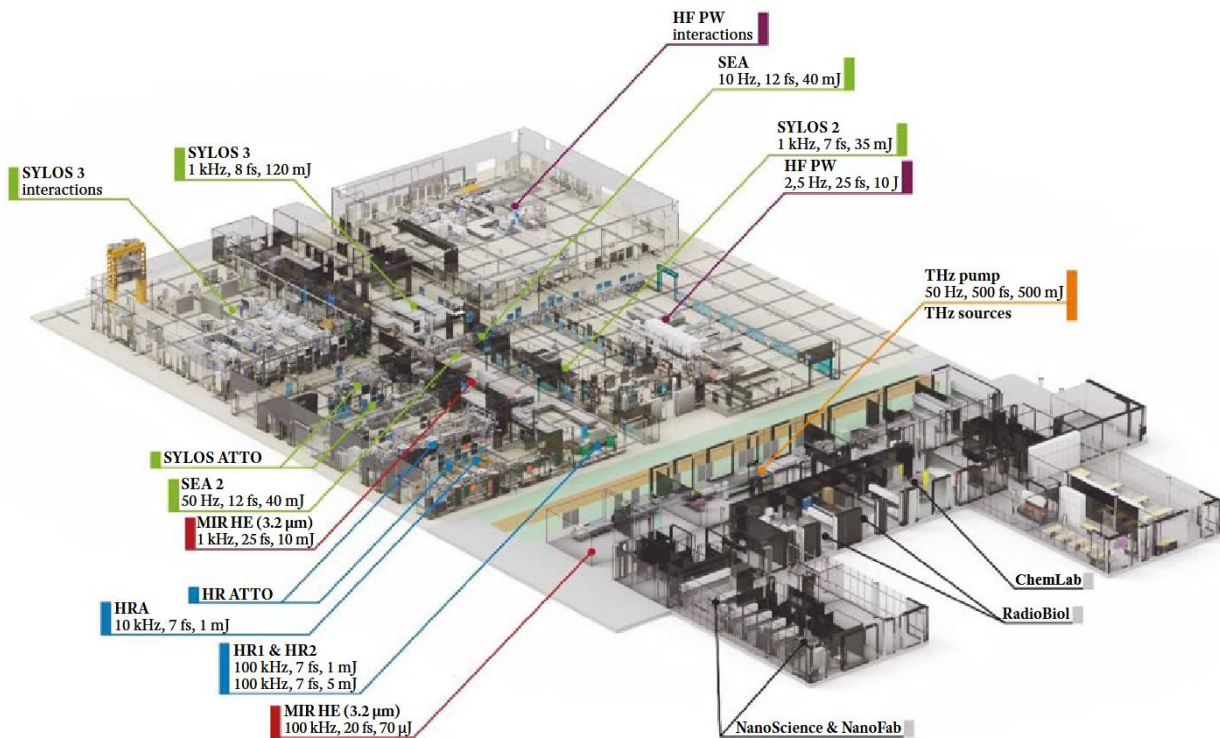
¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

²Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

Az attoszekundumos fizika (vagy röviden attofizika) akkor kapott különösen nagy figyelmet, amikor 2023-ban a Nobel-díjbizottság ezen tudományterületen végzett úttörő munkásságukért ítélte oda a fizikai Nobel-díjat három – köztük egy magyar – kutatónak: Pierre Agostininek, Krausz Ferencnek és Anne L’Huilliernek [1,2]. Mint ismert, Alfred Nobel hagyatékának megfelelően olyan eredmények eléréséért ítélnek oda a Nobel-díj(ak)at, amik az „emberiséget a legnagyobb mértékben szolgálják”. Azt, hogy a fenti három kutató felfedezései mekkora horderejűek, a tudományos közösség már korábban felismerte, és ennek eredményeként hívta életre a szegedi Extreme Light Infrastructure Attosecond Light Pulse Source (ELI ALPS) kutatóintézetet. Az ELI ALPS-ban a világ legbővebb attofizikai kísérleti eszközparkja található meg, és 2023-as hivatalos megnyitása óta (valójában már évekkel korábban is) számos a tudományterületet meghatározó kísérleti eredményt sikerült itt elérni. Ehhez hozzájárult többek között az, hogy a felhasználói igényekhez igazodva az intézet kísérleti eszközei folyamatos fejlesztés alatt állnak, ezáltal az intézetben egyedülálló berendezések érhetők el az egyedi kísérleti igények kielégítésére. Ebben a rövid összefoglalóban egyrészt ezen unikális technikai megoldások – amik önmagukban is fontos tudományos eredménynek minősülnek – másrészt az ezeknek köszönhetően elérhetővé vált kutatási eredményekből hozunk néhány példát. Az ELI ALPS kutatási infrastruktúrájának lelkét ultragyors (femtoszekundumos) lézerek adják. Ehhez kapcsolódnak az úgynevezett magasharmonikus-keltésen (high-harmonic generation, HHG) alapuló attoszekundumos nyalábvonalak és kísérleti állomások (lásd 1. ábra) [3-5]. Ezen fizikai folyamat teszi lehetővé attoszekundumos fényimpulzusok létrehozását, és a HHG az az eszköz, amivel „elektronok atomokban, molekulákban és szilárd anyagokban történő mozgásának” [2] tanulmányozása lehetséges. Ezen folyamat során a lézerek infravörös (infrared, IR) sugárzásából az extrém ultraibolya (extreme ultraviolet, XUV) tartományba eső elektromágneses hullámcsomagok jönnek létre.

Az elektronok mozgásának vizsgálatához önmagában az attoszekundumos impulzus nem elég, a kísérletek kulcseleme a pumpa-próba módszer, amikor is egy pumpa impulzussal létrehozunk a vizsgálni kívánt folyamatot, majd egy próba impulzussal vizsgáljuk azt. A kettő impulzus közti késleltetést pedig kontrolláltan változtatjuk ahhoz, hogy a megfelelő időpillanatokban kapjunk információt a próba segítségével. Attoszekundumos időskálán lezajló folyamatok esetén a késleltetés beállításának is attoszekundumos pontosságúnak kell lennie, ami komoly technikai és tudományos kihívást jelent. Különösen igaz ez például az ELI ALPS HR lézercsaládjához (HRA, HR1, HR2, lásd 1. ábra) [3-5] köthető nyalábvonalak (gyakorlatilag pumpa-próba kísérleti elrendezések), amelyek esetében a nagy átlagteljesítmény miatt nagymértékű hőterhelés éri a főleg vákuumban elhelyezett optikai elrendezést. Ezen hőhatások (főleg hőtágulás) rendkívül nehezíti a pumpa-próba interferométerek több méteres karjai közti úthosszkülönbség nanométeres precizitással való stabilan tartását (a fénysebesség 0.3 nm/as, tehát néhány attoszekundumos precizitáshoz nanométeres pontosság kell). Az ELI ALPS-ban sikerült egy olyan aktív visszacsatolású, pumpa-próba késleltetést stabilan tartó interferométert kiépítenünk, ami képes 80 as pontossággal működni akár 70 órán keresztül (lásd 2. ábra) [6]. Ez azért különösen fontos, mert a HR Gas nyalábvonalhoz kapcsolódó Reakciós Mikroszkóp (Reaction Microscope, ReMi) kísérleti állomása olyan módon működik, hogy a nyers adatok feldolgozásához a kísérletek során egyetlen lézerimpulzus maximum egyetlen elemi folyamatot (például egyetlen elektron kiszakítása a céltárgy atomból fotoionizáció révén) hozhat

létre, különben a folyamat nem rekonstruálható. Ezáltal kellő mennyiségű adathoz rendkívül hosszú (több napos) mérésekre van szükség.

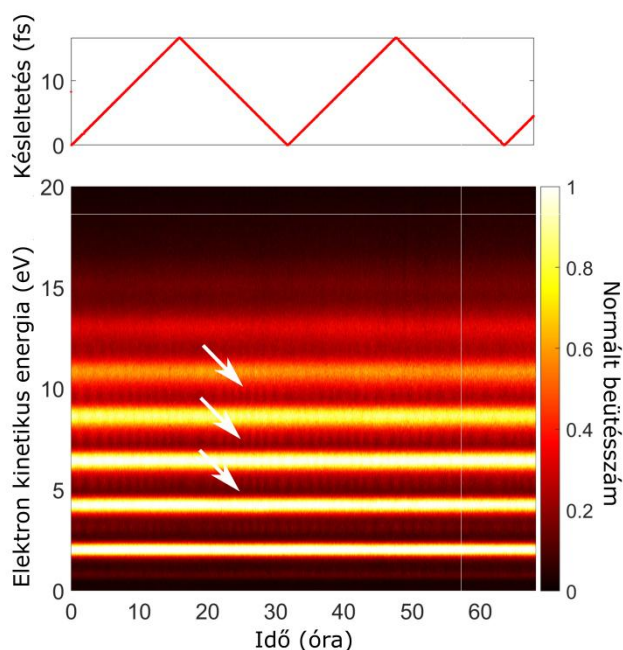


1. ábra: Extreme Light Infrastructure Attosecond Light Pulse Source (ELI ALPS) kutatóintézet kutatási infrastruktúrájának főbb elemei az épület háromdimenziós modelljével feltüntetve. Az elsődleges források (felmtoszekundumos lézerek) főbb paraméterei (ismétlési frekvencia, impulzushossz, impulzusenergia) a releváns helyeken az eszköz neve alatt került feltüntetésre. A nevek mellett található színek azt jelölik, hogy az adott berendezés melyik elsődleges forrás családhoz tartozik. Ebben a munkában a fenti ábrán HR ATTO névvel illetett HR Gas és HR Condensed attoszekundumos nyalábvonalakkal, illetve a hozzájuk csatlakozó ReMi és NanoESCA kísérleti állomásokkal elért eredményekből szemezgetünk. Forrás: [5]

A 2. ábrán a ReMi berendezéssel rögzített fotoelektron-beütésszám látható egy olyan 70 órán át tartó mérés során, ahol az XUV és IR – azaz a attoszekundumos impulzussorozat és femtoszekundumos lézerimpulzus – pumpa- és próba késleltetést 0 és 15 fs között változtattuk (a HR Gas nyalábvonalban) a teljes mérés során összesen több mint két teljes körben. A 2. ábrán látható fehér nyilak mutatják azt a tartományt, ahol a fotoelektron spektrumban interferencia mintázat jelenik meg. Ez a mintázat hordoz információt mind az attoszekundumos impulzusok időbeli alakjáról és időbeli hosszáról, mind az atomokból kilépő elektronok fotoionizációs időkéseleltetéséről. Emellett akár azon parciális hullámok külön-külön is mérhetők, amik a fotoionizációs folyamathoz hozzájárulnak [7]. Az ELI ALPS-ban kifejlesztett rendszer az eddigi paraméter limitációkat jelentősen kibővíti.

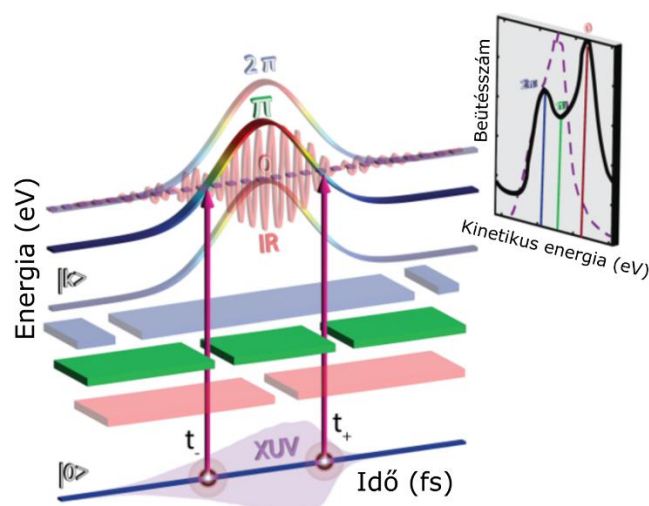
Az előző folyamathoz hasonlóan, ahol a parciális hullámok interferenciája határozza meg a fotoionizációs folyamat eredményeként létrejövő fotoelektronok energia- és momentumeloszlását, egy a HR Condensed nyalábvonalon végzett kísérletben szintén fotoelektron eloszlásban megjelenő interferencia mintázatot elemeztünk. Történt ez annak érdekében, hogy a fotoelektronok kvantumos hullámcsomagjáról információt nyerjünk [8]. A kísérlet lényegében egy időbeli kétréses kísérlet (lásd 3. ábra), ahol az XUV foton elnyelésével az atomból az alapállapotból ($|0\rangle$ a 3. ábrán) távozó elektron valamilyen szabad, úgynevezett kontinuum állapotba ($|k\rangle$ a 3. ábrán) kerül. Egy IR lézerimpulzussal időben átfedve azonban a lézer elektromos tere miatt az atomi állapotok Stark-eltolódást szenvednek. Az XUV impulzus különböző (időbeli) részeiben ionizált elektronok különböző elektromos

térerősséget és különböző Stark-eltolódást tapasztalnak a lézerimpulzus időbeli alakja miatt, és a $|k\rangle$ végállapotuk kicsit más kinetikus energiával jellemezhető lesz (ez eredményezi a 3. ábra jobb felső sarkában látható fotoelektron spektrumon látható eloszlást). Időben szimmetrikus XUV és IR impulzusok esetén minden kinetikus energiához két olyan időpillanat tartozik, amikor az elektron az adott kinetikus energiára tesz szert a fotoionizáció során. Ezen elektronok hullámcsomagjai interferálhatnak (interferencia mintázat jelenik meg a fotoelektron spektrumban), és ez a két időpont jelenti a két rést a kétréses kísérletben (lásd 3. ábra). A kísérleteink során valójában háromréses kísérleteket hajtottunk végre [8], és ezáltal közelebb kerültünk ahhoz, hogy a fotoelektronok kvantumos hullámcsomagjának holográfiájára használjuk ezt a megoldást.



2. ábra: Egy 70 órán át tartó mérés eredménye a Reakciós Mikroszkóp (Reaction Microscope, ReMi) kísérleti állomással. Az alsó ábra argon atomok fotoionizációjának (XUV-IR pumpa-próba elrendezésben) eredményeként az atomoktól elszakadó fotoelektronok számát mutatja a mérés időpontjának és az elektronok kinetikus energiájának függvényében. A felső ábra azt hivatott bemutatni, hogy a 70 órás mérés során a késleltetést folyamatosan változtattuk, ezáltal egy pumpa-próba kísérletet végeztünk el. A fehér nyilak három olyan kinetikus energia- és mérési idő-tartományt mutatnak, ahol az attoszekundumos impulzus(sorozatok) időbeli karakterizálását is lehetővé tevő interferencia mintázatok megjelennek a fotoelektron spektrumban. Lásd még: [6]

Utolsó példaként egy szilárdtest felületén végzett attófizikai mérést említünk meg röviden [9]. Ezen kísérlet során a HR Condensed nyalábvonalat használtuk a NanoESCA kísérleti állomással kombinálva, ami lényegében ugyanúgy fotoelektronok energia- és momentum feloldott mérését teszi lehetővé, akárcsak a ReMi, csak gáz halmazállapotú minták helyett szilárd testek esetében. A kísérlet során a 2. ábrán láthatóval analóg jellegű pumpa-próba mérést végeztünk el, azonban a világon elsőként tudtuk ezt szilárd testben úgy elvégezni, hogy a szilárd test teljes sávszerkezetét (a teljes első Brillouin-zónát) monitorozni tudtuk. Ezáltal ki tudtuk mérni, hogy például egy grafit minta valencia sávjából az XUV foton elnyelésének eredményeként kilépő elektronok egymáshoz képest milyen késleltetéssel távoznak a szilárdtest felületéről attól függően, hogy a kilépés „időpontjában” a Brillouin-zónában hol helyezkedtek el. Ezen eredmény is egyedülálló lehetőségeket nyit az attoszekundumos szilárdtestfizika területén.



3. ábra: A HR Condensed nyalábvonalon egy femtoszekundumos XUV-IR pumpa-próba mérés koncepciójának időbeli kétréses kísérletként való értelmezését bemutató grafika. Az XUV foton elnyelése által az atomból kilépő elektron a $|0\rangle$ alapállapotból a $|k\rangle$ szabad (kontinuum) állapotba kerül. Ennek megfelelően adott kinetikus energiával rendelkezik, amit a jobb felső sarokban látható fotoelektron-spektrumban való megjelenésével detektálhatunk. Az atomi állapotok az időben átfedő IR impulzus miatt Stark-eltolódást szenvednek, aminek eredményeképp a különböző időpillanatokban kiszabaduló elektronok különböző kinetikus energiával rendelkeznek. Egyszerű esetben (időben szimmetrikus XUV és IR impulzusok), általában két olyan időpont van, ami azonos kinetikus energiájú fotoelektronhoz vezet, amik a fázisuktól függően konstruktívan vagy destruktívan interferálhatnak (lásd a 0, π és 2π -vel jelölt esetek). Lásd még: [8]

Felhasznált irodalom

- [1] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/summary/>
- [2] Varjú Katalin, Dombi Péter, Szabó Gábor, Magyar tudomány **185**(1), 9-19 (2024). <http://dx.doi.org/10.1556/2065.185.2024.1.2>
- [3] S. Kühn et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **50** 132002 (2017). <https://doi.org/10.1088/1361-6455/aa6ee8>
- [4] M. Shirozhan et al., Ultrafast Sci. **4**, 0067 (2024). <https://doi.org/10.34133/ultrafastscience.0067>
- [5] Varjú Katalin, Dombi Péter, Börzsönyi Ádám, Fizikai Szemle **LXXIV**(9), 299-301. (2024).
- [6] T. Csizmadia et al., APL Photonics, közlésre elfogadva (2025). <https://doi.org/10.1063/5.0273558>
- [7] W. Jiang et al., Nat. Commun. **13**, 5072 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41467-022-32753-8>
- [8] F. Vismarra et al., Phys. Rev. Lett. **135**, 033202 (2025). <https://doi.org/10.1103/73tl-w87y>
- [9] A. Bellissimo et al., "Mechanisms and Dynamics of Electron Emission from Graphitic Surfaces: Insights from Correlated and Time-Resolved Spectroscopies", DPG Spring Meeting of the Condensed Matter Section (SKM) 2025, Talk O7 (2025).

Köszönetnyilvánítás

Az ELI ALPS projekt (GINOP-2.3.6-15-2015-00001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg. A Bolyai János Kutatási Ösztöndíj támogatásával készült.

23.

KÖZÉP-INFRAVÖRÖS LÉZERIMPULZUS VIVŐ-BURKOLÓ FÁZISÁNAK BECSLÉSE GÉPI TANULÁSON ALAPÚ MÓDSZEREKKEL SZILÁRDTEST TARGETEKEN KELTETT MAGASHARMONIKUS SPEKTRUMBÓL

Nagyillés Balázs^{1,*}, Nagy Gergely N.^{1,*}, Kiss Bálint¹, Eric Cormier¹, Földi Péter¹, Varjú Katalin¹, Subhendu Kahaly¹, Mousumi Upadhyay Kahaly¹, Divéki Zsolt¹

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

Az ultrarövid, néhány ciklusú lézerek kísérleti optimalizálásában a vivő-burkoló fázis (carrier-envelope phase, CEP) pontos és valós idejű meghatározása kulcsfontosságú, ám a hagyományos módszerek - mint az f-2f interferometria vagy a Stereo-ATI - összetettsége és költsége korlátozza alkalmazhatóságukat. Ez különösen igaz a közép-infravörös (MIR) tartományban, vagy nagy (≥ 10 kHz) ismétlési frekvencián. Munkánkban bemutatunk egy új, gépi tanuláson alapuló eljárást, mely a szilárdtestekben keltett HHG spektrumának megfigyelésével képes a CEP meghatározására, költséghatékony és egyszerűen integrálható alternatívát kínálva.

A módszer lényege, hogy a HHG spektrum és a CEP közötti összefüggést egy gépi tanulási modell tanulja meg, amely ezt követően valós időben, költséghatékony és egyszerű berendezésekkel képes a CEP becslésére. A modell különböző lézerhullámhosszokra is általánosítható, és gyors predikciós képességének köszönhetően kiválóan alkalmazható nagy ismétlési frekvenciájú lézerek CEP értékeinek valós idejű mérésére is. A módszer alkalmazhatóságát szimulációs validálás után kísérletileg demonstráltuk. Szimulációink során egyelektron-közelítést és egydimenziós, periodikus modellt használtunk ZnO kristályból származó HHG spektrumok előállítására különböző CEP értékek mellett. Ezeket az adatokat különböző gépi tanulási modellek (lineáris regresszió, ExtraTree, Gradient Boosting) betanítására használtuk, mely után a modellek képesek voltak a CEP pontos becslésére. Demonstráltuk, hogy már kis mennyiségű adat (100 spektrum) is elegendő kielégítő prediktív pontosság (< 50 mrad) eléréséhez, valamint hogy a paraméterter megfelelően egyenletes mintavételezésével a szükséges adatmennyiség tovább csökkenthető, elősegítve a módszer gyakorlati alkalmazását. A módszer kísérleti alkalmazását 3,2 μm -es közép-infravörös lézer által ZnO kristályban keltett HHG spektrumokkal demonstráltuk.

Megközelítésünk, mely egyben a CEP ML alapon HHG spektrumból való meghatározásának első ilyen kísérleti implementációja, költséghatékony alternatívát kínál a CEP nyomon követésére, amely különösen hasznos lehet modern kísérleti nyalábvonalakban. A kutatás eredményeinek részleteit cikkünk [1] tartalmazza.

[1] Balázs Nagyillés, Gergely N. Nagy, Bálint Kiss, Eric Cormier, Péter Földi, Katalin Varjú, Subhendu Kahaly, Mousumi Upadhyay Kahaly, and Zsolt Diveki, "MIR laser CEP estimation using machine learning concepts in bulk high harmonic generation," Opt. Express 32, 46500-46510 (2024)

24.

NAGY IDŐBELI KONTRASZTTAL RENDELKEZŐ, ULTRASZÉLESSÁVÚ HIBRID FRONTEND A KÖVETKEZŐ GENERÁCIÓS NAGYINTENZITÁSÚ LÉZERRENDSZEREKHEZ

Nagymihály Roland S.¹, Mikhail Kalashnikov¹, Lehotai Levente¹, Pajer Viktor¹, Bohus János¹, Csernus-Lukács Nóra¹, Csontos János¹, Tóth Szabolcs¹, Ernestas Kucinskas², Ignas Balciunas², Tomas Stanislaukas² és Börzsönyi Ádám¹

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

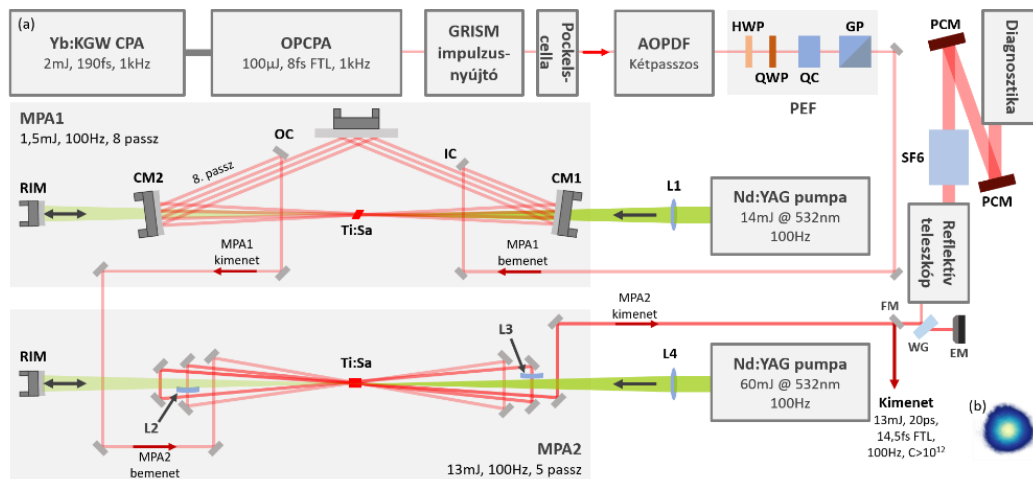
²Light Conversion Ltd., Vilnius, Litvánia

1. Háttér és motiváció

A közelmúltban központi szerepet kapott a következő generációs frontend elrendezések fejlesztése petawattos lézerrendszerekhez. A több fokozattal rendelkező rendszerekben az első fokozatok határozzák meg az impulzus főbb paramétereinek, például a spektrális sávszélesség és az időbeli kontraszt, korlátait az erősítési lánc végén. Mivel a lézererősítőkben az időbeli kontraszt tovább nem javítható, a nagyintenzitású lézerrendszereknek olyan frontend elrendezésre van szükségük, amelyek megfelelő térbeli és spektrális tulajdonságokkal, illetve rendkívül nagy időbeli intenzitás kontraszttal rendelkeznek, emellett nagy energiát és magasfokú stabilitást biztosítanak. Azonban nehéz elérni, hogy ezen feltételek egyidejűleg teljesüljenek [1-4].

Jelen munkánkban frontendünk fejlesztésének első fázisát mutatjuk be: egy újszerű, 100 Hz-en működő architektúrát, mely ipari minőségű, nemkollineáris optikai parametrikus csörpölt impulzus erősítőn (*noncollinear optical parametric chirped pulse amplification*, NOPCPA), negatív impulzusnyújtáson, ultraszélessávú titán-zafir erősítőn és pozitív kompresszió alapszik. Az erősítés spektrális amplitúdóhangolása az erősítő előtt elhelyezett polarizáció-kódolt szűrő (*polarization-encoded filter*, PEF) [5] és akusztó-optikai programozható diszperzív szűrő (*acousto-optic programmable dispersive filter*, AOPDF) segítségével történik.

2. A frontend rendszer áttekintése

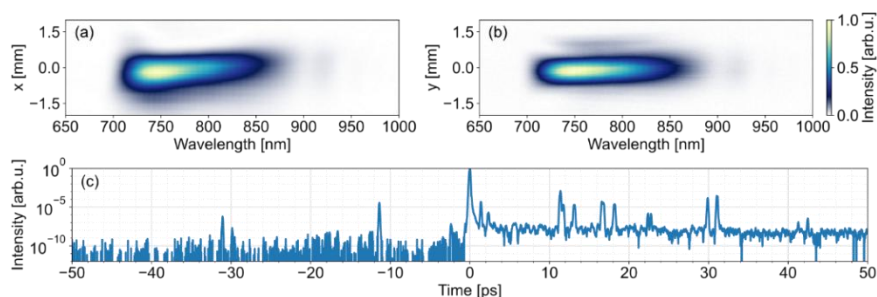


1. ábra: A frontend lézerrendszer sémája (a). Az MPA1 és MPA2 a többpasszos erősítőket jelöli, PEF a polarizáció-kódolt szűrő, HWP és QWP fél- és negyedhullámlemez, a QC kvarc kristály, a GP Glan polarizátor, L1-L4 lencsék, IC and OC rendre a be- és kicsatoló tükrök, RIM az újbóli leképezést végző tükrök, CM1 és CM2 konkáv erősítő tükrök, a WG ék, az EM energiamérő, a PCM pozitívan csörpölt tükrök, az FM csapótükrök. Az MPA1-ben csak 4 átmenet látható a jobb áttekinthetőség kedvéért. A kimenet intenzitásprofilja (b) a kép jobb alsó sarkában található.

Az 1. ábra a következő generációs frontendünk optikai elrendezést mutatja egy szélessávú titán-zafir alapú petawattos lézerrendszer esetén, mely 15 fs-nál rövidebb, 10 mJ-os, rendkívül nagy kontraszttal rendelkező impulzusokat állít elő, illetve a titán-zafir erősítők diódapumpált szilárdtestlézerekkel való pumpálása fokozott stabilitást tesz lehetővé. A lézerforrás egy ipari minőségű Yb:KGW lézerrel (Pharos, Light Conversion) pumpált femtoszekundumos NOPCPA rendszer (testreszabott OPRHEUS-OPCPA-800, Light Conversion). Ezután az impulzusok kompresszálas nélkül egy GRISM típusú impulzusnyújtón (Light Conversion) haladnak át, mely negatívan nyújtja ki azokat. Ezáltal, figyelembe véve, hogy az erősítőben az impulzusok pozitívan csörpölődnek [6], a teljes sáv szélesség nagyobb lesz, a veszteség pedig, mind az energia, mind a sáv szélesség tekintetében jelentősen lecsökken az üvegtömbben történő kompresszió során. A Pockels-cella lecsökkenti az ismétlési frekvenciát 1 kHz-ről 100 Hz-re, és megakadályozza, hogy a visszaverődő fény az OPCPA-ba jusson. A negatívan csörpölt impulzusok spektrális amplitúdója és fázisa egy polarizáció-kódolt szűrő (PEF) [5] és egy akusztó-optikai programozható diszperzív szűrő (AOPDF) segítségével hangolható. Ezután a nyaláb két titán-zafir erősítőn halad át (1. ábra, a, MPA1 és MPA2). Jelenleg a kompresszorunk energia tekintetében korlátozott, így az MPA2 kimeneti nyalábját egy ék segítségével mintavételezzük: a kompresszor felé nagyjából 1 mJ-t küldünk, míg az éken áthaladó nyalábbal az energiát figyeljük. A kompresszor egy 10 cm vastag SF6 üvegtömbből (1. ábra, a, SF6) áll, melyen a nyaláb 4-szer halad át, ezt pedig pozitívan csörpölt tükrök (PC1607, Ultrafast Innovations, UFI) követik. A teljes kompresszált energia a kompresszor transzmissziója alapján 9,1 mJ-ra becsülhető.

2.1 Az erősítendő impulzus

Az erősítendő impulzusok különbségi frekvencia keltéssel és dupla fehérfényt keltéssel jönnek létre, melyet NOPCPA fokozatok követnek [7]. Az erősített spektrum a 680-1050 nm-es tartományon helyezkedik el, kimeneti energiája 100 μ J, Fourier transzform-limitált (FTL) impulzusideje megközelítőleg 8 fs. A kimeneti energiára és a spektrumra visszacsatolást kapcsolva a 10 órás stabilitásmérés kevesebb, mint 0,5% RMS-t mutat az átlagteljesítmény, és 0,23 fs-os RMS-t az FTL impulzusidő esetén. Az impulzus spektruma a titán-zafir erősítési sávjára lett optimalizálva, melyet egy leképező spektrométerrel (MISS-SWIR, Femto Easy, 2. ábra, a, b) mértünk a távoli zónában. Egy csörpölt tükrös kompresszor (PC1607, UFI) után a harmadrendű kereszt-korrelátorral (Tundra+, UFI) mérve látszódik, hogy az előtálp -1 ps-nál 10^{-10} alá csökken, az utótálp pedig 10^{-8} intenzitás szintnél kezdődik. Az előtálp -12, -30 és -32 ps-nál az előimpulzusok a kereszt-korrelációs folyamatból erednek.



2. ábra: Az erősítendő OPCPA impulzus karakterisztikája: a térben feloldott spektrum vízszintes (a) és függőleges (b) irányú keresztmetszeteknél a távoli zónában, illetve az OPCPA időbeli intenzitás kontrasztmérése (c).

2.2 A spektrális fázis és amplitúdó kezelése

A rendszerben használt GRISM típusú impulzusnyújtó negatívan csörpöli meg az impulzust, így kihasználva az erősítőben fellépő spektrális fázistolást [6]. A spektrális amplitúdó formálása elsősorban a PEF segítségével történik, az AOPDF (Dazzler HR650-1050, Fastlite) pedig a spektrális amplitúdó finomhangolására használható. A modulálás azért történik elsősorban a PEF-fel, mert a

Dazzler eltorzítja a spektrális fáziskompenzáció hatásfokát kis spektrális amplitúdók esetén, de kevés spektrális amplitúdó hangolásra jól használható. Az impulzus kétszer halad át a Dazzler-en, mely megduplázza a diszperziós tartományt, illetve kompenzálja a térbeli csörpöt, amelyet az akusztó-optikai kristály vezet be.

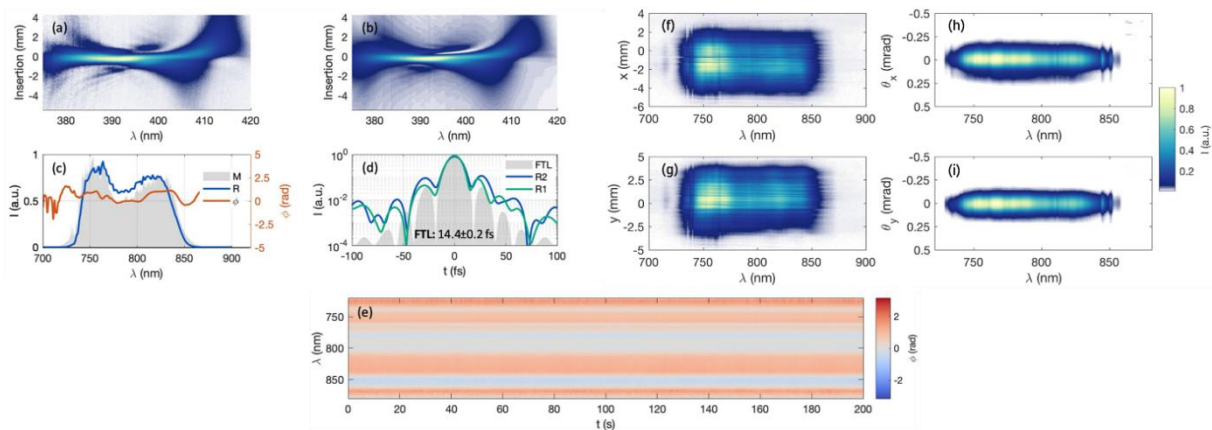
2.3 Titán-zafír erősítők

Az első erősítőben (1. ábra, a, MPA1) két dielektrikum réteggel ellátott konkáv gömbtükör, illetve egy ezüst bevonatos síktükör háromszög alakban helyezkedik el. Az 5 mm-es optikai úthosszal rendelkező, Brewster-szögben vágott kristály 1 átmenet során 80%-os abszorpciót biztosít az 532 nm-es, a kristály központi síkjára leképezett pumpa (Merion-C, Lumibird) esetén. Egy másik dielektrikum tükörrel a kristályon átmenő pumpanyalábot újra ráképezzük a kristályra, ezzel 96%-ra növeljük a teljes abszorpció mértékét. A PEF és a Dazzler segítségével optimálisra hangolt spektrummal a kimeneten az energia 1,5 mJ, a térbeli intenzitásprofil eloszlása pedig közel Gauss alakú. Az erősítőben a telítődést elkerültük a spektrális sáv szélesség megőrzése érdekében. Az FTL impulzusidő 13 fs, melyet csak az erősítőben lévő konkáv tükrökön lévő bevonat korlátoz.

Az első erősítő kimenetét tovább erősítjük a második erősítőben. Itt pillangó alakú elrendezést használtunk (1. ábra, a, MPA2). A kristály optikai hossza 6 mm, merőleges vágású, abszorpciója 80% egy átmenet során. Egy diódapumpált lézer (Surelite 4, Continuum) pumpálja a kristályt, az azon átmenő pumpanyalábot pedig ebben az esetben is újra a kristályra képezzük, mely így 96%-os teljes abszorpciót biztosít. Az infravörös nyaláb útjába két lencse is került, melyek kompenzálják a térbeli profil beszűkülését, amely az erősítés eloszlása és a termikus lencse hatás következtében lép fel.

Az MPA2 után az erősített impulzusok energiája eléri a 13 mJ-t, a módus pedig továbbra is közel Gauss alakú marad. A nagy sáv szélesség eléréséhez és a spektrális fázis szabályozása érdekében az erősítendő nyaláb útjában a tükrök roncsolási küszöbének kritikus szerepe van. Telítődés nem érhető el az időben kinyújtott impulzusok korlátozottsága és a pumpa közel Gauss alakú térbeli intenzitásprofil eloszlása miatt, mely egyben azt is jelenti, hogy a második erősítő energiastabilitása a pumpalézer stabilitása alatt marad. Az impulzusok FTL ideje a spektrális amplitúdó Dazzlerrel történő hangolása után 14,5 fs alatt van.

3. A kimenet teljesítménye



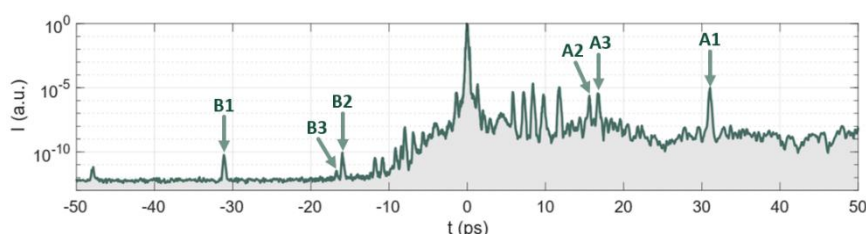
3. ábra: A D-shot R-rel mért eredmények: mért (a) és visszanyert nyom (b), mért (M) és visszanyert (R) spektrum és fázis (ϕ) (c), D-cycle-lel (R1) és D-shottal (R2) (d) mért FTL és a visszanyert időbeli profilok, illetve a spektrális fázis stabilitása 1000 lövés esetén (e). ICE mérések: térben feloldott spektrum a közeli zónában mérve a horizontális (f) és vertikális (g) keresztmetszetben, illetve az ezeknek megfelelő távoli zónában mért szögben felbontott spektrális eloszlások (g) és (i).

A második erősítő kimenetét egy ékkel mintavételeztük, és csak egy 1 mJ-os rész halad tovább egy nagyító teleszkóp, majd egy antireflexiós bevonattal ellátott, 10 cm vastag SF6 üvegtömb felé, mely részlegesen kompresszálja az impulzust. Az üvegtömbben létrejövő nemlineáris folyamatok

elkerülése végett a teljes kompresszálas egy csörpölt tükrö pár (PC1607, UFI) segítségével valósul meg. Mérés alapján a kompresszor transzmissziója 70%, vagyis a teljes energia kompresszálasa után 9,1 mJ energia lenne elérhető. A nyaláb méretét ezután lecsökkentjük, majd karakterizáltuk a térspektrális tartományban egy leképező spektrométerrel (MISS-L-B, Femto Easy) és az ICE módszerrel (Sphere Ultrafast Photonics, Sphere) [8]. Ezen mérések elhanyagolható mértékű térbeli csörpöt és szögdiszperziót mutattak ki mind vertikális, mind horizontális irányban (2. ábra, f-i).

Az impulzus időbeli karakterizációját szkennelésen (D-cycle XR, Sphere), illetve egylovéses módszeren (D-shot R, Sphere, 3. ábra, a-d) alapuló diszperzió mérő eszközökkel is elvégeztük. Az újból kompresszált impulzusok $15,5 \pm 0,7$ fs-osak voltak, az FTL pedig $14,4 \pm 0,2$ fs. A spektrális fázis stabilitása kitűnő (3. ábra, e).

Az időbeli intenzitás kontrasztját egy nagy dinamikatartományú, harmadrendű kereszt-korrelátor (Sequoia HD, Amplitude, 4. ábra) segítségével mértük. A kontraszt nagyságrendje eléri 10^{12} nagyságrendet már 15 ps-mal a főimpulzus előtt. Az előimpulzusok a -10 ps előtti tartományban utóimpulzusok replikái, melyek a kereszt-korrelátorból erednek. A növekvő előtalp és a főimpulzus előtt -10 ps-nál kezdődő előimpulzusok az utótalpból [9] és utóimpulzusokból alakultak ki, melyek a PEF optikai elemeiből erednek. Az előtalp 10^{-8} relatív intenzitásszintnél kezdődik, mely alacsonyabb, mint ami egy átlagos titán-zafir lézer esetében elérhető.



4. ábra Kereszt-korrelációs jel a főimpulzus körüli rövid időbeli tartományban. A1-A3 és B1-B3 utó-és előtalp párok, melyek az SHG folyamat során keletkeznek a kereszt-korrelátorban, vagyis ezek a mérésből adódó műtermékek.

5. Következtetések és kilátások

Hibrid frontend rendszerünk 13 mJ-os, 100 Hz-es, 15 fs-nál rövidebb FTL idejű impulzusokat állít elő nemlineáris tér- és időbeli tisztítás nélkül, melyek kitűnő térbeli és spektrális minőséggel és ultranagy időbeli kontraszttal rendelkeznek.

A fejlesztés következő szakaszában nyalábstabilizáló egységek kerülnek beépítésre az irány és energia stabilizálásának hosszútávú javítása érdekében. Az első erősítőt továbbra is korlátozza a tükrök felületén lévő bevonat. Ezen optikák jobb minőségűre cseréjével 12 fs alatti FTL-lel rendelkező impulzusokat lehetne előállítani. Továbbá, az MPA2-ben nagyobb roncsolódási küszöbértékkel rendelkező tükrök használatával az energia stabilitása is nőne. A teljes energia összenyomása, illetve térbeli és időbeli tisztítása miatt a vákuumkamrák beépítése folyamatban van, mellyel 10^{15} feletti kontrasztarányt érhetünk el néhány mJ kimeneti energiával és 10 fs FTL alatti spektrummal.

Felhasznált irodalom

- [1] D. N. Papadopoulos et al, Opt. Lett. **42**, 3530-3533 (2017).
- [2] M. Musheghyan et al, Opt. Lett. **44**, 1464-1467 (2019).
- [3] R. Maksimenka et al, EPJ Web Conf., **309**, 07003 (2024).
- [4] A. Golinelli et al, Opt. Express **27**, 13624-13636 (2019).
- [5] P. Ji et al, Opt. Comm. **495**, 127086 (2021).
- [6] M. P. Kalashnikov et al, Laser and Particle Beams **25**, 219-223 (2007).
- [7] R. Budriunas et al, J. Opt. **17**, 094008 (2015).
- [8] M. Miranda et al, Opt. Lett. **39**, 5142-5145 (2014).

25.

**POLIMERBE ÁGYAZOTT PLAZMONIKUS NANORÉSZECSKÉK HATÁSA A
FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZERIMPULZUS ÁLTAL KIVÁLTOTT
KRÁTERKÉPZŐDÉSRE**

Nagyné Szokol Ágnes^{1,2}, Holomb Roman¹, Kámán Judit¹, Rigó István¹, Aladi Márk¹, Kedves Miklós¹, Ráczkevi Béla¹, Rácz Péter¹, Archana Kumari¹, Bonyár Attila³, Borók Alexandra³, Szalóki Melinda⁴, Biró Tamás Sándor^{1,5}, Kroó Norbert^{1,6}, Veres Miklós¹

¹*HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest*

²*Pécsi Tudományegyetem, Pécs*

³*Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Villamosmérnöki és Informatikai Kar, Elektronikai Technológia Tanszék, Budapest*

⁴*Debreceni Egyetem, Bioanyagtan és Fogpótlástani Tanszék, Fogorvostudományi Kar, Debrecen*

⁵*Complexity Science Hub, Vienna, Ausztria*

⁶*Magyar Tudományos Akadémia, Budapest*

A polimerek és az ultragyors lézerfény kölcsönhatása széles körben tanulmányozott a tudomány és a technológia világában, hiszen az alkalmazott fény és a felhasznált polimer tulajdonságainak tudatos megválasztásával és változtatásával kontrollálható az anyag optikai, termikus, elektromos, morfológiai és egyéb jellemzőinek alakulása. Így mára a lézerfényrel manipulált polimerek alkalmazása igen sokszínű, úgymint a felületi és polimer kristályon belüli struktúrák irányított kialakítása [1, 2], ultragyors lézeres mikromegmunkálások [3], továbbá repüléstechnikai [4], mikroelektronikai és orvostechikai fölhasználások. Ezek során a műanyagok céltárgyként, vagy egyszerre hordozó közegként és üzemanyagként is szolgálhatnak [5]. A megfelelő hullámhosszú fény elektromágneses tere és az arany nanorészecskék között rezonáns kölcsönhatás alakul ki, azaz létrejön az arany szabad elektronjainak kollektív oszcillációja, amely felerősítheti a jól ismert Raman-szórás (SERS) [6], fluoerszcenciát (SEF) [7] vagy infravörös abszorpciót (SEIRA) [8]. Ezt a hatást nevezzük plazmonikus erősítésnek. A plazmonikus erősítés akár 3-4 nagyságrendű térerősítést [9] is biztosíthat a nanorészecskék közelében [10]. Az így kialakuló ultraerős lézertér a megfelelő közelségben lévő protonokat olyan mértékben is gyorsíthatja, amely már elegendő lehet a magfúzió elindításához [11]. Ha a plazmonikus nanorészecskét polimerbe ágyazva a megfelelő rezonáns femtoszekundumos lézerimpulzussal világítjuk meg – így biztosítva a plazmonikus erősítést, – akkor a lézer-anyag kölcsönhatásnak makroszkópiusan is meg kell nyilvánulnia. Például összehasonlítva egy arany nanorudakat tartalmazó, illetve nem tartalmazó mintán végzett belövés során ablálódó plazmát, valamint a kialakuló két krátert, különbségeknek kell jelentkezniük. A jelen munka célja annak vizsgálata, hogy milyen hatással vannak a polimerbe ágyazott plazmonikus arany nanorudak a különböző energiájú, illetve intenzitású lézerimpulzus által kialakuló kráterek morfológiájára.

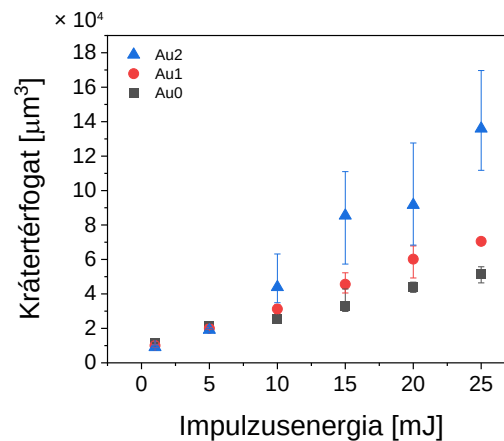
A kísérletekben felhasznált három minta mindegyike azonos fotopolimer mátrixon alapult [12]. Két minta tartalmazott arany nanorudat – az Au1 jelű 0,06184 m/m%-ban, az Au2 jelű minta pedig ennek kétszeresét, azaz 0,1236 m/m%-ban –, míg az Au0 jelet kapó harmadik minta referencia mintaként szolgált, és így nem tartalmazott nanorudakat. Az arany nanorudak paramétereit (25 nm x 85 nm) úgy választották meg, hogy plazmonikus abszorpciójuk rezonanciában legyen a későbbiekben alkalmazott femtoszekundumos lézer (795 nm) hullámhosszával [11, 13, 14]. A polimer mátrix előállításához uretán-dimetakrilátot (UDMA) és trietilén-glikol-dimetakrilátot (TEGDMA) keverték 3:1 tömegarányban. A plazmonikus nanorészecskéket hozzáadva homogén elegyet képeztek, majd ezt követte a fotopolimerizáció hagyományos fogászati UV-lámpával.

A polimer célminták lézeres besugárzására 10^{-6} Pa nagyságrendű vákuumban került sor. A 795 nm középhullámhosszú és 42 fs impulzushosszú lézerimpulzusokat egy Coherent Hydra lézerrendszer biztosította. Az első kísérletnél a belövések mind a három mintán hat különböző impulzusenergiával történtek (1 mJ, 5 mJ, 10 mJ, 15 mJ, 20 mJ és 25 mJ). A lézerimpulzus közel merőlegesen érte a

minta felszínét. Mindegyik energia mellett az 1 impulzusból álló belövés ötször került megismétlésre. A második kísérlet alkalmával az Au2 jelű és a referenciaminta két különböző energiájú (10 mJ és 25 mJ / az Au0 esetén 27,7 mJ) lézerimpulzus lett alkalmazva. A beeső lézernyaláb 45° -os szögben érte el a céltárgy felületét. Az intenzitás változtatása a mintatartó lézernyaláb mentén történő mozgatásával lett elérve. Minden kráter ezúttal is egyetlen lézerimpulzussal lett létrehozva.

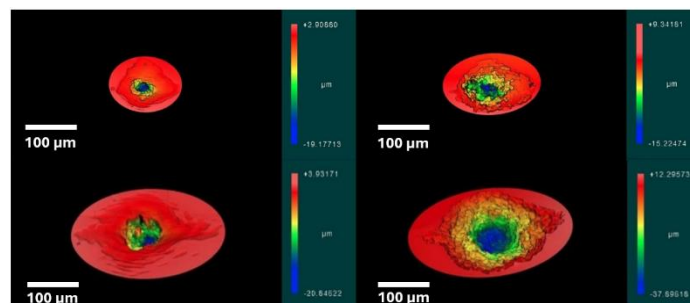
A polimer mintákban kialakult kráterek morfológiai vizsgálatait egy fehér fényű interferométerrel (Zygo NewView 7100) végeztem. A berendezés 0,1 nm-es függőleges és 0,52 μm -es vízszintes felbontást biztosít. A mérésekhez egy 0,19 mm $\times$ 0,14 mm látómezejű, 50 $\times$ -es nagyítású Mirau objektívet használtam. A teljes kráterterület feltérképezéséhez ún. „stitching” technikát alkalmaztam. A rögzített felszínek méreteit és egyéb jellemzőit a Zygo készülék beépített szoftverfunkcióival határoztam meg [15].

Az 1. kísérlet eredményei azt mutatják, hogy az impulzusenergia növelésével minden minta esetében növekszik a kráter térfogata (1. ábra). 10 mJ alatti impulzusenergiáknál a krátertérfogatok jellemzően nem különböznek, de 10 mJ-tól kezdve az aranyat tartalmazó mintákban keletkezett kráterek térfogata nagyobb, mint az aranyat nem tartalmazó mintában. Az Au2-es mintában keletkezett kráterek térfogata lényegesen nagyobb, mint az Au1-es mintában keletkezetteké.



1. ábra: Krátertérfogat az impulzusenergia függvényében.

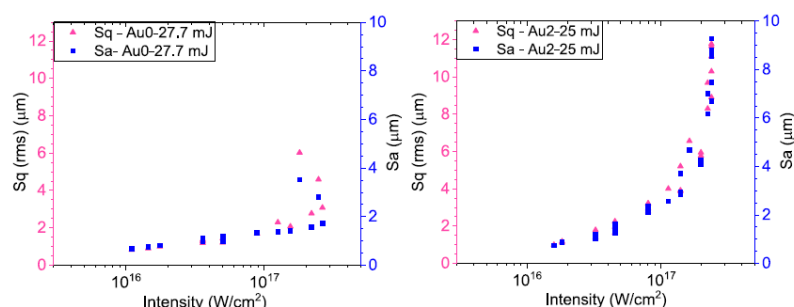
A második kísérlet során az intenzitásfüggést vizsgálva azt tapasztaltam, hogy a keletkező kráter átmérője a fókuszhoz közeledve lecsökken, majd a másik irányba távolodva újra megnő mindegyik mintánál és vizsgált energiánál. Fókuszpozícióban az energia növelésével, illetve az arany nanorudak adalékolásával nőtt a kráter átmérője és mélysége.



2. ábra: Kráterek, ha belövéskor a minta felszíne a fókuszszikkal egybeesett. Bal oldalon aranyat nem tartalmazó mintában 10 mJ (fent) és 27,7 mJ (lent), jobb oldalon arany nanorudakat tartalmazó mintában 10 mJ (fent) és 25 mJ (lent) impulzusenergia mellett.

Megállapítható, hogy amíg az Au0 mintánál simának tekinthető enyhe bemélyedés övezi a kráter központi, éles peremmel beszakadó részét, addig az Au2-es mintákban keletkezett kráterek teljes felszíne sokkal struktúráltabb, már kis energiánál összeolvadó mikrokráterek jellemzik, az Au0-nál

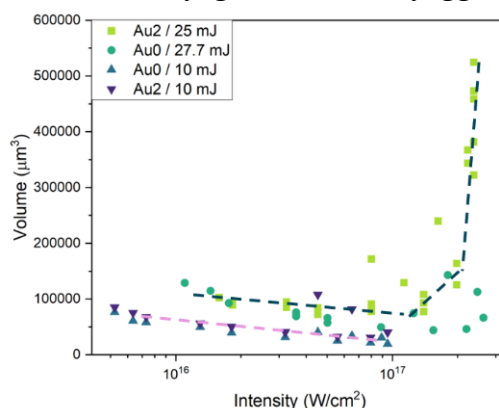
tapasztalt központi kráter éles pereme szét roncsolódott. A nagyobb energiájú lézerimpulzusok intenzitását növelve az Au2-es minta kráterein mért érdességi paraméterek értékei megduplázódnak az Au0-ás mintához viszonyítva (3. ábra).



3. ábra: Érdességi paraméterek az Au0 (balra) és Au2 (jobbra) minták kráterein. [16]

Az arany nanorészecskék erőteljes hatását tükrözi a krátertérfogatok összehasonlítása (4. ábra). Míg a térfogatértékek $1,5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ -ig enyhén csökkennek mindkét mintánál, addig afölött 1,7-szeres intenzitásnövekedés mellett a krátertérfogat 6,8-szorosára nő az arany nanorudak jelenlétében.

4. ábra: Krátertérfogatok intenzitásfüggése.



Felhasznált irodalom

- [1] E. Rebollar, M. Castillejo and T. A. Ezquerro, European Polymer Journal, vol. 73, pp. 162-174, 2015.
- [2] G.-L. Roth, S. Kefer, S. Hessler, C. Esen, R. Hellmann, Laser & Photonics Reviews 2021, 15, 2100215.
- [3] I. Antanavičiūtė, L. Šimatonis, O. Ulčinas, A. Gadeikytė, B. Abakevičienė, S. Tamulevičius, V. Mikalayeva, V.A. Skeberdis, E. Stankevičius and T. Tamulevičius, J Tissue Eng Regen Med., vol. 12, no. 2, pp. e760-e773, 2018.
- [4] M. Lu, M. Zhang, K. Zhang, Q. Meng and X. Zhang, Materials (Basel), vol. 15, no. 19, pp. 6771, 29 Sep. 2022.
- [5] N. Kroó, M. Aladi, M. Kedves, B. Ráczkevi, A. Kumari, P. Rácz, M. Veres, G. Galbács, L. P. Csernai and T. S. Biró, Sci Rep, vol. 14, pp. 18288, 2024.
- [6] L. Mikac, I. Rigó, M. Škrabić, M. Ivanda and M. Veres, Molecules, vol. 27, no. 18, pp. 5767, 6 Sep 2022.
- [7] A. Sultangaziyev and R. Bukasov, Sensing and Bio-Sensing Research, vol. 30, pp. 100382, 2020.
- [8] J. Kozuch, K. Ataka and J. Heberle, Nat Rev Methods Primers, vol. 3, p. 70 (2023).
- [9] P. L. Stiles, J. A. Dieringer, N. C. Shah and R. P. Van Duyne, Annu. Rev. Anal. Chem., vol. 1, no. 1, pp. 601–626, Jul. 2008.
- [10] M.P. Mcoyi, K.T. Mpofo, M. Sekhwama, P. and Mthunzi-Kufa, Plasmonics, 2024.

- [11] I. Papp, L. Bravina, M. Csete, A. Kumari, I. N. Mishustin, A. Motornenko, P. Rácz, L. M. Satarov, H. Stöcker, D. D. Strottman, A. Szenes, D. Vass, Á. N. Szokol, J. Kámán, A. Bonyár, T. S. Bíró, L. P. Csernai and N. Kroó, *Frontiers in Physics*, vol. 11, 2023.
- [12] A. Bonyár, M. Szalóki, A. Borók, I. Rigó, J. Kámán, S. Zangana, M. Veres, P. Rácz, M. Aladi, M. Kedves, Á. Szokol, P. Petrik, Z. Fogarassy, K. Molnár, M. Csete, A. Szenes, E. Tóth, D. Vas, I. Papp, G. Galbács, L. P. Csernai, T. S. Bíró and N. Kroó, *International Journal of Molecular Sciences* 23: 21 Paper: 13575, 16 p. (2022).
- [13] M. Csete, A. Szenes, E. Tóth, D. Vass, O. Fekete, B. Bánhelyi, I. Papp, T. Bíró, L. P. Csernai and N. Kroó, *Plasmonics*, vol. 17, pp. 775–787, 2022.
- [14] L. P. Csernai, M. Csete, I. N. Mishustin, A. Motornenko, I. Papp, L. M. Satarov, H. Stöcker and N. Kroó, *Physics of Wave Phenomena* vol. 28, no. 3, pp. 187-199, 2020.
- [15] Á. N. Szokol, talk at 11th Int. Conf. on New Frontiers in Physics 2022, Kolymbari, Crete, Greece, 7th Sept. 2022.
- [16] Á. N. Szokol, J. Kámán, R. Holomb, I. Rigó, M. Aladi, M. Kedves, B. Ráczkevi, P. Rácz, A. Bonyár, A. Borók, S. Zangana, M. Szalóki, I. Papp, G. Galbács, T. S. Bíró, L. P. Csernai, N. Kroó and M. Veres, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* (2025)

Köszönetnyilvánítás

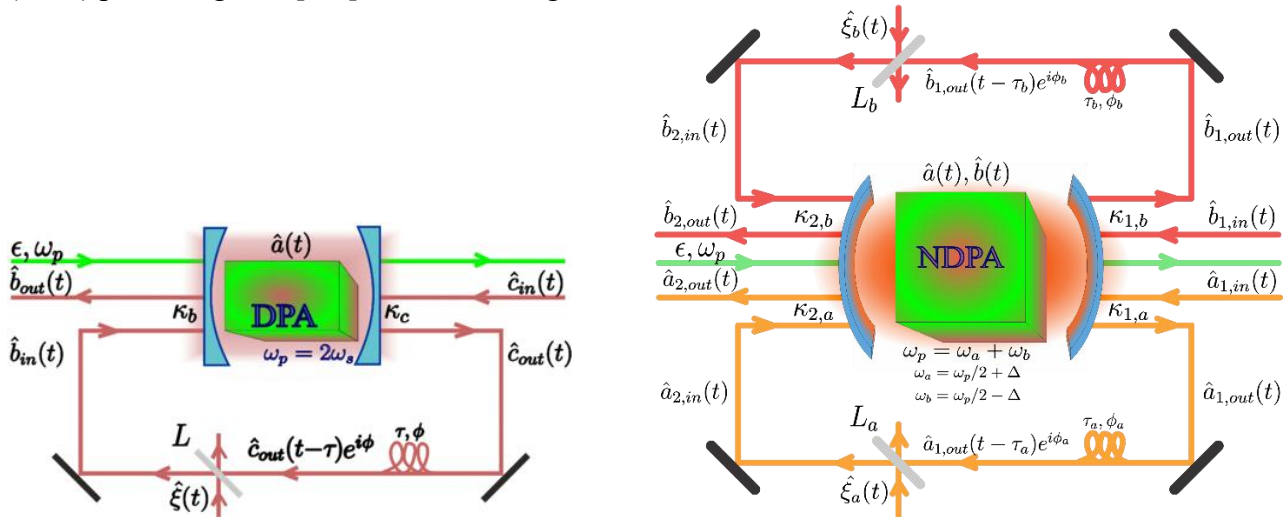
Ez a kutatás a Magyar Kutatási Hálózat Lézerfúziós Kutatólaboratóriumának támogatásával valósult meg az NKFIH-874-2/2020, NKFIH-468-3/2021, valamint a 2022-2.1.1-NL-2022-00002 számú projektek keretében. A munkálatokat a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpontban végeztük. Köszönetünket fejezzük ki a NAPLIFE projekt valamennyi kutatójának értékes hozzájárulásáért, különösen Galbács G., Palásti D., Béltéki Á., Csete M., Vass D., Szenes A. és Tóth E. (Szegedi Tudományegyetem), továbbá Csernai L., Papp I., Abdulameer N. J., Inger Á., Zangana S. és Zhukovsky K. felé.

26.

KÉSELTETETT KOHERENS VISSZACSATOLÁS HATÁSA A PARAMETRIKUS OSZCILLÁTOROK KIMENETI JELÉNEK PRÉSELTSÉGÉRE ÉS ÖSSZEFONOTTSÁGÁRA

Német Nikolett¹, Kiss Tamás¹, Scott Parkins²¹HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest²University of Auckland, Új-Zéland

A bemutatott poszter két hasonló rendszert vizsgál. Mindkettő esetben egy parametrikus oszcillátorról van szó, ahol egy rezonátorban olyan nemlineáris kristály van elhelyezve, mely a bejövő pumpa fotonokat degenerált illetve nem degenerált módusú fotonokká konvertálja le (1. ábra). A jobb oldalt kilépő teret visszavezetjük a másik oldal bemenetére egyirányú haladást biztosítva. A menetközben fellépő extra fázistolásokat együttesen vesszük figyelembe. Az intenzitásvesztést és zajt egy nyalábosztó segítségével modellezzük a hurokban. Mindeközben a visszacsatolás hatását a parametrikus oszcillátorok kimenetére jellemző préseltségre, illetve összefonódottságra a kimeneti jel zaj-teljesítményspektrumának meghatározásával vizsgáljuk. A nemdegenerált parametrikus oszcillátor (NDPO) terének EPR-típusú összefonódottságának a mértékét a kétmódusú préseltségével azonosítjuk. Így a nemdegenerált esetet a korábban vizsgált degenerált parametrikus oszcillátor (DPO) préseltségéhez [1-2] sok hasonlóság fűzi.



1. ábra: A vizsgált Degenerált (bal) és Nem-degenerált (jobb) parametrikus oszcillátoroknak megfelelő késleltetett koherens visszacsatolást tartalmazó elméleti elrendezés. A zajt egy nyalábosztóval modellezzük (visszaverődési ráta L , L_a) a visszacsatolási hurokban. Az erősítőket körülölelő rezonátorok mindkét oldalt nyitottak, így például egy optikai kábellel összecsatolhatók. A visszacsatolt tér csak egy irányban halad.

Visszacsatolás nélkül a rendszerek a legerősebb préseltséget a lekonvertált módus frekvenciájánál érik el adott pumpaerősség esetén. A késleltetetes visszacsatolás bevezetése módosíthatja ezt a frekvenciát, sőt még a szükséges pumpaintenzitást is csökkentheti. Ahhoz, hogy a lehető legjobb paraméterkombinációt megtaláljuk a kvantumos modellt parametrikus közelítésben vizsgáljuk, mely alacsony lekonvertált intenzitás esetén egy jó közelítés. Többnyire a nem-degenerált eset egyenleteit közöljük [3], melyből könnyen származtathatók a degenerált esetre vonatkozó kifejezések is. A vizsgált Hamilton operátor ebben az esetben a következőképpen írható fel parametrikus közelítésben:

$$\hat{H} = \Delta(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{b}^\dagger \hat{b}) + i(\varepsilon \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger - \varepsilon^* \hat{a} \hat{b}), \quad (1)$$

ahol $\hat{a}$ és $\hat{b}$ a két lekonvertált módus operátorai. Δ a pumpáló tér frekvenciájának felétől való eltérése a módusoknak, mely akkor lehet 0, ha azok rezonanciafrekvenciája nem különbözik, de

polarizációjuk ortogonális. ε a pumpáló tér és a kristály nemlinearitásának kombinált parametrikus együttthatója. A visszacsatolás az egyébként markovi időfejlődést adó környezetnek memóriát kölcsönöz, mely jelentősen megváltoztatja a rendszert és így kimeneti jelének is a dinamikáját. Ezt a következő Heisenberg mozgásegyenletekkel lehet leírni:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -(\kappa_a + i\Delta)\hat{a}(t) + \varepsilon\hat{b}^\dagger(t) - e^{i\phi_a}k_a\hat{a}(t - \tau_a) - \sqrt{2\kappa_a}\hat{a}_{in}(t), \quad (2)$$

$$\frac{d\hat{b}}{dt} = -(\kappa_b - i\Delta)\hat{b}(t) + \varepsilon\hat{a}^\dagger(t) - e^{i\phi_b}k_b\hat{b}(t - \tau_b) - \sqrt{2\kappa_b}\hat{b}_{in}(t), \quad (3)$$

ahol $k_\alpha = 2\sqrt{\kappa_{1,\alpha}\kappa_{2,\alpha}(1 - L_\alpha)}$, $\alpha \in \{a, b\}$ és

$$\hat{a}_{in}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\kappa_a}} \{ \sqrt{2\kappa_{1,\alpha}}\hat{a}_{1,in}(t) + \sqrt{2\kappa_{2,\alpha}}[\sqrt{1 - L_\alpha}e^{i\phi_a}\hat{a}_{1,in}(t - \tau_a) + \sqrt{L_\alpha}\hat{\xi}_\alpha(t)] \}, \quad (4)$$

melynek kommutációs relációjából is előtűnik a nem-markovi jelleg:

$$[\hat{a}_{in}(t), \hat{a}_{in}^\dagger(t')] = \delta(t - t') + \frac{k_\alpha}{2\kappa_\alpha} [e^{i\phi_a}\delta(t - t' - \tau_a) + e^{-i\phi_a}\delta(t - t' + \tau_a)]. \quad (5)$$

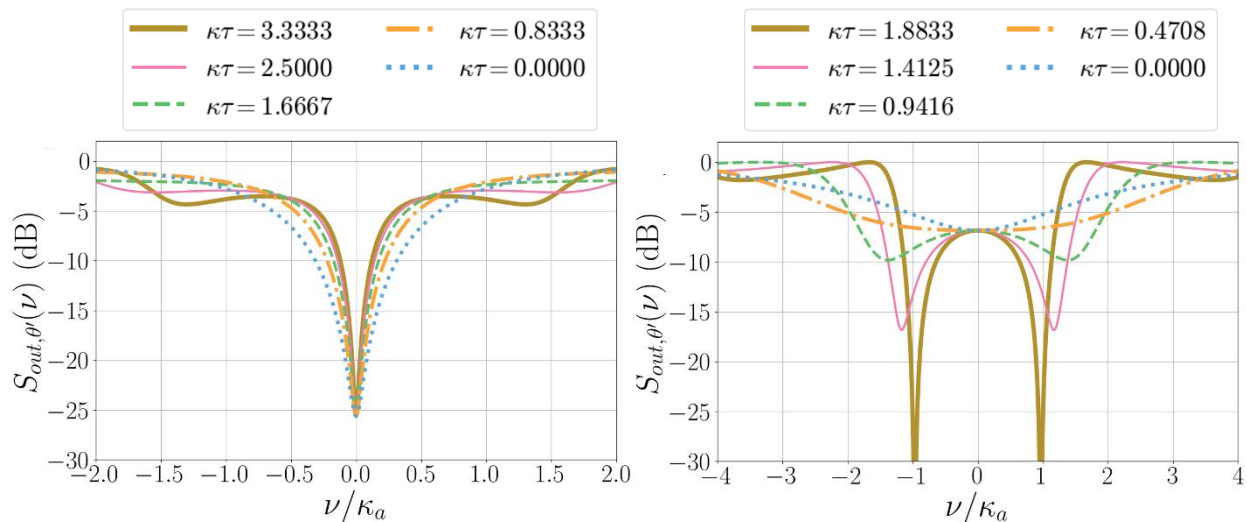
Mivel a dinamikai egyenletek (2-3) lineárisak, a megoldást könnyen felírhatjuk Fourier-térben, ahol a (4)-ben szereplő késleltetés egy frekvenciafüggő fázisként jelenik meg. Az általunk vizsgált mennyiség a zaj-teljesítményspektrum, melyet NDPO esetén általánosított kvadratúrákra értelmezünk:

$$\hat{X}_{\theta'}^G = \hat{X}_{a,\theta'_a} + \hat{X}_{b,\theta'_b}, Y_{\theta'}^G = \hat{Y}_{a,\theta'_a} - \hat{Y}_{b,\theta'_b} \quad (6)$$

melyekből a zajspektrum a következőképp definiálható [4-6]:

$$\mathcal{X}_{\theta',out}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\langle (\Delta\hat{X}_{\theta',out}^G)^2(\nu, \nu') \rangle + \langle (\Delta\hat{Y}_{\theta',out}^G)^2(\nu, \nu') \rangle \right] d\nu \quad (7)$$

A kapott zajspektrumra példákat a 2. ábra mutat be különböző késleltetési értékek esetén.



2. ábra: A vizsgált rendszerekre jellemző zajspektrum különböző késleltetést figyelembevéve a visszacsatolási hurokban, NDPO esetén ortogonális polarizációt vizsgálva. Paraméterek: $\frac{\Delta}{\kappa} = 0$, $\kappa_a = \kappa_b = \kappa$, bal oldal: $\phi_a = \phi_b = \phi = \pi$, $\frac{\kappa_{1a}}{\kappa} = \frac{\kappa_{1b}}{\kappa} = \frac{\kappa_1}{\kappa} = 0.933$, $\frac{\varepsilon}{\kappa} = 0.45$, jobb oldal: $\phi = 0$, $\frac{\varepsilon}{\kappa} = 0.75$, $\frac{\kappa_1}{\kappa} = 0.5$.

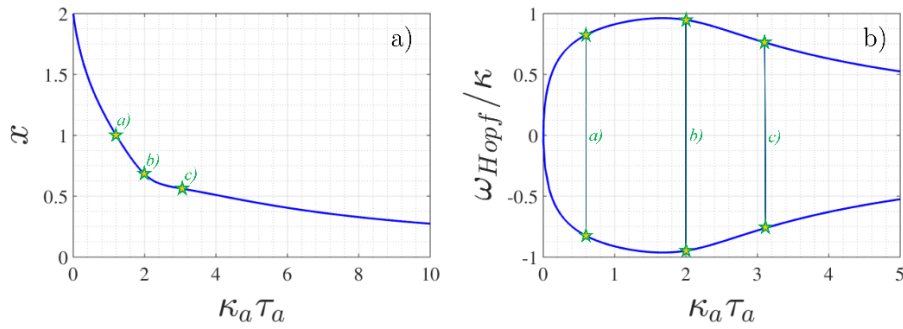
$\phi_\alpha = \pi$ esetén megfigyelhető egy kritikus pumpálóerősség csökkenés, így alacsonyabb meghajtási intenzitás esetén is hasonlóan magas az összefonódás a két lekonvertált módus között. $\phi_\alpha = 0$ -t véve

pedig a spektrum először szélesedik, majd a legerősebb összefonódás a rezonátor rezonanciafrekvenciájától eltérő frekvencián jön létre.

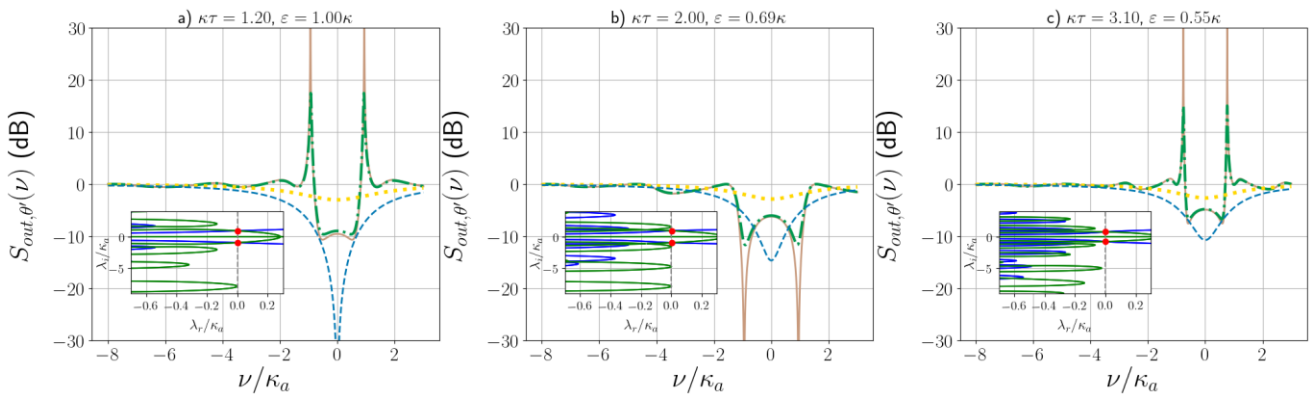
A dinamikai egyenletekből megvizsgálható a rendszer lineáris stabilitása különböző paramétertartományok esetén. Ebből az látszik, hogy a legerősebb összefonódás szorosan kapcsolódik a rendszer stabilitásvesztéséhez. Így $\phi_\alpha = \pi$ esetén az eredeti vasvilla bifurkáció kisebb pumpaerősségre tolódása következik be, míg $\phi_\alpha = 0$ -t nézve egy új dinamikai viselkedés, Hopf bifurkáció okozza az eltérést. Ezutóbbinál új stacionárius állapot helyett állandó oszcilláció jön létre, ahogy a rendszer egy határciklushoz közeledik. A kritikus frekvencia meghatározását, valamint a jellemző paramétereket tehát a stabilitásvizsgálat adja meg. Ezek alapján a legáltalánosabb összefüggést az alábbi egyenlet mutatja:

$$\cos(\Delta\tau_{a,c}) \cos[|\nu_c|\tau_{a,c}] \pm \sin(\Delta\tau_{a,c}) \sin[|\nu_c|\tau_{a,c}] = |\varepsilon| - \kappa_a \quad (8)$$

A legfőbb különbség a DPO és NDPO között akkor válik igazán szembevetővé, amikor a két módus paraméterei eltérő értéket vesznek fel. Ebből mutat ízelítőt a 4. ábra, ahol a $\hat{b}$ módusban rögzített késleltetés mellett változtatjuk a pumpaerősséget, valamint az $\hat{a}$ módus késleltetését a 3. ábra alapján. Így végig Hopf bifurkáción haladunk végig, ám egyedül akkor van összefonódás-erősítés, amikor a két késleltetés megegyezik.



3. ábra: a) A Hopf-bifurkációkat ábrázoló görbék különböző pumpaerősség (x) és késleltetés esetén, melyet DDE-BIFTOOL [7] segítségével határoztunk meg. b) Kellőképpen nagy pumpaerősség esetén oszcilláló megoldás jön létre, melynek frekvenciája látható a késleltetés függvényében. A zöld csillaggal jelölt példaszpektrumokat a mutatja. Paraméterek: $\Delta = 0, \alpha \in \{a, b\}, \frac{\kappa_{1,\alpha}}{\kappa_\alpha} = 0.5, \kappa_b \tau_b = 2, \phi_\alpha = 0$.



4. ábra: Zajspektrumok a 3. ábra jelzett pontjaiban. Összehasonlítás végett a visszacsatolásmentes esetet is ábrázoltuk szimmetrikus ($\kappa_{1,\alpha} = \kappa_{2,\alpha}, \alpha \in \{a, b\}$ sárga pontozott) és egyoldalas rezonátor ($\kappa_{1,\alpha} = \kappa_\alpha$ kék szaggatott) esetén. Jelöltük továbbá szimmetrikus rezonátor kimenetén veszteséges (zöld pontozott-szaggatott) és veszteségmentes visszacsatolásnál (barna vonal) a spektrumot. A kis ábrák a stabilitási egyenletek megoldásait mutatják, ahol a piros pont a legnagyobb valós résszel

rendelkező sajátértéket jelzi. Paraméterek: $\theta' = \pi, \frac{\Delta}{\kappa_\alpha} = 0, \frac{\kappa_{1,\alpha}}{\kappa_\alpha} = 0.5, \kappa_b \tau_b = 2, \phi_\alpha = 0, L_\alpha = 5\%$ (vesztéses visszacsatolás esetén).

A rendszer ilyen mértékű érzékenysége a két módus közötti különbségekre felveti interferometriai alkalmazás lehetőségét is, mivel ahogy azt korábban említettük, a késleltetés a dinamikai szerepén túl fázistolásként jelenik meg az egyenletekben.

Ezzel a poszterrel tehát bemutatjuk, hogy a késleltetett koherens visszacsatolással lehetőség van a parametrikus oszcillátorok kimeneti jelének szabályozására. A hurok mind a dinamikában, mind a korrelációkban tud változást okozni. Stabilizálhat stacionárius megoldásokat, illetve oszcillációkat is. A kvantum zaj hatékonyabb csökkentése érhető el vele. A zajcsökkentés produkálható vesztéses visszacsatolás esetén is.

Felhasznált irodalom

- [1] M. Kraft, et al., Phys. Rev. A. **94**, 023806 (2016).
- [2] N. Német and S. Parkins, Phys. Rev. A. **94**, 023809 (2016).
- [3] N. Német, T. Kiss, S. Parkins, arXiv: 2503.19084 [quant-ph].
- [4] M. J. Collett and R. Loudon, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1525 (1987).
- [5] P. D. Drummond and M. D. Reid, Phys. Rev. A **41**, 3930 (1990).
- [6] C. M. Caves and B. L. Schumaker, Phys. Rev. A **31**, 3068 (1985).
- [7] K. Engelborghs, T. Luzyanina, and D. Roose, ACM Trans. Math. Softw. **28**, 1 (2002).

Köszönetnyilvánítás

Ezt a kutatást a Kulturális és Innovációs Minisztérium, valamint a Magyarországi Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium Nemzeti Kutatás-Fejlesztés és Innovációs Irodája támogatta (pályázati azonosító 2022-2.1.1-NL-2022-00004 és projekt pályázati azonosító TKP-2021-NVA-04). S.P. hozzájárulását a Kavli Institute for Theoretical Physics (KITP) fedezte (pályázati azonosító NSF PHY 2309135).

FESTÉK MOLEKULA EMISSZIÓ POLARIZÁCIÓS ÁLLAPOTÁNAK LEÍRÁSA PLAZMONIKUS NANOGÖMBÖK KÖZELÉBEN

Novák Tibor¹, Bíró Péter¹, Erdélyi Miklós¹

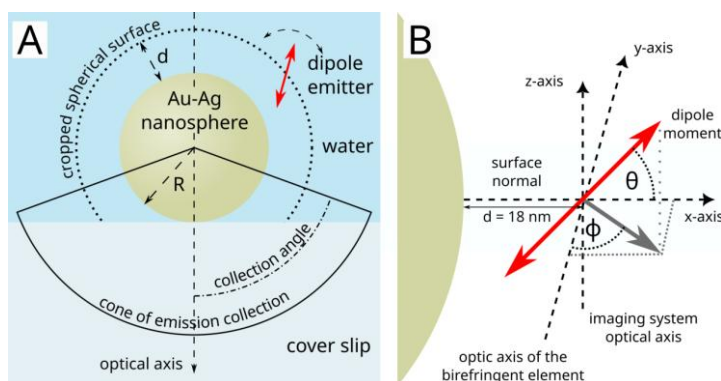
¹ Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

Forgási szabadsággal rendelkező fluorofórok emisszió polarizáltságát tanulmányoztuk Au/Ag ötvözet nanogömbök közelében [1]. Ehhez összetett, a Mie elméleten alapuló számításokat végeztünk, valamint egy egyszerűsített modellt is kidolgoztunk. Az eredményeik azt mutatják, még a teljes forgási szabadsággal rendelkező fluorofórok emissziója is jelentősen polarizált, aminek irányultsága függ a nanorészecskék felvett pozíciótól. Javaslatunk szerint a jelenség felhasználható annak mérésére, hogy a festék molekulák milyen erősen lépnek kölcsönhatásba az adott plazmonikus nanorészecskével.

Bevezetés

A plazmonikus nanostruktúrák erős kölcsönhatásba tudnak lépni a közelükbe helyezett fluorofórokkal, megváltoztatva azon emissziós tulajdonságait. A kölcsönhatás vizsgálatára különösen alkalmas az fluoreszcens egyedi molekula lokalizációs mikroszopóia [2], mivel így az átlagolt eredmény helyett teljes statisztikát kaphatunk az egyedi molekula kölcsönhatásokról.

A munkánk során arra a kérdésre kerestük a választ, hogy a plazmonikus nanorészecskékkel történő kölcsönhatás hogyan változtatja meg a szabad forgásra képes festék molekulák emissziójának fluoreszcens mikroszkóppal mérhető polarizációs állapotát. A vizsgált plazmonikus nanostruktúráknak Au/Ag ötvözet nanogömböket választottuk, míg festékeknek az AF488-at és az Atto647N-t vettük alapul. A festékek a nanorészecske felszínétől fix, 18 nm-es távolságban voltak elhelyezve, szabad irányultsággal (1. ábra).

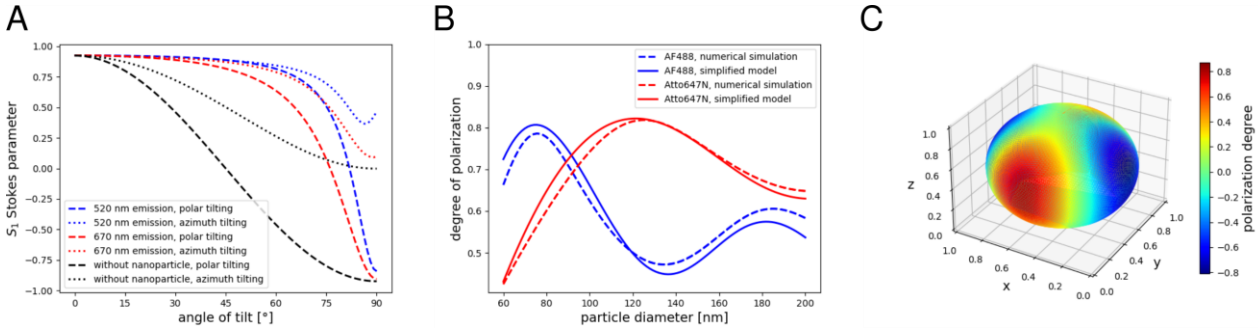


1. ábra: A: A nanogömb és a hozzá kötött festék elhelyezkedése. B: a festék, mint dipól momentum orientációjának paraméterezése.

A számolások során a Mie elméletre támaszkodtunk [3]. Az elmélet képes számot adni egy gömb alakú részecske által szórt térerősségről, legyen a megvilágítás egy síkhullám, vagy származzon az egy dipólus forrásból. Ezt felhasználva egyrészt meghatároztuk a gömbi részecske közelében kialakuló lokális térerősséget, ami a festék molekulát gerjeszti, másrészt festék emissziójának szóródását. Annak érdekében, hogy modellezzük a szabad forgást, a számolást számos dipólus orientációra elvégeztük, és a kapott távolsági teret polarizációs komponenseit összegeztük. Mivel a festék orientációk nagy részében a plazmonikus struktúra közelsége csökkenti a fluoreszcencia élettartamot, lassú forgású közelítést használtunk, vagyis a festék molekulairányultságát azonosnak vettük egy gerjesztési és emissziós ciklus alatt, de az orientációt kiátlagoltuk a mérhető jelet tekintve.

Eredmények

Az számolásaink alapján a nanorészecskével történő kölcsönhatás jelentősen megváltoztatja egy dipólus sugárzásának polarizációs állapotát. A jelenség a nanorészecskében indukálódó dipól momentummal magyarázható, ami a dipól forrásnak a nanorészecske felé mutató komponensére erősít rá. Ennek következtében az emisszió polarizációja a legtöbb festék orientációra elcsavarodik a festék-nanorészecske tengely irányába [4] (2.A ábra). A jelenségből következik, forgó festékek esetén is jelentős mértékű lesz az emisszió polarizáció foka, ami 0,8-as értéket is felvehet plazmon rezonancia környékén (2.B ábra). A mérhető polarizációs fok pedig erősen függ a festéknek a részecskék való pozíciójától (2.C ábra).



2. ábra: A: a polarizáció irányának elfordulása különböző dipól orientációk esetén, az S1 Stokes paraméterrel szemlélítve. B: A összetett számolással és az egyszerűsített modellel kapható polarizáció foka értékek különböző részecske méretek esetén. C: A mérhető polarizációs fok attól függően, hogy a festék a nanorészecske mely részén helyezkedik el.

Az összetett számolási eredmények magyarázatára kidolgoztunk egy egyszerűsített modellt is, amiben egy, a részecske oldalára, az „x” tengelyre helyezett dipól momentumot tárgyalunk. Kiindulásként meghatározzuk a nanorészecskében indukálódó dipól momentum komponenseit:

$$\vec{d} \sim \left(\sqrt{\sigma_{\perp}^{radiative}} \cos(\theta), \sqrt{\sigma_{\parallel}^{radiative}} \sin(\theta) \cos(\phi), \sqrt{\sigma_{\parallel}^{radiative}} \sin(\theta) \sin(\phi) \right),$$

, ahol $\sigma_{\perp}^{radiative}$ és $\sigma_{\parallel}^{radiative}$ a részecske felületére merőleges, illetve azzal párhuzamos dipól momentum radiatív rátája.

A különböző komponenseket az emisszió szempontjából függetlennek tekintjük és külön-külön meghatározzuk ezek fénytéljesítménybeli járulékait:

$$p_{\perp} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sigma_{\perp}^{radiative} \cos^2(\theta)}{\sigma_{\perp}^{total} \cos^2(\theta) + \sigma_{\parallel}^{total} \sin^2(\theta) + \frac{1}{Q_0} - 1} \frac{\sin(\theta)}{4\pi} d\theta d\phi$$

$$p_{=} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sigma_{\parallel}^{radiative} \sin^2(\theta) \sin^2(\phi)}{\sigma_{\perp}^{total} \cos^2(\theta) + \sigma_{\parallel}^{total} \sin^2(\theta) + \frac{1}{Q_0} - 1} \frac{\sin(\theta)}{4\pi} d\theta d\phi$$

$$p_{\parallel} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sigma_{\parallel}^{radiative} \sin^2(\theta) \cos^2(\phi)}{\sigma_{\perp}^{total} \cos^2(\theta) + \sigma_{\parallel}^{total} \sin^2(\theta) + \frac{1}{Q_0} - 1} \frac{\sin(\theta)}{4\pi} d\theta d\phi,$$

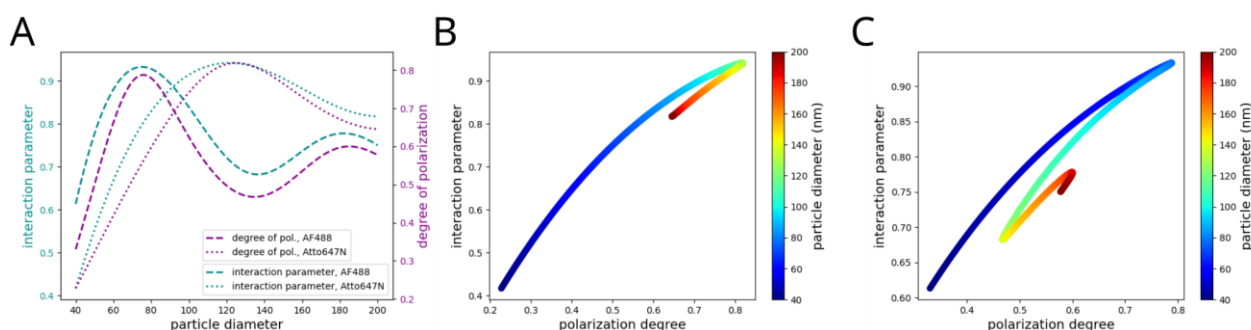
, ahol $p_{\perp}$, $p_{=}$ és $p_{\parallel}$ a részecske felületére merőleges, illetve azzal párhuzamos vízszintesen és függőlegesen álló dipól momentum komponensek átlagolt sugárzási teljesítményei, Q_0 a festék belső kvantum hatásfoka.

A komponensek eltérő mértékben járulnak hozzá az egyes polarizációs csatornában mérhető fényteljesítményhez, ami könnyen összegezzhető, és a polarizációs csatornák fényteljesítménye meghatározható. Az közelítések ellenére az egyszerűsített modell kielégítően jól egyezik az összetett számolással (2.B ábra).

Annak érdekében, hogy a mérhető (maximális) polarizációs fokból vissza tudjuk következtetni a kölcsönhatás erősségét jellemző mennyiségre, bevezettük az „interakciós paramétert”:

$$I = \frac{\sigma_{\perp}^{\text{radiative}} - \sigma_{\parallel}^{\text{radiative}}}{\sigma_{\perp}^{\text{radiative}} + 2\sigma_{\parallel}^{\text{radiative}}}$$

A bevezetett paraméter levezethető az egyszerűsített modell alapján is egy olyan, a részecske mellé, az „x” tengelyre helyezett fix dipól momentum emissziós polarizáció fokaként, aminek az „x”, „y” és „z” tengelyekre vetített komponensei egyenlő nagyságúak. Az interakciós paraméter változása a részecske mérettel jó korrelációt mutat mindkét vizsgált festékre (3 ábra), és így lehetővé teszi, hogy a mért polarizációs fok alapján következtessünk a merőleges és párhuzamos radiatív rátákra.



3. ábra: A: a számolt polarizáció foka és az interakciós paraméter változása a részecske mérettel. B, C: a polarizáció fokának és az interakciós paraméternek a kapcsolata az Atto647N és a AF488 festékek esetén.

Felhasznált irodalom

- [1] Novák, T., et al. 2025. Using polarization sensitive SMLM to infer the interaction strength of dye-plasmonic nanosphere systems. *Optics Communications*, **574**, p.131147.
- [2] S. Chattopadhyay., et al. Super-Resolution Characterization of Heterogeneous Light–Matter Interactions between Single Dye Molecules and Plasmonic Nanoparticles, *Analytical Chemistry* **93** (1) (2021) 430–444, number: 1. doi:10.1021/acs.analchem.0c04280.
- [3] Kerker, M., et al. 1980. Surface enhanced Raman scattering (SERS) by molecules adsorbed at spherical particles: errata. *Applied Optics* **19**, 4159.
- [4] Zuo, T., et al. 2019. Rotation of Single-Molecule Emission Polarization by Plasmonic Nanorods. *The Journal of Physical Chemistry Letters* **10**, 5047–5054.

Köszönetnyilvánítás

A munkát a TKP2021-NVA-19 és a ÚNKP-20-4 -SZTE-591 pályázatok támogatták. Köszönet Ponyeczkiné Czvik Elvirának, Ferenc Györgyinek, Ungor Dittának és Deák Ágotának, akik nélkül a kutatás kísérleti része nem valósulhatott volna meg.

IMPULZUSÜZEMŰ ER-SZÁLLÉZERES ERŐSÍTŐ RENDSZER FEJLESZTÉSE NEMLINEÁRIS MIKROSKÓPIAI ÉS LÉGKÖRI LÉZER RADAR ALKALMAZÁSOKHOZ

Rózsa Dániel¹, Szipőcs Gergely¹, Kolonics Attila¹, Szipőcs Róbert¹

¹HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

Bevezetés

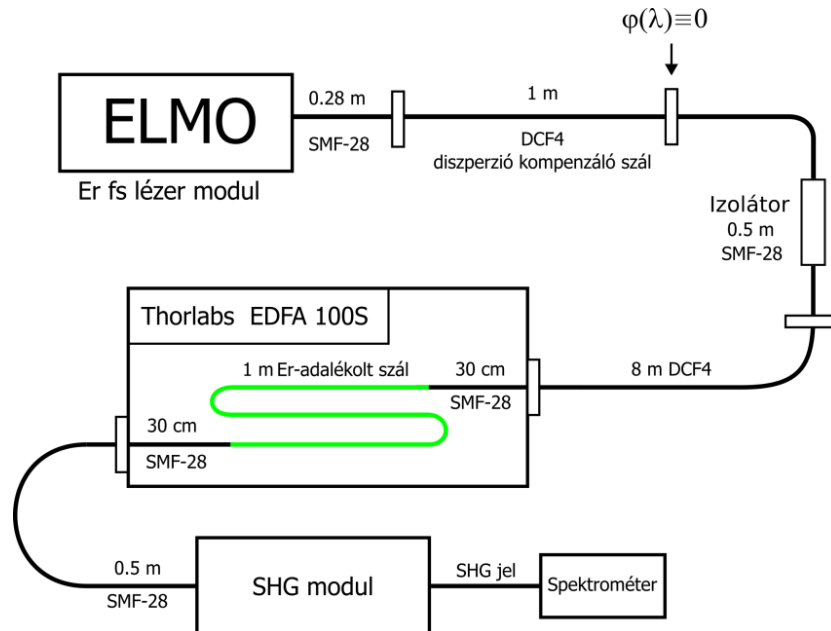
Az optikai szálakból felépített szub-ps-os, impulzusüzemű lézerek egyre jelentősebb szerepet játszanak a nemlineáris mikroszkópiai alkalmazásokban [1]. Az optikai szállézeres előnyös tulajdonságai közül érdemes megemlíteni tipikusan kisebb méretüket, a precíziós, nagyköltségű mechanika és vízűtés hiányát, kisebb elektromos fogyasztásukat, vagy teljesen szálintegrált változataikban érzéketlenségüket külső behatásokra, például mechanikai rezgésre. Hátrányuk, hogy hőmérsékleti stabilitásuk csak egy lényegesen költségesebb, bonyolultabb, polarizáció tartó szálakon alapuló technológiával biztosítható, illetve hangolhatóságuk is általában messze elmarad például a Ti-zafíron, mint erősítő közegen alapuló lézer oszcillátorokétól. Kutatócsoportunk korábban elsősorban az Yb-adalékolt optikai szálakon alapuló oszcillátorok illetve erősítők kutatás-fejlesztésével foglalkozott [1], mostani munkánkban a 1560 nm környékén, az optikai telekommunikációs tartományban működő Er-szállézeres és erősítők fejlesztését céloztuk meg, elsősorban nemlineáris mikroszkópiai és légköri lézer radar alkalmazásokat szem előtt tartva. Célul tűztük ki (1) a 760-780 nm-es tartományban működő femtoszekundumos Ti-zafir lézerek kiváltását NAD(P)H fluoreszcencia élettartam mérésen alapuló (FLIM), a sejtek metabolikus állapotát vizsgáló alkalmazásokban [2], illetve (2) a szövetek mélyebb rétegeibe jobban behatoló, 1,7 mikron környékén működő szub-ps-os száloszcillátorok [3] illetve hosszabb távon Tm-erősítők fejlesztését, amelyek akár 1-1,5 mm mélységben is képesek többfotonos folyamatok révén 3D mikroszkópiás képalkotásra [4]. Ez utóbbi impulzusüzemű szállézer rendszerek jelentős szerepet játszanak 3D pásztázó légköri lézer radar alkalmazásokban, ahol ezek nem egyedi, hanem "burst", azaz impulzus-sorozat üzemmódban működnek a jobb detektálhatóság érdekében.

Lényeges eltérés az Yb- és az Er-szállézeres rendszerek között, hogy előbbi esetében az alkalmazott optikai szálak az 1030 nm körüli erősítési tartományban tipikusan normális, míg az Er-szállézeres rendszerekben 1560 nm körül anomális diszperzióval rendelkeznek. Cikkünkben egy olyan Er-szállézeres erősítő rendszer fejlesztésével kapcsolatos eredményeinket mutatjuk be, amelyhez egy MenloSystems GmbH (Németország) által gyártott „ELMO” oszcillátort, valamint egy Thorlabs Inc. (N.J., USA) által gyártott Er-szálerősítőt használtunk. A szálerősítő elé és mögé behegesztett, különböző diszperziós tulajdonságokkal rendelkező optikai szálak alkalmazásával, valamint a szálerősítő teljesítményének optimalizálásával állítottunk elő olyan erősített lézerimpulzusokat 1560 nm, illetve 1680 nm környékén, amelyek előbbi esetben egy másodharmonikus (SHG) egység segítségével állít elő 100 fs-os lézerimpulzusokat 780 nm környékén, míg utóbbi esetben megfelelő magimpulzusokat egy 1,7 mikronon működő Tm-erősítő számára. A következőkben a rendszer modellezésével és kísérletes munkáinkkal kapcsolatos eredményeinket foglaljuk össze.

Kísérleti elrendezés

A másodharmonikus keltéshez optimalizált kísérleti elrendezés blokkvázlata az 1. ábrán látható. Az ELMO Er-száloszcillátor 1580 nm-es középhullámhosszon állít elő 50 MHz-es ismétlődési frekvencián $P_{\text{átl}} = 5$ mW átlagteljesítménnyel ultrarövid lézerimpulzusokat, amelyek időbeli hossza megfelelő hosszúságú diszperziókompenzáló szál alkalmazásával 150 fs-nál rövidebbre kompresszálható. Modellszámításainknál illetve kísérleteinknél abból indultunk ki, hogy az 1 m hosszú, DCF4 típusú diszperzió kompenzáló szálal követően közel transzformáció limitált impulzusokkal rendelkezünk, vagyis a spektrális fázis értéke azonosan egyenlő nullával a lézerspektrum teljes tartományán. Az Er-oszcillátor mögött annak védelme érdekében egy izolátort

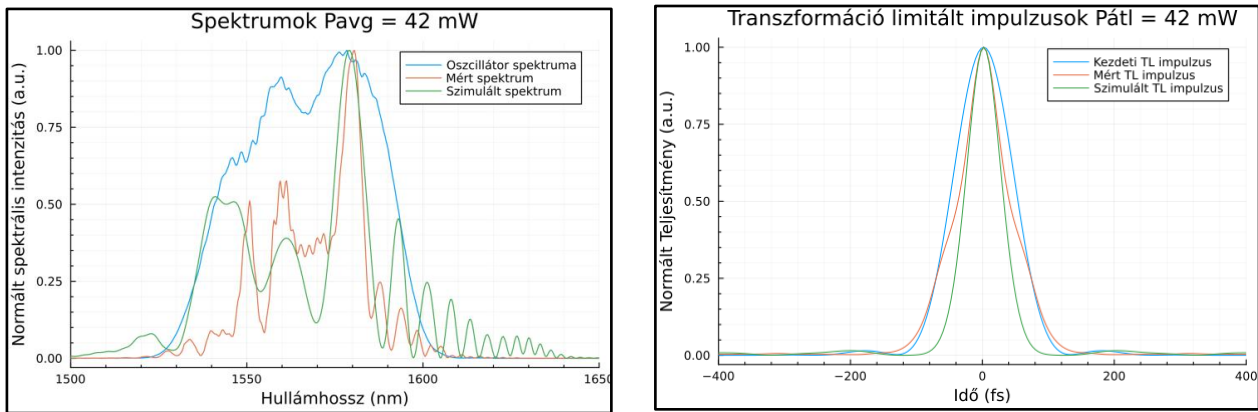
helyeztünk el úgy, hogy az abba vezető optikai szálak hosszát a kísérletileg megvalósítható legrövidebb értékre állítottuk be egy Fitel S177 típusú (Furukawa Electric, Japán) szálhegesztő alkalmazásával. A Thorlabs EDFA 100S Er-szálerősítőben alkalmazott optikai szálak típusát és hosszát megkaptuk a gyártótól, ezeket használtunk modellszámításainknál. Az 1580 nm alatt normális diszperzióval rendelkező DCF4 diszperziókompenzáló szál hosszát az Er-szálerősítő előtt 8 m-re választottuk, míg az erősítóből kilépő, erősített lézerimpulzusokat a másodharmonikus keltő egységig szállító, anomális diszperzióval rendelkező SMF-28 szál hosszát 0,5 m-re. A másodharmonikus keltő egység részletes ismertetésétől most terjedelmi okok miatt eltekintünk.



1. ábra: Az Er-szálerősítő rendszer másodharmonikus keltéshez optimalizált blokkvázlata DCF4 diszperziókompenzáló szálak és SMF-28 anomális diszperziójú optikai szálak alkalmazása esetén.

Szimulációs eredmények összevetése a mérési adatokkal

Modellszámításainknál első lépésként Er-száloszcillátorunk spektrumát mértük le egy Q8384 típusú optikai spektrum analízátorral (Advantest, USA), amelynek detektálási tartománya 1700 nm-ig tart. A hullámhossz szerinti $I(\lambda)$ spektrális intenzitás spektrumot először átalakítottuk körfrekvencia szerinti $I(\omega)$ spektrummá, amelyet megfelelő zajsűrűk és simítások alkalmazása után használtuk szimulációinkhoz, amelyhez egy korábban csoportunk által kifejlesztett, ú.n. „split-step Fourier”-módszeren alapuló Matlabban megírt kódot használtunk a bemeneti paraméterek megfelelő megválasztása illetve a szoftver szükséges továbbfejlesztése után: számításainknál a másodrendű diszperzió és a Kerr-nemlinearitás mellett figyelembe vettük a harmadrendű diszperzió, valamint a „self-steepening” és stimulált Raman szórás hatásait is. A 2. ábrán egy ilyen, 42 mW átlagteljesítményű Er-erősítő kimethoz tartozó mért és szimulált spektrumot mutatunk be az eredeti, erősítőbe belépő Er-oszcillátor spektrum feltüntetésével.



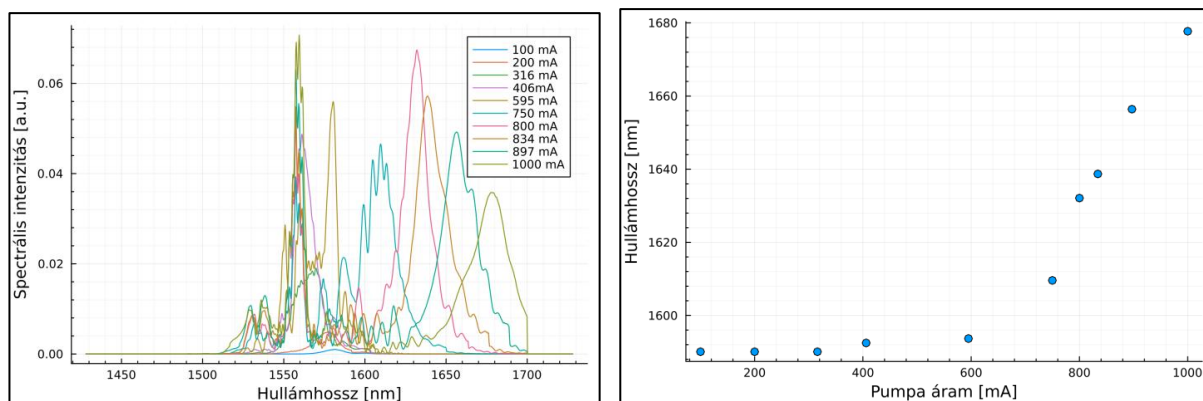
2. ábra: Bal oldalon az Er-szálerősítő bemenetén mért Er-oszcillátor spektruma (kék), az SHG egységhez érkező, ~ 0.84 nJ energiájú szoliton-impulzusok mért spektruma (piros), valamint az ehhez az impulzusenergiához tartozó modelleredmény (zöld). Jobb oldalon az egyes spektrumokhoz tartozó időbeli alak, transzformáció limitált lézerimpulzusokat feltételezve.

A szimulációs és mérési eredmények részletes bemutatásától most terjedelmi korlátok miatt eltekintünk, csak az alapvető fizikai folyamatok bemutatására és a másodharmonikus teljesítmény optimalizálása szempontjából jelentős paraméterek ismertetésére törekszünk. Kiindulási állapotban a Er-lézeroszillátorból kilépő lézerimpulzusok alakját alapvetően a mögötte lévő optikai szálak diszperziója határozza meg, amik az impulzusok időbeli széthúzását vagy összenyomását eredményezik a csörp és diszperzió relatív előjelének függvényében. Kísérletünkben az erősítő előtt lévő 8 m hosszú DCF4 szál pozitív csörpöt eredményez, vagyis a hosszabb hullámhosszú komponensek haladnak elől időben, míg a rövidebb hullámhosszúak hátul, ami az Er-erősítő belsejében sem változik lényegesen. Az erősítőtől kilépő, erősített lézerimpulzusok már az eredetnél nagyobb, kb. nyolcszoros impulzusenergiákkal rendelkeznek, amelyek az anómális diszperziójú SMF-28 típusú szálban kompresszálódnak, csúcsintenzitásuk folyamatosan nő, ahogy az optikai szálban továbbhaladnak mindaddig, amíg a Kerr-nemlinearitás és a negatív diszperzió kölcsönhatásaként szolitonszerű impulzusok elő nem állnak az optikai szálban, praktikusán az SMF-28 szál végén, közvetlenül a másodharmonikus keltő egység bemenetén. Esetünkben ezt a feltételt a EDFA 100S Er-erősítő áramának, valamint az SMF-28 szál hosszának megfelelő megválasztásával tudjuk elérni: 42 mW erősített átlagteljesítmény és 0,5 m szálhossz mellett nagyságrendileg 1,5 mW átlagteljesítményű másodharmonikus jelet tudtunk előállítani 780 nm-en. Fontos megjegyeznünk, hogy a szoliton impulzusokat adott sáv szélesség korlátok (pl. a BBO kristály fázisillesztési sáv szélessége) és adott szálparaméterek (Kerr-nemlinearitás nagysága, módus-átmérő, anomális diszperzió értéke) mellett csak viszonylag szűk energia tartományban lehet előállítani [5], ezért másodharmonikus jelünk nagyságrendi növeléséhez az Er-erősítő erősítésének növelése mellett az optikai szálparaméterek, az alkalmazott optikai szálak fizikai jellemzőinek megváltoztatása is szükséges, például nagy módus-átmérőjű, nem adalékolt (LMA) szálak, vagy légmagos fotonikus kristály szálak (HC-PCF) alkalmazásával, amelyek viszont további technológiai fejlesztéseket igényelnek például az alkalmazott szálhegesztési technológiáknál vagy a különböző optikai szálak közötti módusillesztés területén.

Er-szállézer hangolása stimulált Raman szórás alkalmazásával

Az Er-szálerősítő kimenetén létrejövő szolitonszerű impulzusok hullámhosszának folyamatos növelését az optikai szálakban stimulált Raman szórás alkalmazásával tudjuk elérni úgy, hogy az alkalmazott, anomális diszperzióval rendelkező szál hosszát folyamatosan növeljük [5]. Ezt a folyamatot egyszerűen úgy tudjuk elképzelni, hogy a lézerimpulzusok foton-energiája folyamatosan csökken az optikai szálban fellépő molekuláris rezgésekkel történő kölcsönhatás következtében, így a lézerimpulzus középhullámhossza a terjedés során folyamatosan nő. Vonatkozó kísérletünkben annyit módosítottunk az 1. ábrán látható elrendezésen, hogy az Er-erősítő után egy kb. 1 m hosszú

SMF-28 szálát tettünk, és folyamatosan növeltük lézerezőtünkben az erősítést, így szoliton impulzusaink egyre kisebb távolságokra álltak elő az erősítő kimenetéhez képest és így egyre nagyobb távolságokat tettek meg az SMF-28 szálban. Méréseinknél korlátot jelentett az a tény, hogy a mérésnél használt spektrum-analizátorunk felső mérési határa 1700 nm volt. A 3. ábra bal oldalán a különböző Er-erősítő áramokhoz tartozó, Raman szórás következtében folyamatosan a hosszabb hullámhosszak felé eltolódó lézer kimeneti spektrumot, jobb oldalon pedig a mért spektrális intenzitás csúcsokhoz tartozó hullámhossz értékekre vonatkozó grafikont látjuk. Fontos megjegyeznünk, hogy az 1580 nm feletti, anomális diszperziós tartományban terjedő Raman lézerimpulzusok energiája a teljes impulzusenergia 50-70%-át jelentik, és hogy a lézer spektrumnak ez a része megfelelő spektrális szűrőkkel leválasztható, illetve kompresszálnak!



3. ábra: Bal oldalon az Er-szálerősítő kimeneti spektrumai láthatóak, amelyen megfigyelhető a Raman eltolódás. A jobb oldalon az 1580 nm-től jobbra eső spektrális intenzitás csúcsokhoz tartozó hullámhossz értékek láthatóak az erősítő pumpa áramának függvényében.

Felhasznált irodalom

- [1] Á. Krolopp, A. Csákányi, D. Haluszka, D. Csáti, A. Kolonics, N. Wikonkál, and R. Szipőcs, Handheld nonlinear microscope system comprising a 2 MHz repetition rate, mode-locked Yb-fiber laser for in vivo biomedical imaging. Biomed. Opt. Express 7, 3531 (2016). <https://doi.org/10.1364/BOE.7.003531>
- [2] A. Kolonics, T. Kawamura, R. Szipőcs, Z. Radák. Combined NAD(P)H and lipofuscin FLIM revealed the development of metabolic syndrome in the liver of epigenetically altered rats. Proc. SPIE 12849, 1284909-917 (2024). <https://doi.org/10.1117/12.3005632>
- [3] Z.W. Lin, J.X. Chen, T.J. Li, Z.Y. Zhan, M. Liu, C. Li, A.P. Luo, P. Zhou, W.C. Xu and Y.C. Luo. 1.7 μm figure-9 Tm-doped ultrafast fiber laser. Opt. Express 30(18), 32347 (2022). <https://doi.org/10.1364/OE.468769>
- [4] Choe, K., Hontani, Y., Wang, T. et al. Intravital three-photon microscopy allows visualization over the entire depth of mouse lymph nodes. Nat Immunol 23, 330–340 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41590-021-01101-1>
- [5] Nonlinear fiber optics. GP Agrawal. Academic Press, 2007.

Köszönetnyilvánítás

A TKP2021-NVA-04 számú projekt az Innovációs és Technológiai Minisztérium Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alapból nyújtott támogatásával, a TKP2021-NVA pályázati program finanszírozásában valósult meg.

ÚJ EGYDIMENZIÓS ATOMI MODELLPOTENCIÁL A HHG SPEKTRUM MINÉL PONTOSABB MODELLEZÉSÉRE

Sallai Krisztina^{1,2*}, Hack Szabolcs^{1,2}, Majorosi Szilárd¹, Czirják Attila^{1,2*}

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

²Szegedi Tudományegyetem, Szeged

Megfelelően nagy intenzitású lézerimpulzus hatására egy atom alagúteffektus révén is ionizálódhat, az így kiszabadult elektron a lézerimpulzusból energiát nyerve visszatérhet az ionhoz és rekombinálódhat, ekkor az ionizációs energiájánál jóval nagyobb energiájú fotont bocsát ki. Ez a folyamat az alapja a nemesgázokban történő magasharmonikus-keltésnek (angolul High-Order Harmonic Generation, röviden HHG). Ennek a folyamatnak a pontos kvantumfizikai szimulációja az attoszekundumos fizika fontos és komoly kihívást jelentő területe, ugyanis ekkor az atomi elektron kvantumdinamikájának leírására a perturbációs számítás már nem alkalmazható. Többelektronos atomokra a legpontosabb számítások is csak közelítő modellekkel lehetségesek, de egyelektronos esetben is nagy numerikus erőforrás igényűvé válhat a szimuláció. A lézerimpulzus központi hullámhosszának növelésével ugyanis egyre nagyobb szimulációs térre van szükség, így gyorsan nő a térbeli rácspontok száma, ezzel pedig a számítási igény is. Ezért fontosak az olyan redukált dimenziós modellek, amelyek hatékonyan csökkentik a szimulációk "numerikus költségét", de megőrzik a valódi folyamat lényeges sajátosságait. Az egydimenziós Schrödinger-egyenlettel végzett szimulációnak viszonylag rövid a futási ideje, a számítási eredmények széles paramétertartományban jó összhangban vannak azokkal a kísérleti eredményekkel, amikor a mozgás lényegében egy dimenzióban megy végbe, például lineárisan polarizált ultrarövid lézerimpulzussal való kölcsönhatás során.

A továbbiakban az attoszekundumos fizikában megszokott atomi egységeket használjuk.

A lézertér elektromos térerőssége a szimulációink során a szakirodalomban leggyakrabban használt „lassan változó burkoló közelítésben” (SVEA) a következő:

$$\mathcal{E}_z(t) = F \sin^2\left(\frac{\pi t}{N_c T}\right) \cos\left(\left(\frac{2\pi}{T} + kt\right)t + \varphi_0\pi\right)$$

ahol N_c az optikai ciklusok száma, F a térerősség amplitúdója, T az optikai ciklus periódusideje, φ_0 a vivő-burkoló fázis, k egy lineáris chirp paraméter, amit a csoport késés diszperzióból számolunk az alábbi módon:

$$k = \frac{\beta_2}{\beta_2^2 + \frac{\Delta\tau^4}{8(\ln 2)^2}}.$$

Az egydimenziós közelítés esetén felerősödik a Coulomb-potenciál szingularitásának hatása, illetve az időfejlesztés során numerikus problémákat is okozhat, ezért általában valamilyen modellpotenciállal helyettesítik a Coulomb-potenciált.

Az egyik gyakran használt modellpotenciál a soft-core Coulomb (SC) potenciál:

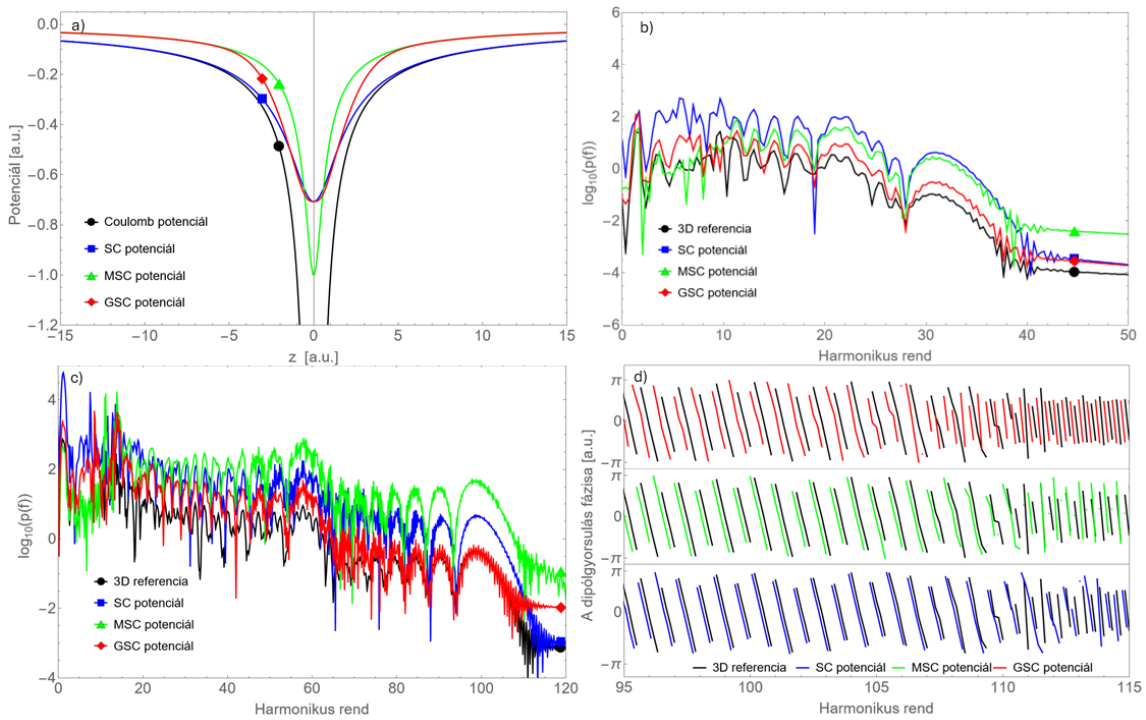
$$V_{SC}^{1D}(z) = -Z \cdot (z^2 + \alpha^2)^{-1/2}$$

ahol α egy simító paraméter, amit általában úgy választanak meg, hogy az alapállapot energiája a megfelelő értéket vegye fel, azaz a valódi atomét. Az egyik előnyös tulajdonsága, hogy nem tartalmazza a valódi Coulomb-potenciálban levő szingularitást, viszont magában foglalja a Coulomb-potenciál összes fő jellemvonását. Továbbá megkaphatóak belőle a hidrogénatom ionizációs küszöbhez közeli kötött állapotainak energiái, valamint a kontinuum állapotban reprodukálható belőle a Coulomb-torzítás. A SC potenciállal kapott HHG-spektrum a magasabb frekvenciákra jól közelíti a valódi háromdimenziós eredményekkel kapott spektrumot, viszont az alacsony frekvenciák esetén túl nagy amplitúdókat ad, túlbecsüli a dipólmomentum értékét.

Egy korábbi munkánkban már bevezettünk és alkalmaztunk egy jobb eredményeket adó modellpotenciált: a módosított soft-core Coulomb potenciál (MSC) [2], aminek az alapállapot sűrűsége nagyon jól közelíti a háromdimenziósról egydimenziósra redukált alapállapot sűrűségét:

$$V_{MSC}^{1D}(z) = -Z^* \cdot (z^2 + \beta^2)^{-1/2},$$

ahol egyelektronos atomokra $Z^* = Z/2$, $\beta^2 = 1/(4 \cdot Z^2)$. Ez a módosított soft-core Coulomb potenciál numerikusan jól kezelhető és nagyon jól modellezhető a segítségével a valódi háromdimenziós rendszer. A magasharmonikus-keltés spektruma esetén alacsony frekvenciákra jól illeszkedik a háromdimenziós szimulációval kapott eredményre, a magasabb frekvenciákra viszont körülbelül 2 nagyságrenddel nagyobb értékeket ad, így csak skálázás segítségével kapunk kellően pontos értékeket.



1. ábra: (a) A különböző modellpotenciálok alakja hidrogénatom esetén. 800 nm központi hullámhosszúságú, 3.1 fs impulzushosszal rendelkező lézerimpulzussal végzett szimulációk eredményei, (b) HHG spektrum argonnal, 1.26×10^{14} W/cm² csúcsintenzitással, (c) HHG spektrum és (d) spektrális fázis Neonnal, 6.88×10^{14} W/cm² csúcsintenzitással. Eredmények a 3D referencia szimulációval (fekete), SC (kék), MSC (zöld) és GSC (piros) potenciálokkal.

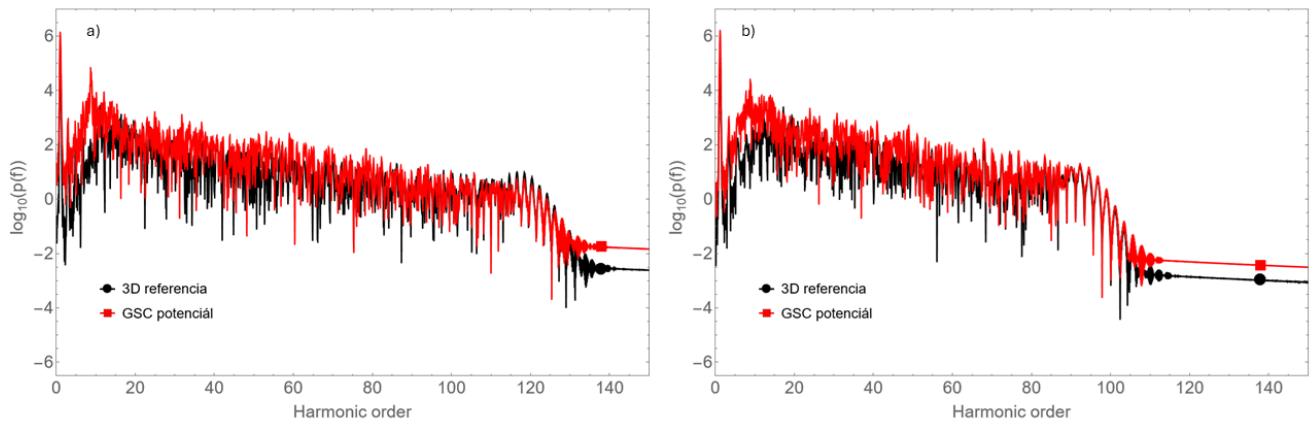
Az atomi modellpotenciálok kedvező tulajdonságaira építve, egy új egydimenziós modellpotenciált vezettünk be az [1]-es publikációban. Ez a Gauss-ablakos soft-core Coulomb (GSC) potenciál ($a = 2.551$, $b = 2$):

$$V_{GSC}^{1D}(z) = V_{SC}^{1D}(z) \cdot e^{-\left(\frac{z}{a}\right)^2} + V_{MSC}^{1D}(z) \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{z}{b}\right)^2}\right).$$

A GSC potenciállal kapott teljesítményspektrumok sokkal pontosabban közelítik a háromdimenziós eredményeket, mint a korábbi modellpotenciálok. Az attoszekundumos impulzusok generálása szempontjából a HHG-spektrum fázisának minél jobb illeszkedése is nagyon fontos, hiszen a sugárzás elektromos mezője egy adott frekvencián megőröklí az ugyanazon frekvenciájú dipólmomentum fázisát és így döntően befolyásolja a HHG-sugárzásból szintetizálható attoszekundumos impulzusok alakját. A GSC potenciál esetén a dipólgyorsulás spektrum fázisának fő karakterisztikája jól követi a háromdimenziós szimulációval kapott eredményt.

A GSC potenciál esetében a pontosság és számítási igény nagyon jó egyensúlyban vannak egymással, lehetővé téve olyan TDSE szimulációk futtatását, amellyel percekben belül megbízható HHG spektrumot kapunk, a $1.26 - 6.88 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ csúcsintenzitású tartományban. A kutatásunk alapján a GSC potenciál akkor teljesít a legjobban, ha a Keldysh-paraméter a $0.45 \leq \gamma \leq 1$ tartományon belül van és az 1D-s alapállapoti populációvesztés a GSC potenciállal szimulálva nem nagyobb 0.6-nál.

A chirp változtatását vizsgálva is az látható, hogy a GSC potenciállal pontos HHG spektrumot kapunk.

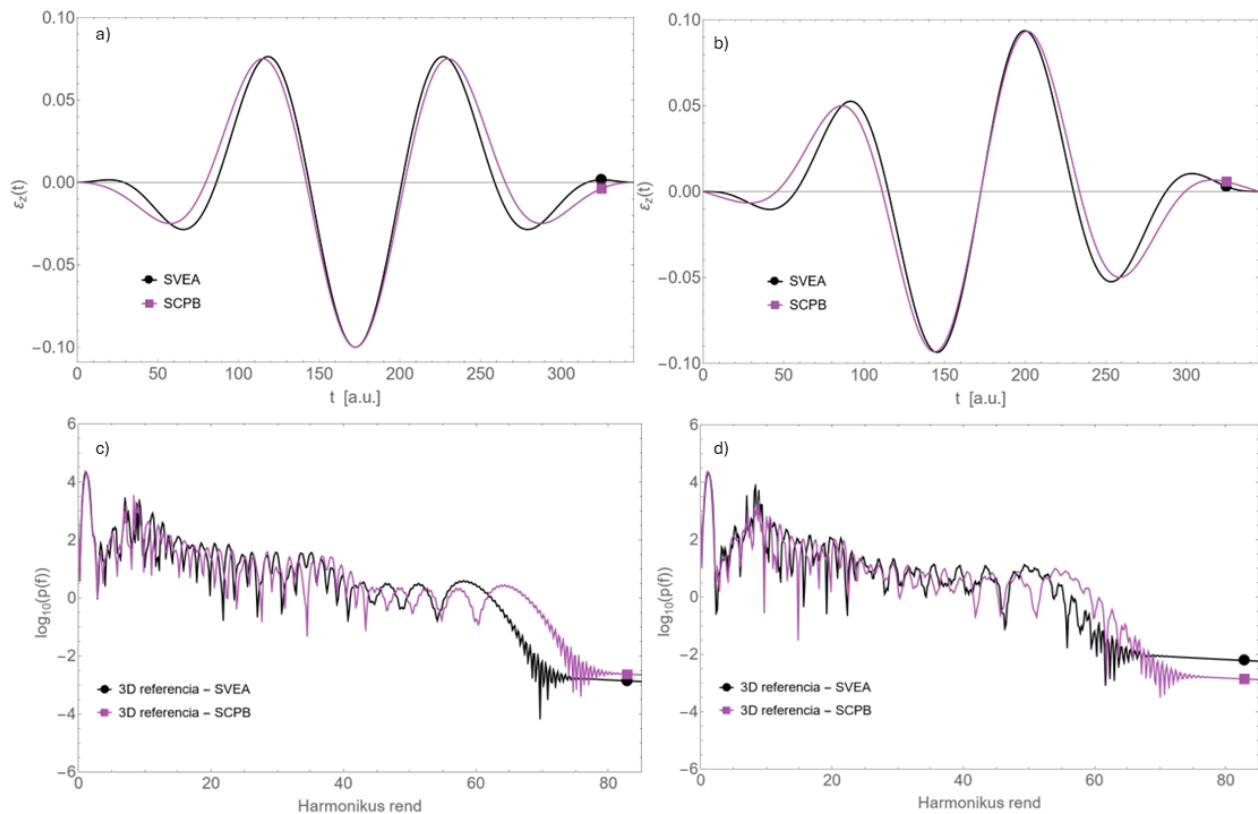


2. ábra: $6.88 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ csúcsintenzitású, 800 nm központi hullámhosszúságú, 3.1 fs impulzushosszal rendelkező lézerimpulzussal végzett szimulációk eredményei neon atommal. A lineáris chirp paraméter (a) -1.43×10^{-6} és (b) 3.88×10^{-6} . Eredmények a 3D referencia szimulációval (fekete) és GSC (piros) potenciállal.

Végül megmutatjuk, hogy ha a lézertér elektromos térerősségét az ún. Subcycle-Pulsed Beam (SCPB) leírásban a következő képlettel modellezzük,:

$$\mathcal{E}_z(t) = F \sin^2\left(\frac{\pi t}{N_c T}\right) \cos\left(\left(\frac{2\pi}{T} + kt\right)t + \varphi_0 \pi\right)$$

ami nagyon rövid lézerimpulzusok esetén jobb, mint a SVEA, akkor eredményeink szerint, bár a lézerimpulzusok alakja csak kis mértékben tér el, a HHG spektrum esetében már jelentősebb különbség van, a magasabb felharmonikusok esetében, a cutoff körül.



3. ábra: $3.51 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ csúcshintenzitású, 800 nm központi hullámhosszúságú, 3.1 fs impulzushosszal rendelkező lézerimpulzussal végzett szimulációk eredményei hidrogén atommal. A SVEA és SCPB lézerimpulzusok összehasonlítása, a vivő-burkoló fázis a) 0 és b) 0.5π . A SVEA és SCPB lézerimpulzussal kapott teljesítményspektrumok, a vivő-burkoló fázis c) 0 és d) 0.5π . Eredmények a SVEA lézerimpulzussal (fekete), és az SCPB lézerimpulussal (lila).

Felhasznált irodalom

- [1] K Sallai et al., Phys. Rev. A 110, 063117 (2024)
 [2] Sz Majorosi et al., Phys. Rev. A, 98, 023401 (2018)

Köszönetnyilvánítás

Az ELI ALPS projekt (GINOP-2.3.6-15-2015-00001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Köszönettel tartozunk a Digitális Kormányzati Fejlesztési és Projektmenedzsment Kft.-nek, amiért hozzáférést biztosított a magyarországi Komondor HPC infrastruktúrához.

A Kulturális és Innovációs Minisztérium ÚNKP-22-3 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.

*E-mail: krisztina.sallai@eli-alps.hu

*E-mail: attila.czirjak@eli-alps.hu

100 KHZ-ES, 400 W, 6.2 FS CEP STABIL LÉZERRENDSZER HÁROM POSZT-KOMPRESSZIÓS CELLÁVAL

Seres Imre¹, Evgeny Shestaev^{2,4}, Maxim Tschernajew², Jójárt Péter¹, Christian Gaida², Nico Walther², Bartyik Tamás¹, Gilicze Barnabás¹, Bengery Zsolt¹, Dominik Hoff³, Marco Kienel², Tino Eidam², Jens Limpert^{4,5,6}, Börzsönyi Ádám¹, Várallyay Zoltán^{1,7}, Varjú Katalin¹

¹ ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

² Active Fiber Systems GmbH, Jena, Germany

³ Single Cycle Instruments UG (haftungsbeschränkt) & Co. KG, Jena, Germany

⁴ Institute of Applied Physics, Abbe Center of Photonics, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, Germany

⁵ Fraunhofer Institute for Applied Optics and Precision Engineering, Jena, Germany

⁶ Helmholtz-Institute Jena, Jena, Germany

⁷ FETI Ltd., Budapest, Hungary

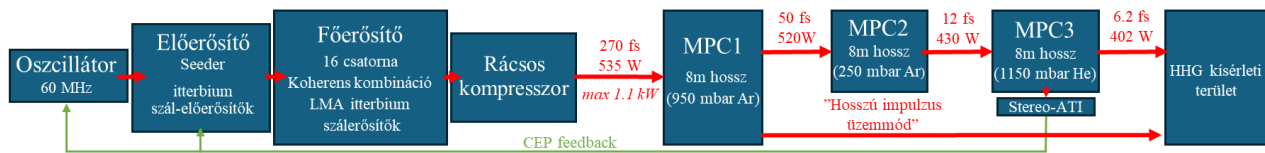
A fizikában az attoszekundumos időskálán zajló ultragyors folyamatok vizsgálatához olyan lézerforrásokra van szükség, amelyek képesek nagy csúcsteljesítményű, ultrarövid impulzusokat és pontosan szabályozott elektromos tereket előállítani [1,2]. A nagy csúcsteljesítmény döntő fontosságú a magas-harmonikusok (HHG) és a hatékony attoszekundumos impulzusok előállításához [3]. A nagy ismétlési frekvencia szintén létfontosságú, mivel megkönnyíti a gyors adatgyűjtést és javítja a jel-zaj arányt. Ezenfelül, a vivő-burkoló fázis (CEP) stabilizációja nélkülözhetetlen a pontos szabályzást igénylő alkalmazásokhoz, mint például az izolált attoszekundumos impulzusok előállításához [4].

Az Extreme Light Infrastructure - Attosecond Light Pulse Source (ELI ALPS) létesítmény egyik koncepciója, hogy ezen a területen a lehető legnagyobb átlagteljesítményt elérő, nagy ismétlési frekvenciájú (100 kHz) ultragyors fényforrásokkal is rendelkezzen [5]. A létesítmény lézerrendszereinek - mint például a HR1 [6], majd a HR2, amely e munka középpontjában áll, valamint a nemrég telepített, HR Alignment lézerrendszer [7] folyamatos fejlesztése kritikus fontosságú a létesítmény élvonalbeli képességeinek fenntartásához. Ezek a rendszerek jellemzően csörpölt impulzuserősítést (CPA) használnak [6], a HR1 és a HR2 lézerek szál-főerősítői koherens kombináció alkalmazásával érik el a kW tartományú átlagteljesítményt [8], majd ezután több lépésben nemlineáris poszt-kompressziós technikákat, többpasszos cellákat (MPC) [9] és csörpölt tükröket használnak az ultrarövid, nagy energiájú impulzusok előállítására.

A 100 kHz ismétlési frekvenciájú HR2 lézerrendszer esetében 400 W-ot meghaladó átlagteljesítményt, és CEP-stabil, 6.2 fs hosszúságú impulzusokat sikerült elérni kiváló nyalábminőséggel. A néhány ciklusú, CEP-stabil, 100 kHz-es rendszerek esetén jelenleg ez legnagyobb elért teljesítmény.

A rendszer CPA kimenetén a maximális létrehozható teljesítmény 1.1 kW, azonban, a lézer végén, a 400W rövid impulzus eléréséhez, 535 W átlagteljesítményt használunk, köszönhetően az MPC technológia kiváló transzmissziójának. A CPA utólagos kompressziója, 3 db egyenként 8 m hosszú MPC-vel történik, mely legvégül 6.2 fs impulzushosszat eredményez. Ezen a teljesítményszinten ez az első olyan lézerrendszer, amely három MPC fokozatot tartalmaz, miközben kiváló aberrációmentes nyalábminőséget biztosít.

Az egyik legfőbb kihívást a rácsos kompresszor által bevezetett enyhe (1.5%), de nem tökéletesen kompenzált asztigmatizmus okozta. Megállapítható volt, hogy ez az asztigmatizmus jelentősen felerősödik, illetve ovális alakúvá változtathatja a nyalábot a hosszú MPC-fázisokban. Az asztigmatizmus aprólékos kiküszöbölése is indokolta az új, innovatív háromfokozatú MPC rendszert. A HR2 az ELI-ALPS LTA3 és LTA4 laboratóriumaiban végzett gázközegen alapuló HHG [10] kísérletek egyik fő mozgatórugója lesz.



1. ábra: A HR2 lézerrendszer vázlata és felépítése.

A teljes HR2 lézer vázlata az 1. ábrán látható. A lézer egy FLINT (Light Conversion FL1-01-NS, CEP) oszcillátorral kezdődik [11], amely ~ 50 fs impulzusokat szolgáltat 60 MHz-en, 140 mrad RMS integrált fázis zajjal (10 Hz-től 30 MHz-ig integráltan) 1035 ± 2 nm központi hullámhosszon. Ezek az impulzusok ezután az előerősítő egységbe csatlakoznak, amely két fő részből áll: a seeder és az itterbium (Yb)-adalékolt LMA (Large Mode Area) szál-előerősítők. A seeder modulban történik meg az impulzusok ns-os időskálára való nyújtása, a spektrális fázis és spektrális amplitúdó beállítása, továbbá a dupla akusztó-optikai modulátorok (AOM) segítségével az ismétlési frekvencia 60 MHz-ről 100 kHz-re való csökkentése. A seeder modul után következik az első előerősítő, mely a teljesítményt mW-os szintről W-os tartományba emeli. Ez a teljesítmény ezután kettő egymástól független, párhuzamos Yb előerősítőbe kerül 50-50%-os megosztással. Következő fázisban mindkét előerősítő kimenete tovább van osztva a nyolc párhuzamos, szintén Yb-adalékolt LMA szálerősítő csatorna részére, melyek a főerősítő részei. Ezek az erősített nyalábokat ezt követően koherens módon kombinálódnak [8]. Mindegyik csatorna visszafelé pumpáló sémát alkalmaz, amely folytonos üzemmódú, névleges 250 W-os pumpadiódákat használ. A főerősítőből kilépő, koherensen kombinált nyaláb a már említett 535 W kimenő teljesítményt ér el, amennyiben a rendelkezésre álló 16 csatornából csak 8 van használva.

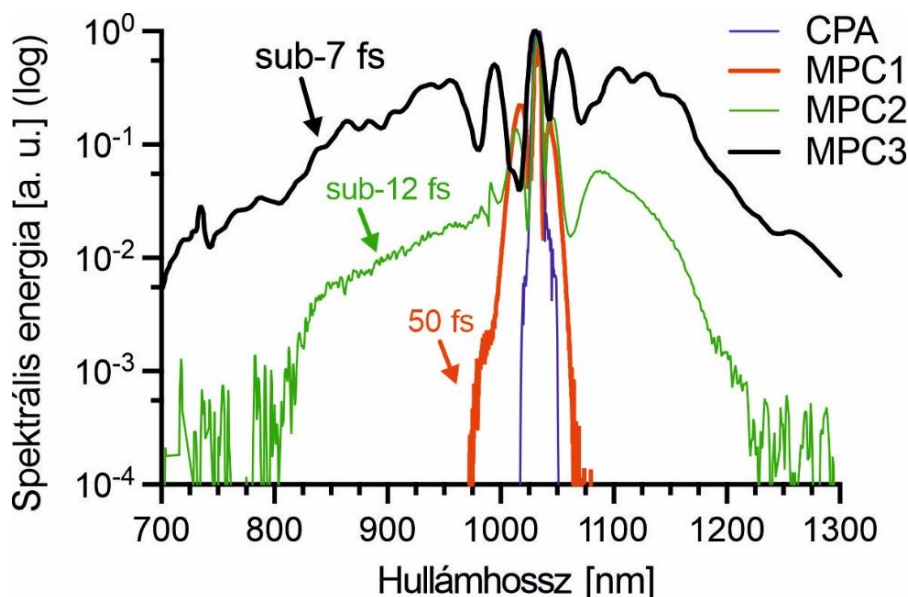
A főerősítő után egy ráncos kompresszor csökkenti az impulzus időtartamát a ns-os tartományból 270 fs-ra. Ez a kompresszor dupla-passzos kialakítású, nagy hatásfokú (átlagosan 99,3%) dielektromos reflexiós rácsokat használ, ami minimalizálja a helyigényt és mérsékeli az aberrációkat.

A ráncos kompresszorból kilépő nyaláb ezután az első többpasszos cellába (MPC1) terelődik. Az MPC1 950 mbar argon (Ar) gázzal van töltve. A 8 m hosszú kamrában a nyaláb többszörös visszaverődésen megy keresztül, benne 5 fókuszpontot hozva létre. Az intenzív fókuszpontok erős nemlineáris kölcsönhatásokat idéznek elő az Ar-atomokban, ami az önfázis-moduláción (SPM) keresztül kiszélesíti a spektrumot a kezdeti 270 fs impulzusidőről (transzformlimitált) egy olyan sáv szélességre, amely már 50 fs-os transzformlimitált impulzusidőt támogat. Az impulzusok ~ 50 fs-re történő kompresszállása után 12 db egyenként -350 fs² csörpölt tükörrel történik a csoportkésleltetési diszperzió (GDD) korrigálása a második MPC (MPC2) szakaszba való belépés előtt. Az MPC1 kimenete önállóan is felhasználható a lézerrendszer úgynevezett „hosszú impulzus üzemmódjában”, ahol a nyaláb megkerüli a következő két MPC-t. Ebben az esetben egy közbülső kamrán keresztül a lézer végső egységébe jut a nyaláb, amely után a HHG kísérleti laborokba vezető, nyaláb továbbító rendszerbe csatlakozik. Az egyes MPC-fázisokban elért fokozatos spektrális kiszélesedést a 2. ábra szemlélteti.

A következő fázis, a szintén 8 m-es, és 5 fókuszpontot tartalmazó MPC2. A diszperzió korrigálás itt három pár komplementer csörpölt tükörrel történik, ahol minden egyes tükör -67 fs² GDD-t biztosít. A kamra optimális gáznyomásának, az MPC1-től eltérően, alacsonyabb 230 mbar Ar felelt meg, ami e szakasz után <12 fs kompresszállt impulzust eredményez. A nagyobb nyomás túlzott önfókuszálást idézett elő, ami a nemlineáris spektrális kiszélesedés után rontotta mind a nyaláb minőségét, mind az impulzus kompresszállhatóságát. Kisebb nyomást és két további fókuszálást (összesen 7 fókuszpont) alkalmazó alternatív konfiguráció rosszabb nyalábkarakterisztikát eredményezett, valamint egy 9 fs alatti kompresszállt impulzusnak felelt meg. Ezen korlátok miatt, és a kívánt sub-7 fs impulzusidő elérése érdekében egy harmadik, poszt-kompressziós cella (MPC3) is telepítésre került.

Az MPC3 az előző két poszt-kompressziós cellához hasonlóan 8 m hosszú, melyben a nyaláb 2 fókuszponttal rendelkezik. Ugyanakkor itt már nagyobb nyomáson 1150 mbar héliummal (He) kerül feltöltésre a kamra. He alkalmazását az indokolta, hogy kivételesen alacsony a nemlineáris törésmutatója és magas az ionizációs küszöbe. Így lehetővé teszi a spektrum további szélesítését ezen az energián anélkül, hogy túlzott önfókuszálás és az ionizáció káros hatásai jelentkeznének. Ezzel az

utolsó fokozattal így már elérhető lett, és reprodukálhatók az 6.2 fs-os impulzusok, ~ 400W-os átlagteljesítményen.



2. ábra: A HR2 lézerrendszer különböző kompressziós fázisaiban mért spektrális szélesedések.

A lézerrendszerben a lassú termikus eltolódások mérséklése, az optimális nyalábirányirány és a nyaláb pozíció fenntartása érdekében három aktív, közeli és távoli zónában is nyalábstabilizáló rendszer (TEM-Aligna) került telepítésre. Ezek a rendszerek a főbb kompresszási fázisokhoz kerültek: az elsőt az MPC1 előtt, a másodikat az MPC2 előtt, a harmadikat pedig az MPC3 után.

Az MPC-ből kilépő impulzusokat egy D-scan mérőberendezéssel (Sphere Photonics) elemeztük. Az MPC3 kamrából a végső impulzus relatív csúcsteljesítménye - D-scan szoftver alapján - meghaladja a 90%-ot. A lézer nyalábminőségét egy Gentec BEAMAGE M² mérőrendszerrel jellemeztük. Az MPC3 fókuszált kimentének mérése alapján a nyalábminőség kiváló szinten megmaradt, M²=1.092, Strehl ratio = 0.962.

A közel két-ciklusos impulzusidő elérésével lehetővé válik a CEP stabilitásának mérése a Single-Cycle Instruments-től beszerezett Stereo-ATI (Above-Threshold Ionization) eszközzel [12]. Ez a készülék lehetővé teszi minden egyes impulzus abszolút CEP-jének valós idejű mérését 100 kHz-es ismétlési frekvencián is. A mért CEP-értékek eltéréseiből, hibajel generálásával egy aktív visszacsatolás valósítható meg a lézer seeder moduljába. Ezzel a technikával a CEP-t egy meghatározott referencia-fázis beállítási pontra stabilizálja az eszköz. A HR2-es rendszer működése során, hosszú távú CEP-stabilitás volt dokumentálható, amely 426 mrad RMS (1 Hz - 50 kHz) belüli CEP-zajt mutat.

A lézerrendszer további jövőbeli potenciálját jelentheti, hogy mind a 16 erősítőcsatorna működtetése esetén az 1kW átlagteljesítmény, az impulzushossz és energia megtartása mellett az ismétlési frekvencia tovább, 200 kHz-re is növelhető lehet. Ezen potenciál pedig további kimagasló és egyedülálló lehetőséget biztosítana az attoszekundumos impulzusok generálására.

Felhasznált irodalom

- [1] F. Krausz and M. Ivanov, Attosecond physics, Rev. Mod. Phys. **81**, 163–234 (2009).
- [2] M. Th. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons, Nature **530**, 66–70 (2016).
- [3] S. Ghimire and D. A. Reis, High-harmonic generation from solids, Nat. Phys. **15**, 10–16 (2019).

- [4] K. Midorikawa, Progress on table-top isolated attosecond light sources, *Nat. Photonics* **16**, 267–278 (2022).
- [5] E. Shestaev, S. Haedrich, N. Walther, T. Nagy, P. Simon, A. Blumenstein, A. Klenke, R. Klas, J. Buldt, H. Stark, M. Gebhardt, S. Breitskopf, C. Gaida, P. Jójárt, I. Seres, Z. Várallyay, Á. Börzsönyi, T. Eidam, and J. Limpert, CEO-stable pulses from a 1kW fiber CPA, in *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XXI*, P. R. Herman, M. Meunier, and R. Osellame, eds. (SPIE, 2021), p. 16.
- [6] S. Hädrich, E. Shestaev, M. Tschernajew, F. Stutzki, N. Walther, F. Just, M. Kienel, I. Seres, P. Jójárt, Z. Bengery, B. Gilicze, Z. Várallyay, Á. Börzsönyi, M. Müller, C. Grebing, A. Klenke, D. Hoff, G. G. Paulus, T. Eidam, and J. Limpert, Carrier-envelope phase stable few-cycle laser system delivering more than 100 W, 1 mJ, sub-2-cycle pulses, *Opt. Lett.* **47**, 1537 (2022).
- [7] B. Gilicze, I. Seres, Z. Bengery, T. Bartyik, T. Csizmadia, L. G. Oldal, R. Nagymihály, P. Jójárt, A. Borzsönyi, and Z. Várallyay, Tunable repetition rate, compact, carrier-envelope phase stable sub-2-cycle, 1 mJ laser system for high harmonic generation,. Preprint. <https://doi.org/10.1364/opticaopen.28548512.v1> (2025).
- [8] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses, *Opt. Express* **18**, 27827 (2010).
- [9] J. Schulte, T. Sartorius, J. Weitenberg, A. Vernaleken, and P. Russbueltdt, Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell, *Opt. Lett.* **41**, 4511 (2016).
- [10] P. Ye, T. Csizmadia, L. G. Oldal, H. N. Gopalakrishna, M. Füle, Z. Filus, B. Nagyillés, Z. Divéki, T. Grósz, M. Dumergue, P. Jójárt, I. Seres, Z. Bengery, V. Zuba, Z. Várallyay, B. Major, F. Frassetto, M. Devetta, G. D. Lucarelli, M. Lucchini, B. Moio, S. Stagira, C. Vozzi, L. Poletto, M. Nisoli, D. Charalambidis, S. Kahaly, A. Zaïr, and K. Varjú, Attosecond pulse generation at ELI-ALPS 100 kHz repetition rate beamline, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **53**, 154004 (2020).
- [11] Light Conversion, FLINT, <https://lightcon.com/product/flint-high-repetition-rate-lasers/>.
- [12] A. M. Saylor, T. Rathje, W. Müller, K. Rühle, R. Kienberger, and G. G. Paulus, Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses, *Opt. Lett.* **36**, 1 (2011).

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnénk mondani a technikai segítségért Vinkó Bernátnak, valamint Mohácsi Árpádnak és Farkas Arnold Péternek a vákuumtechnológiai csapatból.

KEVERT ANYAGÚ NANORÉSZECSKÉK ELŐÁLLÍTÁSA ARANY ÉS EZÜST CÉLTÁRGYAK ÉRINTKEZÉSI VONALÁNAK VÍZ ALATTI ABLÁCIÓJÁVAL

Smausz Kolumbán Tamás¹, Kopniczky Judit¹, Mile Edina¹, Hopp Béla¹

¹Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

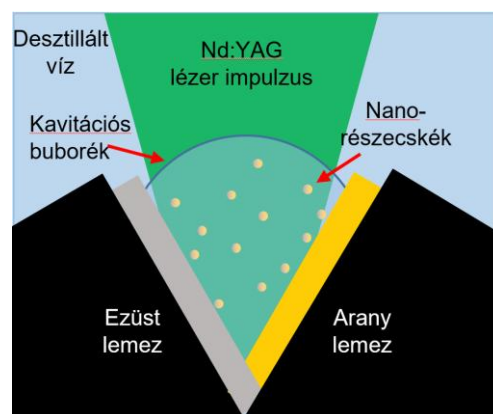
Bevezetés

A folyadék alatti lézeres abláció (Pulsed Laser Ablation in Liquid, PLAL) egy viszonylag egyszerű, de sokoldalú technika, mely alkalmas nagy tisztaságú fém nanorészecskék (NR-ék) előállítására. Mivel vegyszereket jellemzően csak az utólagos aggregáció csökkentésre használnak, maga az eljárás egy zöld technológiának tekinthető. A részecskekeltés folyamata igen összetett. A fókuszált impulzuslézerekkel besugárzott céltárgyból egy sűrű plazmafelhő lép ki, mely a vele érintkező folyadékréteget felforralva egy kavitációs buborékot hoz létre. A gyorsan táguló és hűlő plazmában beindul a nukleáció, az atomok nanorészecskékké állnak össze, melyek a kavitációs buborék összeomlásakor a folyadékba kerülnek. A keletkező NR-ék tulajdonságait a céltárgy anyagi jellemzői, a lézer paraméterei és az alkalmazott folyadék együttesen határozzák meg [1]. Az eljárás alkalmasnak bizonyult különböző összetételű és szerkezetű kompozit részecskék előállítására is, még olyan esetben is, amikor eleve rosszul keveredő elemekről van szó. Ilyen célra a szakirodalomban különböző, jellemzően többlépcsős PLAL módszert alkalmaztak [2]. A legkézenfekvőbb séma, hogy eleve fémötvözet [3] vagy kevert porból préselt [4] céltárgyat alkalmaznak, melynek eredményeként ötvözet NR-ék állíthatók elő. Ugyancsak ötvözet jellegű részecskék hozhatók létre úgy, hogy először tiszta NR kolloidokat állítanak elő, majd ezek keverékét sugározzák be lézerekkel [5]. Egy másik eljárás, hogy valamely anyagból létrehozott NR-ét tartalmazó folyadékban ablálnak egy másik céltárgyat, ilyenkor megfelelő kísérleti körülmények között mag-héj szerkezetű NR-ék is létrehozhatók [6]. Vékonyréteg struktúrák lézeres ablációjával ugyancsak sikerült kevert anyagú részecskéket előállítani [7,8], ugyanakkor jellegéből adódóan a folyamat kihozatala meglehetősen alacsony.

Kísérleteink célja egy olyan elrendezés alkalmazhatóságának vizsgálata volt, melyben két összeillesztett fém lemez (arany és ezüst) érintkezési vonalán történő ablációjával egyetlen lépésben állítunk elő nanorészecskéket. Az arany-ezüst kompozit NR-éket előszeretettel alkalmazzák pl. felületerősített Raman spektroszkópiában [5,6] és gáz szenzorokban [9]. A PLAL alapú előállítási módszer vizsgálatával és a keletkezett kolloidok analitikájával több publikáció is foglalkozik. A fentebb említett előállítási módok közül 532 nm és 1064 nm hullámhosszú lézereket alkalmazva főleg egykomponensű NR-ék keverékéből [5] és a két céltárgy egymás utáni ablációjával [10] állítottak elő mag-héj struktúrájú és ötvözet részecskéket.

Kísérletek

Arany és ezüst lemezeket egy V alakú vágattal ellátott mintatartóba helyeztünk (1. ábra), a lemezek egymással 60°-os szöget zártak be. A lemezeket az érintkezési vonal mentén egy frekvenciakétszerezett Nd:YAG impulzuslézer (532 nm hullámhossz, 6 ns impulzushossz) fókuszált nyalábjával sugároztuk be, ilyen módon a két fémeket egyszerre ablálva a felületükből kilépő plazma keveredhet és közös kavitációs buborékot hozhat létre. A vágat végei nyitottak voltak, hogy a keletkező NR-ék ne gyűljenek fel nagy mennyiségben az ablációs zónában. A mintatartó egy edényben volt elhelyezve, melybe 17 ml desztillált vizet töltöttünk, a folyadék magassága az abláció helyén 15 mm



1. ábra: V alakú céltárgytartó vázlat

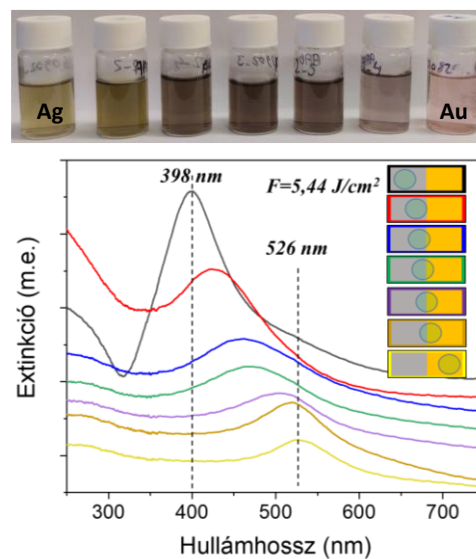
volt. A lézernyalábot egy lencsével az érintkezési vonalra fókuszáltuk úgy, hogy a lemezek síkjára vonatkoztatott terület $1,1 \text{ mm} \times 2,6 \text{ mm}$ nagyságú elliptikus folt volt, az energiasűrűséget $1,8\text{-}5,44 \text{ J/cm}^2$ tartományon változtattuk, a mintánként alkalmazott impulzusszám 3600 volt. Ahhoz, hogy különböző összetételű kolloid oldatot kapjunk, a lézer foltnak az érintkezési vonalra merőleges eltolásával változtattuk az Au:Ag felületarányt. Profilométeres mélységméréssel kimutattuk, hogy a közepes értékű energiasűrűsége ugyanakkora területről az arany maratási sebessége háromszor akkora, mint az ezüsté, ez a nagy különbség főleg a nagyon eltérő reflexiós tényezőkkel magyarázható ($R_{\text{Au}} \approx 0,715$, $R_{\text{Ag}} \approx 0,981$).

Eredmények

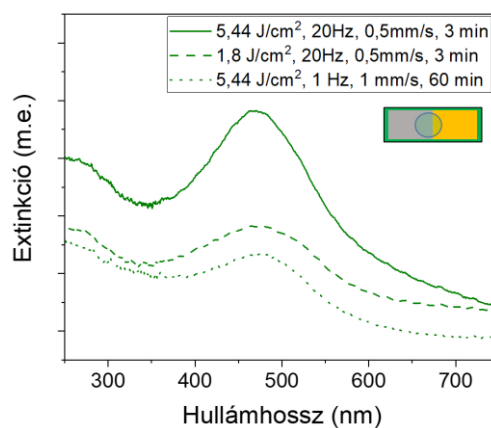
UV-látható spektroszkópiai mérések

A 2. ábrán láthatók a különböző Au:Ag felületi arányokkal készített kolloid oldatok fényképe, valamint a hozzájuk tartozó, közvetlenül az előállításuk után felvett UV-Vis extinkciós spektrumok. Az abláló folt laterális pozícióját és a felületi arányokat az ábra grafikusan szemlélteti. Minden felületarálynál csak egyetlen, széles csúcs látható a spektrumban, az arany felület 0-tól 100%-ig növelésével a csúcs helyzete fokozatosan eltolódik a tiszta ezüstre kapott 398 nm-ről az aranyra kapott 525 nm-ig. Egy korábbi szisztematikus vizsgálatban kimutatták, hogy az Au:Ag kevert anyagú nanorészecske kolloidok felületi plazmon rezonanciás csúcsa közel lineárisan tolódik az anyagösszetétel moláris koncentrációjának változásával [11]. Ez a tény, valamint az arany 3-szoros ablációs rátája megmagyarázza, hogy egyenlő felületi arányok esetén az extinkciós csúcs miért esik jóval közelebb az aranyéhoz. Amennyiben a NR-ék nem kevert anyagúak lennének, a spektrumban két, jól elkülönülő csúcs jelenne meg. A további, részletesebb vizsgálatok céljára a 2. ábrán zölddel jelölt felületarányt alkalmaztuk, melynek anyagösszetétele valószínűsíthetően közel esik az Au:Ag=50:50 atomszázalékos arányhoz.

Felmerül a kérdés, hogy az ötvöződés közvetlenül a céltárgyakból kilépő anyag keveredésének eredménye, vagy a vizsgált csúcs a vízben lebegő, főleg egyanyagú részecskék keverékének ablációja következtében jön létre. Szemmel látható volt, hogy a nanorészecskék a vajatból kiáramlanak és „lefolynak” a mintatartó edény aljára, ugyanakkor az egymást követő impulzusok felületileg átfednek, ami növeli a már lebegő részecskék utólagos ablációjának valószínűségét. Ennek ellenőrzésére az ismétlési frekvenciát 20 Hz-ről 1 Hz-re csökkentettük, a pásztázási sebességet pedig 0,5 mm/s-ról 1 mm/s-ra növeltük, az impulzusszám nem változott. A két kolloid UV-Vis spektrumában a csúcs helyzete nem változott, csak az extinkció nagysága csökkent le a második esetben (lásd 3. ábra). Az energiasűrűség-függést vizsgálva az $1,8 - 5,44 \text{ J/cm}^2$ tartományon, azt figyeltük meg, hogy a csúcsok intenzitása csökken, viszont a csúcsok helyzetében nem figyeltünk meg jelentősebb eltolódást (3. ábra).



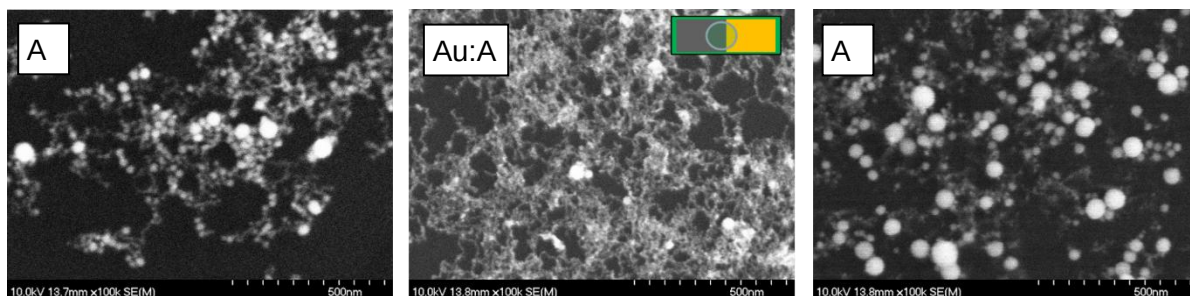
2. ábra Különböző összetételű kolloid oldatok fényképe, valamint a hozzájuk tartozó extinkciós spektrumok.



3. ábra Az ismétlési frekvencia és az energiasűrűség hatása az extinkciós spektrumra.

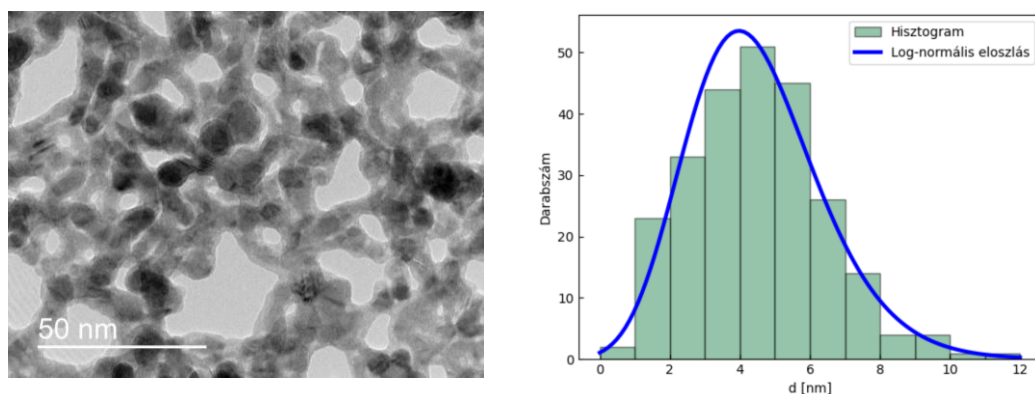
Elektronmikroszkópos vizsgálatok

Ahhoz, hogy egy átfogóbb képet kapjunk a részecskék mérettartományáról, pásztázó elektronmikroszkópos (Scanning Electron Microscopy, SEM) felvételeket készítettünk a kolloidokból szilícium lapokra csepegtetett és megszárított mintákról. A 4. ábrán látható, hogy mind az egykomponensű, mind pedig a kevert anyagú NR-ék nagymértékben polidiszperzek, méretük jellemzően kisebb, mint 100 nm, azonban elvétve előfordultak sokszáz nanométeres méretűek is. A kisebb részecskék aggregálódtak, hosszabban elágazó láncokba rendeződtek.



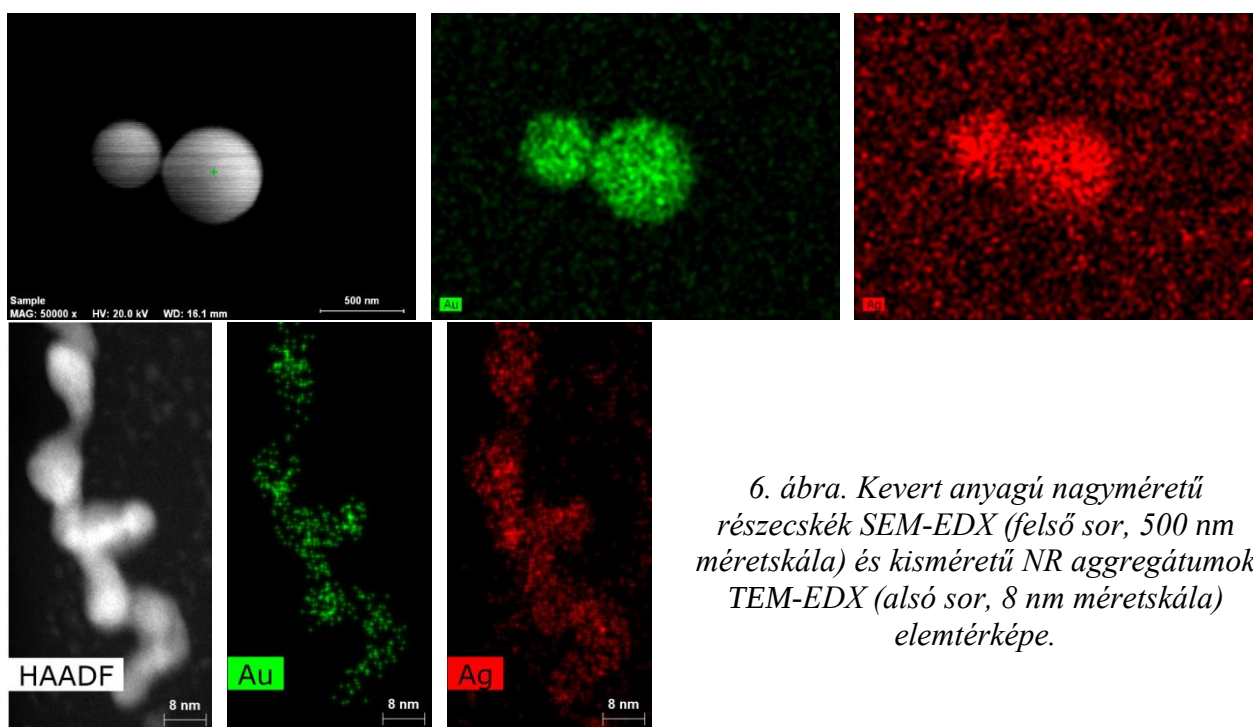
4. ábra. Szilícium lapra szárított nanorészecskék SEM képei

A kisméretű részecskék méreteloszlását transzmissziós elektronmikroszkóppal (Transmission Electron Microscope, TEM) vizsgáltuk. A TEM rácson úgyszintén láncszerű NR aggregátumok voltak megfigyelhetők, melyekre - valószínűleg a száradás folyamán – csapadék rakódott ki. Ezen részecskék jellemzően 10-11 nm-nél kisebbek voltak, 0,5 nm-nél kisebb részecskék a felbontási korlátok miatt nem voltak megfigyelhetők. A méreteloszlás az 5. ábrán látható, módusza 4 nm volt.



5. ábra Nanorészecske aggregátumok TEM képe és a méreteloszlást ábrázoló hisztogramm.

Az anyagösszetételt a SEM és TEM készülékekhez kapcsolt energiadiszperzív röntgen spektroszkóppal vizsgáltuk (Energy-dispersive X-ray Spectroscopy, EDX). A nagyobb méretű részecskék, melyek általában a céltárgy megolvadása révén keletkeznek, inkább egykomponensűek voltak, de akadtak kevert anyagúak is (6. ábra). Ez valószínűsíti azt, hogy az abláció következtében anyagátvitel történik a két fém lemez között és egy következő impulzus már egy némileg kevert összetételű felületet ér. A kis mérettartományon egykomponensű NR-ét csak elvétve találtunk, gyakorlatilag csak kevert összetételűeket találtunk (6. ábra). Kisebb részecskecsoportokra terület-átlagolva az aránytartalom 50 +/- 5 % körülnek adódott.



6. ábra. Kevert anyagú nagyméretű részecskék SEM-EDX (felső sor, 500 nm méretskála) és kisméretű NR aggregátumok TEM-EDX (alsó sor, 8 nm méretskála) elem térképe.

Következtetések

A kísérleteink kimutatták, hogy két fém érintkezési vonalát impulzuslézerrel besugározva, kevert anyagú NR-ék hozhatók létre. A részecskék összetétele változó, polidiszperz méreteloszlású, ami pl. SERS alkalmazás esetén előnyös lehet. Az átlagos összetétel a besugárzott felületarányok révén hangolható. A továbbiakban tervezzük megvizsgálni, hogy a lemezek által bezárt szög milyen módon befolyásolja a keletkező részecskék tulajdonságait.

Köszönetnyilvánítás

A kísérletek finanszírozásához hozzájárult a Kulturális és Innovációs Minisztérium Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alap 2022-2.1.1-NL-2022-00012 azonosító számú Kooperatív Technológiák Nemzeti Laboratóriuma projekt és a TKP2021-NVA-19 pályázat.

Felhasznált irodalom:

- [1] A. H. Attallah, F. S. Abdulwahid, Y. A. Ali and A. J. Haider, *Plasmonics* **18**, 1307–1323 (2023)
- [2] J. Zhang, M. Chaker and D. Ma, *Journal of Colloid and Interface Science* **489**, 138–149 (2017)
- [3] A. Neumeister, J. Jakobi, C. Rehbock, J. Moysiga and S. Barcikowski., *Phys Chem Chem Phys* **16**, 23671–23678 (2014)
- [4] W.-J. Qin, J. Sun, J. Yang and X.-W. Du, *Mater Chem Phys* **130**, 425–430 (2011)
- [5] H. Qayyum, S. Amin, W. Ahmed, T. Mohamed, Z. U. Rehman and S. Hussain, *Journal of Molecular Liquids* **365**, 120120 (2022)
- [6] M. Vinod and K. G. Gopchandran, *Progress in Natural Science: Materials International* **24(6)**, 569-578 (2014)
- [7] V. Amendola, S. Scaramuzza, F. Carraro, E. Cattaruzza, *Journal of Colloid and Interface Science* **489**, 18–27 (2017)
- [8] Zs. Homik, J. Kopniczky, T. Smausz, D. Berkesi, B. Hopp, *Applied Physics A* **128**, 797 (2022)
- [9] Y.H. Khadim, U. M. Nayef and F. AH. Mutlak, *Plasmonics* **19**, 875–883 (2024).
- [10] A. Nyabadza, M. Vazquez and D. Brabazon, *Crystals* **13**, 253 (2023)
- [11] D. Tiedemann, U. Taylor, C. Rehbock, J. Jakobi, S. Klein, W. A. Kues, S. Barcikowski and D. Rath, *Analyst* **139**, 931–942 (2014)

TÖBBFOTONOS ÁLLAPOTOK ELŐÁLLÍTÁSA JELZETT FOTONFORRÁSOK MULTIPLEXELÉSÉVEL

Szilasi Bálint Morgan^{1,2}, Mechler Mátyás^{1,2}, Ádám Péter^{1,2}

¹HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest

²Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Pécs

Több kvantumoptikai kísérlethez és kvantumtechnológiai alkalmazáshoz szükség van megbízható többfotonforrásra [1–3]. Az egyik kísérletileg megvalósítható, többfotonos állapotok előállítására alkalmas technika jelzett fotonforrásokon alapul, melyekben valamilyen nemlineáris optikai folyamatban generálnak fotonpárokat. A két módus egyikében, a „tétlen” módusban adott számú foton detektálása fotonszámfeloldó detektor segítségével a megfelelő többfotonos állapot jelenlétét jelzi a másik, „jel” módusban [4–7]. Ezt a technikát sikeresen alkalmazták egyfoton-állapotok előállítására is. A jelzett fotonforrások valószínűségi jellegét multiplexeléssel kompenzálhatjuk. Térben multiplexelt egyfotonforrások esetén számos jelzett fotonforrást használnak párhuzamosan. Az egyes forrásokban előállított fotonpárok átlagos fotonszámának csökkentése és ezzel párhuzamosan számos forrás egyidejű használata magas egyfotonvalószínűséget és alacsony többfotonos hozzájárulást biztosít [8,9].

Jelen munkában térben multiplexelt jelzett többfotonforrások használatát javasoljuk többfoton-állapotok előállítására. A multiplexelt egyfotonforrások leírására kifejlesztett statisztikus elmélet kiterjeszthető multiplexelt többfotonforrásokra is, amelynek segítségével meghatározható az optimális átlagos bemeneti fotonszám és a multiplexelt források optimális száma, amelyre a kimeneti i -foton valószínűség maximális [10–15]. A források multiplexelésére minimum-alapú, maximum-logikájú, kimeneten bővített nem teljes binárisfa-multiplexereket (OMAXV) használunk, melyek építőkövei aszimmetrikus bináris fotonrouterek [13]. Az egyfoton-állapotok keltésénél ez a multiplexer bizonyult az egyik legjobbnak.

Térben multiplexelt többfotonforrások esetén a multiplexelt egységekben fotonszámfeloldó detektort használva annak a valószínűsége, hogy a kimeneten j foton jelenik meg [9]:

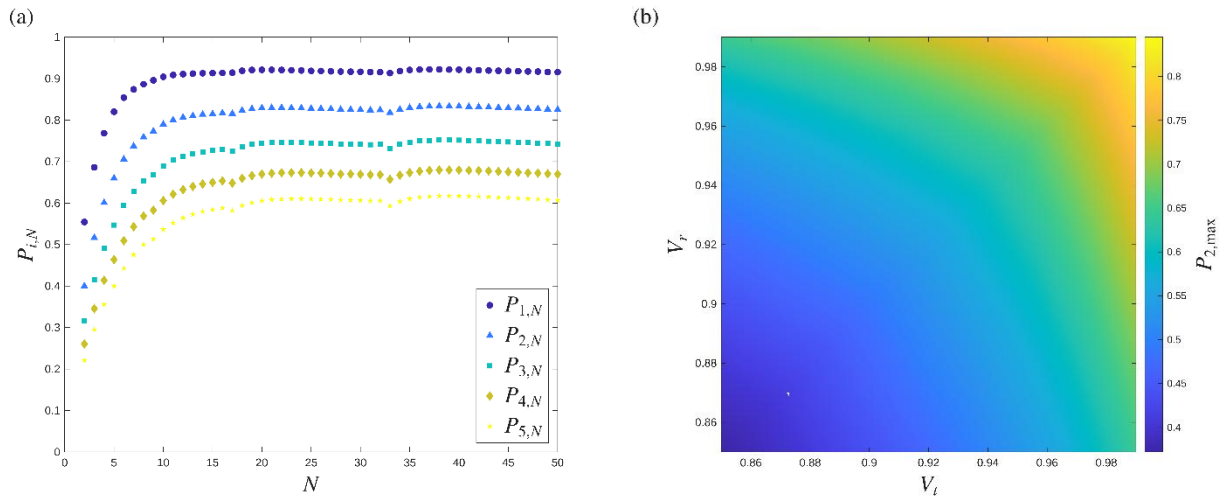
$$P_j = \left(1 - P^{(D)}(i)\right)^N \delta_{j,0} + \sum_{n=1}^N \left[\left(1 - P^{(D)}(i)\right)^{n-1} \times \sum_{l=i}^{\infty} P^{(D)}(i|l) P^{(\lambda)}(l) V_n(j|l) \right], \quad (1)$$

Itt feltételeztük, hogyha a kimenetet i fotonra szeretnénk optimalizálni, akkor a detektorok csak akkor jeleznek, ha i fotont detektáltak. Az egyenletben a $P^{(\lambda)}(l)$ jelöli annak a valószínűségét, hogy a multiplexelt egységben l fotonpár keletkezett, $P^{(D)}(i|l)$ azt a valószínűséget jelöli, hogy az l fotonból i fotont észlelt a detektor, $P^{(D)}(i)$ pedig minden olyan esemény valószínűsége, amikor i foton detektálása történt, amely valószínűség $P^{(\lambda)}(l)$ -re Poisson-eloszlást feltételezve:

$$P^{(D)}(i) = \sum_{l=i}^{\infty} P^{(D)}(i|l) P^{(\lambda)}(l) = \sum_{l=i}^{\infty} \binom{l}{i} V_D^i (1 - V_D)^{l-i} \frac{\lambda^l e^{-\lambda}}{l!} \quad (2)$$

ahol V_D a detektor hatásfok, λ pedig az átlagos bemeneti fotonszám. Az (1) egyenletben megjelenő $V_n(j|l)$ tag annak a feltételes valószínűsége, hogy a multiplexer n -edik karjában keletkezett l fotonból j érkezik a kimenetre.

$$V_n(j|l) = \binom{l}{j} V_n^j (1 - V_n)^{l-j}, \quad (3)$$



1. ábra

ahol V_n a teljes transzmissziós együttható, ami azt írja le, hogy az n -edik karban egy adott foton mekkora valószínűséggel éri el a kimenetet. A V_n -t leíró formula multiplexer típusra jellemző és a V_b , V_r és V_t paraméterek függvénye. A V_b egy általános veszteségi paraméter, melyet $V_b = 0.98$ értékűnek választottunk minden számolás esetén. A V_r és V_t transzmissziós paraméterek pedig az aszimmetrikus fotonrouter két bemenetéhez rendelt veszteséget írja le. A leírt statisztikus elmélettel a multiplexelt többfotonforrások optimalizálhatók, azaz meghatározható a multiplexelt egységek optimális száma (N_{opt}) és a multiplexelt egységekben generált fotonpárok optimális átlagos száma, azaz az optimális átlagos bemeneti fotonszám (λ_{opt}).

Az (1) egyenlet segítségével kiszámolható adott elvárt i -fotonállapot kimenet esetén a $P_{i,N}$ elérhető i -foton valószínűség a multiplexelt egységek N számának függvényében adott veszteségi paraméterek mellett. Az 1(a) ábrán ezt a $P_{i,N}(N)$ függvényt mutatjuk be OMAXV multiplexeren alapuló térben multiplexelt többfotonforrások esetén különböző i kimeneti fotonszámokat feltételezve a jelenleg elérhető legkisebb veszteségek esetére, azaz $V_D = 0.95$ detektorhatásfok, valamint a fotonrouterek $V_r = 0.99$ és $V_t = 0.985$ transzmissziós együtthatói esetén. Az ábrán az OMAXV multiplexereken alapuló egyfotonforrásokhoz hasonlóan lokális minimumok figyelhetők meg. Emellett a kimeneti fotonszámtól függetlenül a görbéknek van globális maximuma, amely $P_{i,max}$ érték a maximális i -foton valószínűség, és az az i -től függően a multiplexelt egységek más és más N_{opt} optimális értékénél található. A globális maximumok azért jelennek meg, mert az OMAXV multiplexer veszteségei általában növekednek, vagyis a multiplexelésből származó előny egy N_{opt} optimális érték után csökken, mert a jelzett fotonok elvesznek a multiplexerben. Az 1(b) ábrán a $P_{2,max}$ maximális kétfoton-valószínűséget ábrázoljuk a fotonrouterek V_t és V_r transzmissziós együtthatói függvényében $V_D = 0.95$ detektorhatásfok esetén. Látható, hogy a $P_{2,max}$ maximális kétfoton-valószínűség természetesen csökken a transzmissziós együtthatók csökkenő értékeinél. Más többfoton-állapotok előállításánál hasonló viselkedés figyelhető meg.

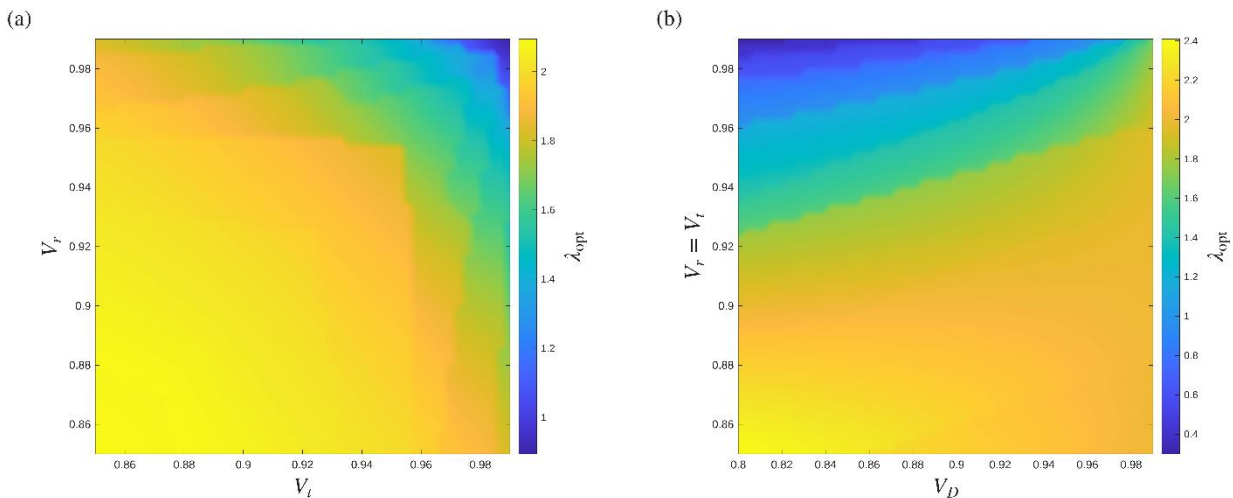
Az 1. táblázatban az OMAXV multiplexeren alapuló multiplexelt többfotonforrások (MMPS) segítségével elérhető $P_{i,max}$ maximális i -foton-valószínűségeket és a megfelelő optimális mennyiségeket, azaz a multiplexelt egységek N_{opt} optimális számát, valamint a λ_{opt} optimális átlagos bemeneti fotonszámokat mutatjuk be a fotonrouterek $V_r = 0.99$ és $V_t = 0.985$ transzmissziós együtthatói, valamint a $V_D = 0.95$ detektorhatásfok mellett. A $P_{i,max}$ és N_{opt} értékek az 1. ábra görbéinek megfelelő adatok. A táblázatban összehasonlításként feltüntettük a jelzett többfotonforrások (HMPS) $P_{i,max}$ maximális i -foton-valószínűségét $V_D = 0.95$ detektorhatásfok mellett. Látható, hogy multiplexelt többfotonforrások segítségével szignifikánsan magasabb többfoton-valószínűségek érhetők el, mint egyetlen jelzett többfotonforrással.

1. táblázat

i	$MMPS_{best}$			$HMPS_{V_D=0.95}$	
	$P_{i,max}$	N_{opt}	λ_{opt}	$P_{i,max}$	λ_{opt}
1	0.913	39	0.249	0.238	1
2	0.808	77	0.614	0.134	2
3	0.714	77	1.35	0.09	3
4	0.634	78	2.34	0.067	4
5	0.566	80	3.51	0.052	5

A következőkben megvizsgáljuk a λ_{opt} optimális átlagos bemeneti fotonszám, azaz a multiplexelt egységekben generált fotonpárok optimális átlagos számának viselkedését. Tehát a multiplexelt egységek N_{opt} optimális száma és az átlagos bemeneti fotonszám λ_{opt} optimális értéke mellett lesz maximális az adott $P_{i,max}$ i -foton-valószínűség. A 2. ábrán OMAXV típusú multiplexeren alapuló térben multiplexelt kétfotonforrások esetén mutatjuk a λ_{opt} optimális átlagos bemeneti fotonszám értékét a V_r és V_t transzmissziós együtthatók függvényeként $V_D = 0.95$ detektorhatásfok mellett (2(a) ábra), illetve a V_D detektorhatásfok és a szimmetrikus fotonroutert feltételező $V_r = V_t$ transzmissziós együtthatók függvényeként (2(b) ábra). A 2(a) ábra mutatja, hogy a fotonrouterek transzmissziós együtthatóinak növelése a vizsgált λ_{opt} mennyiség csökkenéséhez vezet. Megjegyezzük, hogy ezzel párhuzamosan a multiplexelt egységek N_{opt} optimális száma növekszik. A 2(b) ábra viszont azt mutatja, hogy a V_D növelése magas $V_r = V_t$ értékek esetén a λ_{opt} növekedéséhez, míg $V_r = V_t$ alacsonyabb értékei esetén λ_{opt} csökkenéséhez vezet. Az ezen viselkedés mögött álló folyamatok összetettsége miatt a multiplexelt kétfotonforrások egy adott N számú multiplexelt egységből álló és ismert veszteségekkel jellemzett kísérleti megvalósítása esetén az átlagos bemeneti fotonszám optimális értéke egyszerű megfontolásokból nem határozható meg. Ehhez szükség van a korábbiakban leírt teljes statisztikus modell alkalmazására.

Ebben a közleményben javasoltuk a korábban már egyfoton-állapotok előállításához használt térben multiplexelt fotonforrások alkalmazását többfoton-állapotok generálására. Ebben a rendszerben jelzett többfotonforrásokat multiplexelünk, amelyekben fotonszámfeloldó detektorokkal lehet kiválasztani az előállítani kívánt többfoton-állapotot. A rendszer elemzéséhez a minimum alapú, maxi-



2. ábra

imum logikájú kimeneten bővített nem teljes binárisfa-multiplexert választottuk, amely az egyfoton-állapotok keltésénél az egyik legjobbnak bizonyult. Egy teljes statisztikus modell alkalmazásával

meghatároztuk adott veszteségi paraméterek mellett a multiplexelt egységek N_{opt} optimális számát és az átlagos bemeneti fotonszám λ_{opt} optimális értékét, amelynél a kimeneti i -foton valószínűség maximális. Megmutattuk, hogy a javasolt séma segítségével akár $n = 5$ fotonig is lehetséges többfotonos állapotok előállítása jelentősen magasabb többfoton-valószínűségekkel, mint amekkorát a nem multiplexelt jelzett többfoton-forrásokkal el lehet érni. Kétfotonforrás esetében részletesen vizsgáltuk az átlagos bemeneti fotonszám optimális értékének viselkedését a veszteségi paraméterek széles tartományára. Ennek a mennyiségnek helyes megválasztása feltétlenül szükséges a kísérleti megvalósítás során.

Köszönetnyilvánítás

A kutatást részben a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta (projektek: „Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium” 2022-2.1.1-NL-2022-00004, továbbá TKP-2021-EGA-17 és KKP133827 – „Élvonal” – Kutatói kiválósági program)

Felhasznált irodalom

- [1] A. Ourjoumteev, H. Jeong, R. Tualle-Broui, Nature **448**, 784 (2007).
- [2] C. M. Caves, P. D. Drummond, Rev. Mod. Phys. **66**, 481 (1994).
- [3] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, Rev. Mod. Phys. **74**, 145 (2002).
- [4] M. Bouillard, G. Boucher, J. F. Ortas, B. Kanseri, R. Tualle-Broui, Opt. Express **27**, 3113, (2019).
- [5] T. Sonoyama, K. Takahashi, T. Sano, T. Suzuki, T. Nomura, M. Yabuno, S. Miki, H. Terai, K. Takase, W. Asavanant, M. Endo, A. Furusawa, Opt. Express **32**, 32387 (2024).
- [6] J. Tiedau, T. J. Bartley, G. Harder, A. E. Lita, S. W. Nam, T. Gerrits, C. Silberhorn, Phys. Rev. A **100**, 041802 (2019).
- [7] E. Waks, E. Diamanti, Y. Yamamoto, New J. Phys. **8**, 4 (2006).
- [8] E. Meyer-Scott, C. Silberhorn, A. Migdall, Rev. Sci. Instrum. **91**, 041101 (2020).
- [9] P. Adam, M. Mechler, Appl. Sci. **14**, 11249 (2024).
- [10] F. Bodog, M. Mechler, M. Koniorczyk, P. Adam, Phys. Rev. A **102**, 013513 (2020).
- [11] P. Adam, F. Bodog, M. Mechler, Opt. Express **30**, 6999 (2022).
- [12] P. Adam, F. Bodog, M. Koniorczyk, M. Mechler, Phys. Rev. A **105**, 063721 (2022).
- [13] P. Adam, M. Mechler, Opt. Express **31**, 30194 (2023).
- [14] P. Adam, M. Mechler, Opt. Express **32**, 17173 (2024).
- [15] M. Mechler, P. Adam, Sci. Rep. **15**, 18939 (2025).

33.

SZÁLCSATOLT, SUB-PS-OS, HÁROM HULLÁMHOSSZ TARTOMÁNYBAN MŰKÖDŐ TI-ZAFÍR LÉZER FEJRE SZERELHETŐ, KÉTFOTONOS GERJESZTÉSŰ, PÁSZTÁZÓ FLUORESZCENCIA MIKROSKÓPHOZ, AZ AGY *IN VIVO* VIZSGÁLATÁHOZ

Szipőcs Gergely^{1,2}, Krolopp Ádám^{1,2}, Shau Poh Chong³, Rózsa Dániel^{2,3}, Török Peter³ és
Szipőcs Róbert^{1,2}

¹*R&D Ultrafast Lasers Kft, Budapest*

²*HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest*

³*Nanyang Technological University, Singapore*

1. Bevezetés

Az ultragyors optikai szállézereket vagy szálcsatolt ultragyors szilárdtest lézereket széles körben alkalmazzák a nemlineáris mikroszkópiában, mint például a kétfotonos gerjesztésű fluoreszcencia (2PEF), a másodharmonikus keltés (SHG) vagy a koherens anti-Stokes Raman-szórás (CARS) mikroszkópiában [1,2]. Ezeknek a lézereknek számos speciális követelménynek kell megfelelniük az élettudományok területén a kísérleti körülményektől függően: például jellemzően több különböző fluoreszcens jelölésre és ezek megfelelően hatékony (megfelelő hullámhosszú) kétfotonos gerjesztésére van szükség a különböző szövetkomponensek megkülönböztetéséhez a képalkotás során, a jelöléshez használt fluoroforok emissziós spektrumai lehetőleg minimális mértékben fedjék át egymást, az impulzus időtartamát és az objektív utáni fókuszolt átmérőjét is a legkisebbre kell csökkenteni a legnagyobb nemlineáris hatás (maximális fluoreszcencia, SHG vagy CARS jel), a minták minimális hőterhelése érdekében.

Egyes kísérletekben szabadon mozgó állatok agyának *in vivo* képalkotása szükséges, ahol egy kis méretű, könnyű, fejre szerelt pásztázó mikroszkópot [3] használnak a képalkotáshoz, amelyben az ultragyors lézerimpulzusokat egy optikai szál juttatja a fókuszáló optikával ellátott pásztázó fejbe, míg a kibocsátott fluoreszcenciát ugyanaz a két-köpenyű (*ang. double clad*) optikai szál gyűjti össze és juttatja el az (APD vagy PMT) fotodetektor(ok)hoz. A gerjesztéshez használt közeli infravörös lézerimpulzusokat és a visszafelé terjedő fluoreszcencia jelet egy dikroikus tükör (DM) választja ketté a lézer és a szálbecsatoló között, ahol megfelelően megtervezett lézerfény-blokkoló (LBF) és sáváteresztő-szűrő (BPF) védi a detektorokat a visszaszórt lézerfénytől.

Az ultragyors lézerimpulzusok szálon keresztüli továbbítása nem triviális feladat az optikai szálakban fellépő két fő fizikai jelenség miatt: fényintenzitással arányos Kerr-nemlinearitás és a kromatikus diszperzió (elektromágneses hullámok különböző hullámhosszakon eltérő terjedési sebessége optikai hullámvezetőkben) miatt. Előbbi pl. önfázis-moduláció (SPM) formájában jelentkezik, ami a lézerspektrum kiszélesedését eredményezi.

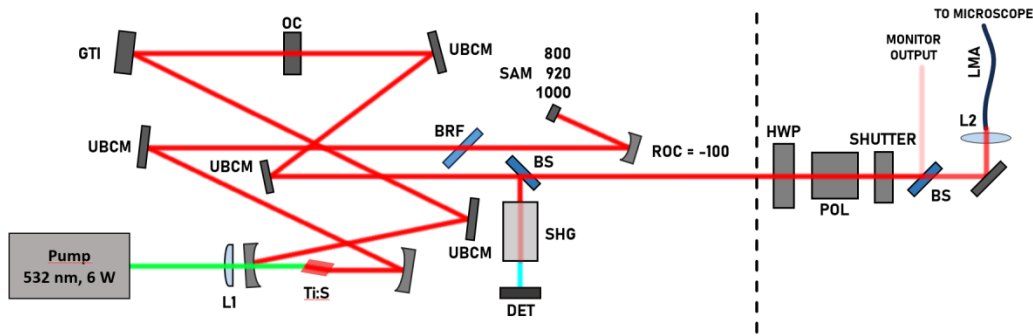
A biológiai minták alacsony hőterhelése az *in vivo* képalkotás fő követelménye, amely nagy csúcsintenzitású (ultrarövid és/vagy alacsony ismétlési frekvenciájú) lézerimpulzusokat igényel a kétfotonos gerjesztéshez. Sajnos minél rövidebb a lézerimpulzus, annál nagyobb a transzformáció-limitált spektrális sáv szélessége, ami a szál diszperziójára vonatkozó egyre nagyobb érzékenységet eredményez. Egy nemrégiben megépített szálcsatolt Ti-zafír lézerünkben [2] minimalizáltuk a száldiszperzió problémáját azáltal, hogy lézerünk impulzushosszát ~150 fs-ról ~0,6 ps-ra növeltük, valamint a lézer ismétlési frekvenciáját ~80 MHz-ről ~20 MHz-re csökkentettük annak érdekében, hogy közel hasonló csúcsintenzitású impulzusokat kapjunk egy közel ~2 m hosszú, üreges maggal és megfelelő fotonikus tiltott sávval rendelkező (HC-PBG) optikai szál (HC-800-2, NKT Photonics) után. A kereskedelmi forgalomban kapható üreges magú PBG szálak (HC-800-2, HC-920, HC-1030) sáv szélessége a közép-hullámhosszuktól függően ~100 nm körüli értékre korlátozódott korábbi vizsgálataink [2] vizsgálataink során.

Egy fejre szerelt pásztázó mikroszkóp rendszer esetében (ahol nincs hely a fent említett optikáknak és detektoroknak) azonban továbbra is össze kell gyűjteni a látható tartományban detektálható fluoreszcens fényt, így az egyetlen lehetőség a kettős köpenyű, nagy módusátmérőjű (LMA), üvegmagú szálak használata az ultragyors lézerimpulzusos lézerforrás és a pásztázó fej közötti fényátvitelre. Egy ilyen szálban az optikai impulzusok csúcsintenzitását és spektrális sávszélességét a nemlinearitás illetve a szál diszperziója korlátozza, utóbbit alapvetően a kvarcüveg anyagi diszperziója határozza meg.

Egy hónapja megjelent konferencia cikkünkben [4] bemutattuk egy, a szingapúri NTU egyetem NOBIC képalkotó központja részére nemrégiben kifejlesztett és megépített, ~69 MHz-es, sub-ps-os Ti-zafir lézerünket, amelynek fontosabb paramétereit (ismétlési frekvencia, impulzushossz) egy olyan, dupla köpenyű, polarizációtartó LMA optikai szálra optimalizáltunk (P-25/250DC-PM, Thorlabs), amely megfelel egy egér- vagy patkányfejre szerelhető, pásztázó kétfoton mikroszkóppal szemben támasztott követelményeknek. Jelen cikkünkben az ott bemutatott eredményeket foglaljuk össze, illetve ismertetjük a témához kapcsolódó jelenlegi munkánkat. Az említett cikkben [4] bemutatott lézer három diszkrét hullámhossz tartományban, ~800 nm, ~920 nm és ~1000 nm körül üzemeltethető, amelyet a lézer módusszinkronizálásra használt telítődő abszorbens tükrök (SAM) nagy reflexiós sávszélessége határoz meg. A következőkben bemutatunk egy szálcsatló egységet is, amelyet közvetlenül a lézer kimenetére, annak burkolatára szereltünk fel, mint kiegészítő elemet. Cikkünk végén tárgyaljuk a szálátviteli és kétfoton abszorpciós fluoreszcencia képalkotásos méréseink eredményeit festett agyszeleteken, a szingapúri NTU NOBIC képalkotó központjában kifejlesztett mikroszkóp rendszerrel, illetve bemutatjuk legújabb további vonatkozó fejlesztéseinket.

2. Kísérleti elrendezés

Lézerünk felépítése és vezérlése hasonló a [2] hivatkozásban leírtakhoz, azzal a fő különbséggel, hogy lézerünkbe nem tudtunk Herriot-cellát beépíteni a lézerünk ismétlési frekvenciájának csökkentése érdekében (lásd az 1. ábrát). Ennek fő oka az volt, hogy a ~20 MHz-es, szub-ps-os, ~530 mW átlagos teljesítményű Ti:zafir lézer [2] fényimpulzusainak csúcsintenzitása kísérletileg az LMA szál nemlineáris küszöbértéke felett volt (a maximális magátmérőt a képalkotási feltételek (pl. NA) korlátozták), ami az impulzusok jelentős spektrális kiszélesedését eredményezte az LMA szálban, ami az optikai impulzusok spektrális sávszélességét a kezdeti ~1-2 nm-es értékről 4-5 nm-re növelte, a becsatolt teljesítménytől függően. Nyilvánvaló, hogy a spektrálisan kiszélesedett optikai impulzusok sokkal érzékenyebbek váltak a szál diszperziójára, hasonlóan a 80-150 fs-os, transzformáció-limitált optikai impulzusokhoz. Kompromisszumként a lézer ismétlési frekvenciáját ~69 MHz-re állítottuk be, amelyet alapvetően a lézerrezonátor fizikai hossza határoz meg. A lézer rezonátorában egy alacsony reflexiós veszteségű, ultraszélessávú GTI diszperziókompenzáló eszköz biztosította a -20.000 fs² és -40.000 fs² között állítható negatív összdiszperziót, amely lehetővé tette számunkra, hogy az impulzus időtartamát ~0,5 ps és ~1 ps közötti tartományban változtassuk [5]. A móduscsatlóáshoz használt SAM eszköztől függően a lézer átlagosan ~530 mW (795 nm-en), ~340 mW (920 nm-en) és 160 mW (995 nm-en) teljesítményt szolgáltatott, amely értékeket közvetlenül a lézer nyitótükrök után mértünk. A GTI eszköz vezérléséhez a kimeneti teljesítmény körülbelül ~20%-át használtuk fel egy vékony BBO kristályban történő SHG jel előállítására [5].

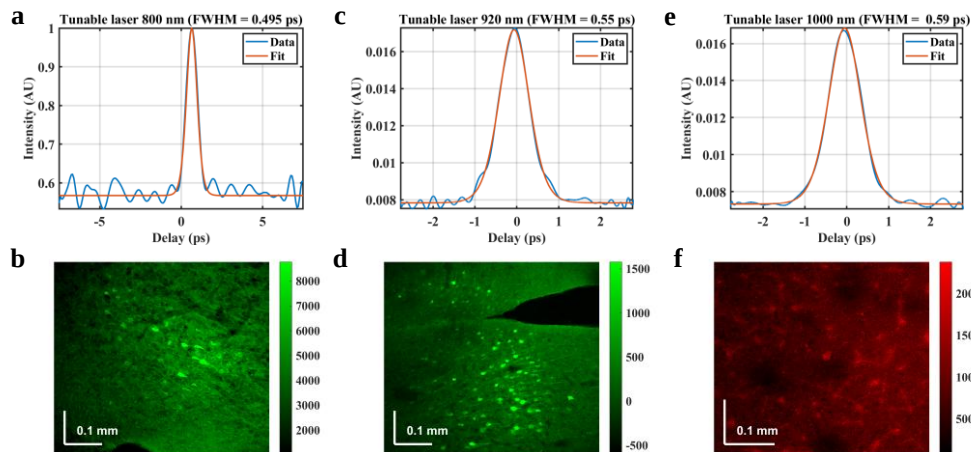


1. ábra: Szálcsatolt, sub-ps-os Ti-zafir lézer [4]. Ti-zafir kristály (úthossz: $PL = 4$ mm), BRF: kettőtörő szűrő a hullámhossz stabilizálására és hangolására, UBCM: ultraszélessávú, csörpölt tükrök, GTI: piezo-vezérelt Gires–Tournois interferométer diszperziókompenzálásra [5], SAM: telítődő abszorbenes tükrök (SAM 800, SAM 920 és SAM 1000) ugyanazon réz hűtőlapra szerelve. OC: nyitótükör, L1, L2: fókuszáló lencsék, SHG: másodharmonikus keltő egység a lézer szabályozásához és „kétfotonos” mikroszkóp referenciajel biztosításához, BS: R~ 20%-os nyalábosztók, HWP/POL: teljesítményszabályozás, LMA: 2 m hosszú, nagy módusátmérőjű optikai szál FC/PC csatlakozókkal [4].

A fentiekben bemutatott (és az R&D Ultrafast Lasers Kft által legyártott) hangolható Ti:zafir lézert fluoreszcens jelölőkkel megfestett, fixált egér-agyszeletek mérésére használtuk egy, a NTU NOBIC Imaging Center által kifejlesztett pásztázó kétfoton-abszorpciós fluoreszcencia mikroszkóppal. A lézerimpulzusok időbeli hosszát a szálkimenetnél mértük egy autokorrelátor (APE pulseCheck NX, Berlin, Németország) segítségével, mielőtt a lézernyalábot a mikroszkópba küldtük volna. A kétfotonos mikroszkóp specifikációja megtalálható a nemrégiben megjelent [6] hivatkozásban.

3. Eredmények [4]

Az előző szakaszban leírt kísérleti elrendezéssel fluoreszcens jelölőkkel ellátott, fixált egér agyszeletekről képeket készítettünk. Az alkalmazott Ti-zafir lézer impulzusszélességét körülbelül 495 fs, 550 fs és 590 fs értékeknek mértük a 800 nm, 920 nm és 1000 nm reprezentatív hullámhosszokon (lásd 2. ábra a, c, e). A szálcsatolt lézer kimenetén mért átlagos teljesítmény rendre 74 mW, 65 mW és 40 mW volt. Kétfotonos mikroszkópunk fényáteresztőképessége közel 50%, ennek megfelelően az objektív síkjában mért maximális teljesítmény ~37 mW, ~30 mW és ~20 mW volt a három különböző hullámhosszon. A 2. ábra (b, d, e) mutatja a kétfotonos fluoreszcencia képeket (512×512 pixel felbontással), 3,2 μ s-ra állított pixel expozíciós idővel. A neuronok (gCAMP6-tal jelölve, 2b. és d. ábra) és az asztrociták (GFAP-ra AF594-gyel festve, 2f. ábra) egyértelműen beazonosíthatók a képeken.



2. ábra: Fluoreszcens jelöléssel ellátott, fixált egéragy-szeletekről NTU NOBIC 2PEF mikroszkóppal készített képek.

4. Továbblépési lehetőségek

A nemrégiben kifejlesztett, és piacon tavaly november óta elérhető, ún. anti-rezonáns szerkezetű, légmagos optikai szálak [7] lehetővé teszik, hogy egyetlen optikai szál alkalmazásával (!) a fentiekben bemutatott, három hullámhossz tartományban (~ 800 nm, ~ 920 nm és ~ 1000 nm környékén működő), szálcsatolt, szub-ps-os lézerünk impulzusainak energiáját az ismétlési frekvencia csökkentésével [2] többszörösére emeljük anélkül, hogy az optikai szálban nemlineáris hatásoktól kellene félnünk, aminek következtében hasonló mértékben növelni tudjuk a detektált fluoreszcencia jel nagyságát, a mikroszkóp jel-zaj (S/N) viszonyát. Jelenleg laborjainkban ilyen antirezonáns optikai szálak tesztelése folyik egy ~ 20 MHz-es ismétlési frekvenciájú [2], de már mindhárom említett hullámhossz tartományban működő szub-ps-os Ti-zafir lézerrel, nemlineáris mikroendoszkópiás és kvantummikroszkópiai alkalmazásokhoz.

Felhasznált irodalom

- [1] Á. Krolopp, A. Csákányi, D. Haluszka, D. Csáti, A. Kolonics, N. Wikonkál, and R. Szipőcs, „Handheld nonlinear microscope system comprising a 2 MHz repetition rate, mode-locked Yb-fiber laser for in vivo biomedical imaging,” *Biomed. Opt. Express* **7**, 3531-3542 (2016).
- [2] Á. Krolopp, L. Fésűs, G. Szipőcs, N. Wikonkál, R. Szipőcs, „A 20 MHz Repetition Rate, Sub-Picosecond Ti-Sapphire Laser for Fiber Delivery in Nonlinear Microscopy of the Skin,” *Life* **14**, 231 (2024).
- [3] B.A. Flusberg, J.C. Jung, E.D. Cocker, E.P. Anderson, and M.J. Schnitzer, "In vivo brain imaging using a portable 3.9 gram two-photon fluorescence microendoscope," *Opt. Lett.* **30**, 2272 (2005).
- [4] G. Szipőcs, Á. Krolopp, S. P. Chong, P. Török and R. Szipőcs, "Fiber-coupled, sub-ps Ti-sapphire Laser for Multi Excitation Wavelength, Head-Mounted Two-Photon Excitation Fluorescence Microscopy of the Brain," *European Conferences on Biomedical Optics 2025*, June 22-26, Munich, Germany, (Optica Publishing Group – SPIE) paper W3A.46 (2025).
- [5] G. Szipőcs, Á. Krolopp, S. P. Chong, P. Török, and R. Szipőcs, "Low Reflection Loss Dispersion Compensation Scheme for Broadly Tunable sub-ps Solid State Lasers," in *CLEO 2023*, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), paper JTh2A.121 (2023).
- [6] S. P. Chong, and P. Török, "Influence of laser pulse shape and cleanliness on two-photon microscopy," *Opt. Contin.* **3**, 552 (2024).
- [7] Francesco Poletti, "Nested antiresonant nodeless hollow core fiber," *Opt. Express* **22**, 23807 (2014)

Köszönetnyilvánítás

A bemutatott eredmények részben a HUN-REN Wigner FK TKP2021-NVA-04 számú projektjének, valamint az R&D Ultrafast Lasers Kft 2018-2.1.5-NEMZ-2018-00003 Eurostar és 2020-1.2.3-EUREKA-2022-00022 Eureka projektjeinek támogatásával jött létre.

34.

ACTIVATION OF METROLOGICALLY USEFUL GENUINE MULTIPARTITE ENTANGLEMENT

Róbert Trényi^{1,2,3,4}, Árpád Lukács^{5,4,2}, Paweł Horodecki^{6,7}, Ryszard Horodecki⁶,
Tamás Vértesi⁸, Géza Tóth^{4,3,9,2}

¹*Department of Theoretical Physics, University of Szeged, Tisza L. krt. 84-86, H-6720 Szeged, Hungary*

²*HUN-REN Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary*

³*EHU Quantum Center, University of the Basque Country UPV/EHU, Leioa, Biscay, Spain*

⁴*Department of Theoretical Physics, University of the Basque Country UPV/EHU, Bilbao, Spain*

⁵*Department of Mathematical Sciences, Durham University, Durham, United Kingdom*

⁶*International Centre for Theory of Quantum Technologies, University of Gdańsk, Gdańsk, Poland*

⁷*Faculty of Applied Physics and Mathematics, National Quantum Information Centre, Gdańsk University of Technology, Gdańsk, Poland*

⁸*MTA Atomki Lendület Quantum Correlations Research Group, HUN-REN Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Sciences, Debrecen, Hungary*

⁹*IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain*

We live in the era of the second quantum revolution [1], where one tries to engineer quantum systems to one's advantage, that is, to outperform what is achievable within the framework of classical physics. In other words, one tries to make technologies out of quantum phenomena. Nowadays, the most prominent branches of quantum technologies are, for instance, quantum computing [2], quantum communication [3], and quantum metrology [4, 5]. In quantum metrology, the main goal is to measure a small phase parameter, θ , with the highest possible precision. For instance, this θ could be the phase difference between the two arms of a Mach-Zehnder interferometer. The more precisely θ can be measured, the more accurately the associated physical quantity (e.g., magnetic field strength, temperature, or time) can be determined. The typical process in quantum metrology is as follows. An initial quantum state ρ is prepared in an experiment, which is then evolved in time by the system's Hamiltonian operator H in such a way, that the phase parameter θ becomes encoded into the output state $\rho(H, \theta)$. Subsequently, the output state is measured, and the small parameter θ is estimated via the measurement results. The aim is to achieve the smallest possible uncertainty $\Delta\theta$ of the phase parameter. This process is illustrated in Figure 1.

The error (variance) of this estimation cannot be smaller than the inverse of the so-called quantum Fisher information $F_Q[\rho, H]$, that is, we have that

$$(\Delta\theta)^2 \geq \frac{1}{F_Q[\rho, H]},$$

where ρ is the initial state and H is the system's Hamiltonian operator. It is evident that the larger the value of F_Q , the smaller the error that can be achieved, and thus, the better the metrological performance of the state.

It is known [4,5] that if the initial N -partite state ρ is not entangled, then $F_Q \approx N$ provides the highest achievable accuracy, which is the so-called 'shot-noise' limit, corresponding to $(\Delta\theta)^2 \approx 1/N$. This is the highest accuracy achievable within the framework of classical physics. When the initial state ρ is entangled, then $F_Q \approx N^2$ can be achieved, leading to $(\Delta\theta)^2 \geq 1/N^2$, which is a significant

improvement when the number of particles N is large. This is the so-called Heisenberg limit, which is the best accuracy achievable within the framework of quantum mechanics.

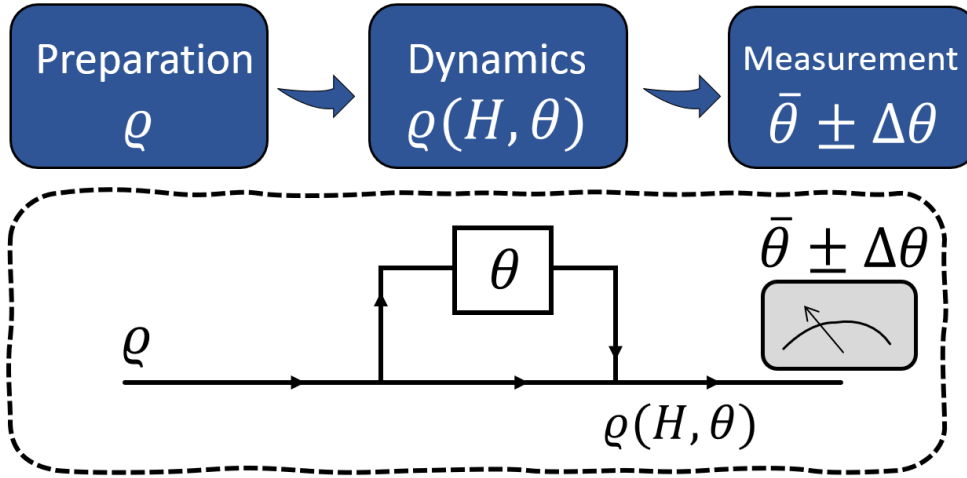


Figure 1: The general process of quantum metrology. The Mach-Zehnder interferometer (below) as a specific implementation, where the goal is to measure the phase difference θ between its two arms. The estimated value of the θ parameter is $\bar{\theta}$, and its standard deviation (error) is $\Delta\theta$.

If an initial state ρ can achieve an accuracy better than the 'shot-noise' limit with a certain Hamiltonian operator, then the state is considered metrologically useful. In such cases, we have quantum advantage for metrology. That is, quantum mechanical effects are exploited to achieve higher accuracy than what is possible with any conventional, classical (separable) system, where quantum mechanical effects (entanglement) do not play a role. This means that a quantum state is metrologically useful if it has a higher quantum Fisher information value than any separable state. The maximal usefulness can only be achieved by quantum states containing the highest form of entanglement, which is called genuine multipartite entanglement (GME).

It is known that entanglement is a necessary condition for metrological usefulness, but not all entangled states are useful for metrology [6]. In [7], we introduced a simple method to enhance the metrological performance of these non-useful noisy entangled states by utilizing multiple copies of the state. Or in other words, to "activate" their potential to be useful for some metrological task. This is important since the optimal states for metrology (strongly entangled pure states) are very fragile, even small noise can result in the loss of their metrological usefulness. This can be problematic as usually the preparation of the state is not perfect.

With our proposed scheme, we can identify a broad class of practically important states that possess metrologically useful GME in the case of several copies, even though in the single copy case these states can be non-useful, i.e., not more useful than separable states. Thus, we essentially activate quantum metrologically useful GME. Moreover, the maximal metrological usefulness is reached exponentially fast with the number of copies and the necessary measurements are just simple correlation observables. We also provide examples of states not living in the above mentioned class that improve their usefulness (such as noisy GHZ and W states). Our scheme can also be used to protect certain quantum states against certain types of errors without the use of full-fledged quantum error correction techniques.

References

- [1] J. P. Dowling and G. J. Milburn, *Philos. Transact. A Math. Phys. Eng. Sci.* **361**, 1655–1674 (2003).
- [2] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O’Brien, *Nature* **464**, 45–53 (2010).
- [3] F. Xu, X. Ma, Q. Zhang, H.-K. Lo, and J.-W. Pan, *Rev. Mod. Phys.* **92**, 025002 (2020).
- [4] G. Tóth and I. Apellaniz, *J. Phys. A-Math.* **47**, 424006 (2014).
- [5] L. Pezzè, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, and P. Treutlein, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 035005 (2018).
- [6] P. Hyllus, O. Gühne, and A. Smerzi, *Phys. Rev. A* **82**, 012337 (2010).
- [7] R. Trényi, Á. Lukács, P. Horodecki, R. Horodecki, T. Vértesi, and G. Tóth, *New J. Phys.* **26**, 023034 (2024).

35.

TÖBB-IMPULZUSOS ELRENDEZÉS ÁLTAL VEZÉRELT SZABADELEKTRON HULLÁMCSOMAG INTERFERENCIA

Tóth Attila¹, Nagy Ladislau², Joós Krisztina², Borbély Sándor²

¹*ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged*

²*Babes-Bolyai Tudományegyetem, Fizikai Tanszék, Kolozsvár, Románia*

Az atomok erős lézerimpulzusokkal való kölcsönhatása során az ionizáció mellett másodlagos folyamatok is végbe mennek. Ezek lehetnek különböző időpillanatokban kibocsátott hullámcsomagok közötti, azaz időbeli interferencia [1], valamint az egyszerre kibocsátott, de különböző térbeli utat követő hullámcsomagok közötti, úgynevezett térbeli interferencia [2]. A térbeli interferencia által a szabad elektronok impulzuseloszlásában létrehozott mintázatok a visszamaradt ionok hologramjaként értelmezhetők.

Korábbi publikációinkban [3, 4] részletesen tanulmányoztuk hogyan keletkezik a fotoelektron hologram, illetve hogyan befolyásolják a lézer pulzus paraméterei és a céltárgy atomfajtája. Egy hullámfüggvény szabáló eljárás segítségével vizsgáltuk a különböző típusú interferencia minták kialakulását és azok koherens szuperpozícióját az időfüggő Schrödinger-egyenlet direkt numerikus megoldása során.

Jelen munkánkban egy eltérő stratégiát követünk, melyben egy többimpulzusos elrendezést alkalmazunk [5]. A kontinuum hullámcsomagokat attoszekundumos lézerimpulzusok hozzák létre, míg trajektóriájukat egy néhány-ciklusú infravörös impulzus vezérli.

Felhasznált irodalom

- [1] F. Lindner et. al, Attosecond Double-Slit Experiment, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 040401
- [2] X.-B. Bian et. al, Subcycle interference dynamics of time-resolved photoelectron holography with midinfrared laser pulses, Phys. Rev. A 84 (2011) 043420
- [3] S. Borbély et. al, Spatial and temporal interference during the ionization of H by few-cycle XUV laser pulses, Phys. Rev. A 87 (2013) 013405
- [4] S. Borbély et. al, Photoelectron holography of atomic targets, Phys Rev. A 99 (2019) 013413
- [5] A. J. Piper et. al, Attosecond Clocking and Control of Strong Field Quantum Trajectories, Phys. Rev. Lett. 134 (2025) 073201

36.

PLAZMONIKUS CIRKULÁRIS DIKROIZMUS NANOOPTIKAI TEREK KOHERENS SZABÁLYOZÁSÁRA

Tóth Lázár¹, Budai Judit¹, Márton Zsuzsanna¹, Rácz Péter², Dombi Péter^{1,2},
Pápa Zsuzsanna¹

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

²HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A plazmonikus nanostruktúrák kétféle cirkuláris polarizációjú gerjesztésre adott eltérő válasza (cirkuláris dikroizmus) kiemelkedő lehetőségeket kínál például a királis fény–anyag kölcsönhatások szabályozásában, illetve a nanofotonika [1] és a kvantumoptika területén. Ez a jelenség nem csupán az optikai jelátvitel új generációját vetíti előre, hanem lehetőséget teremt rendkívül kis intenzitású fény segítségével működő, úgynevezett optikai kapcsolók megvalósítására is [2].

Kutatásunk során olyan arany nanorudakból álló dimereket terveztünk, amelyek köztér-eloszlása kivételesen nagy kontrasztot mutat balra- és jobbra cirkulárisan polarizált fény hatására, amely már önmagában is a királis fény–anyag kölcsönhatások szelektív erősítésére utal.

A köztérbeli optikai eloszlások részletes feltérképezésére pásztázó optikai köztér-mikroszkópot (SNOM – Scanning Near-field Optical Microscopy) alkalmaztunk, amely lehetővé tette a plazmonikus nanorészecske dimerek közelterének nagy térbeli felbontású vizsgálatát. Méréseink során kimutattuk, hogy a gerjesztő fény polarizációjától függően ugyanazon nanostruktúrán a nagy térerősséggel jellemezhető pontok alacsony térerősségűvé válhatnak, ami a lokális plazmonikus válasz polarizáció-függő irányításának lehetőségét demonstrálja. Emellett azonosítani tudtuk a nanorészecske dimereket jellemző sajátmódusok gerjesztését, és azok különálló hozzájárulását a teljes plazmonikus királis optikai válaszhoz [3].

Eredményeink hozzájárulnak a királis fény által vezérelt, célzott nanofotonikus eszközök tervezéséhez, például olyan szenzorokhoz, optikai logikai elemekhez vagy kvantum-információs rendszerekhez, ahol a polarizációs szelektivitás és az irányított energiaátvitel kulcsfontosságú szerepet játszanak.

Felhasznált irodalom

- [1] P. Dombi, Z. Pápa, et al., “[Strong-field nano-optics](#),” Rev. Mod. Phys. **92**, 025003 (2020).
- [2] P. Sándor, B. Lovász, J. Budai, Z. Pápa and P. Dombi, “[Ultrafast surface plasmon probing of interband and intraband excitations](#)” Nano Lett. **24**, 8024–8029 (2024).
- [3] L. Tóth, J. Budai, Z. Márton, P. Rácz, P. Dombi, Z. Pápa „[Plasmonic circular dichroism for coherent control of nanooptical fields](#)” kézirat közlésre benyújtva (2025).

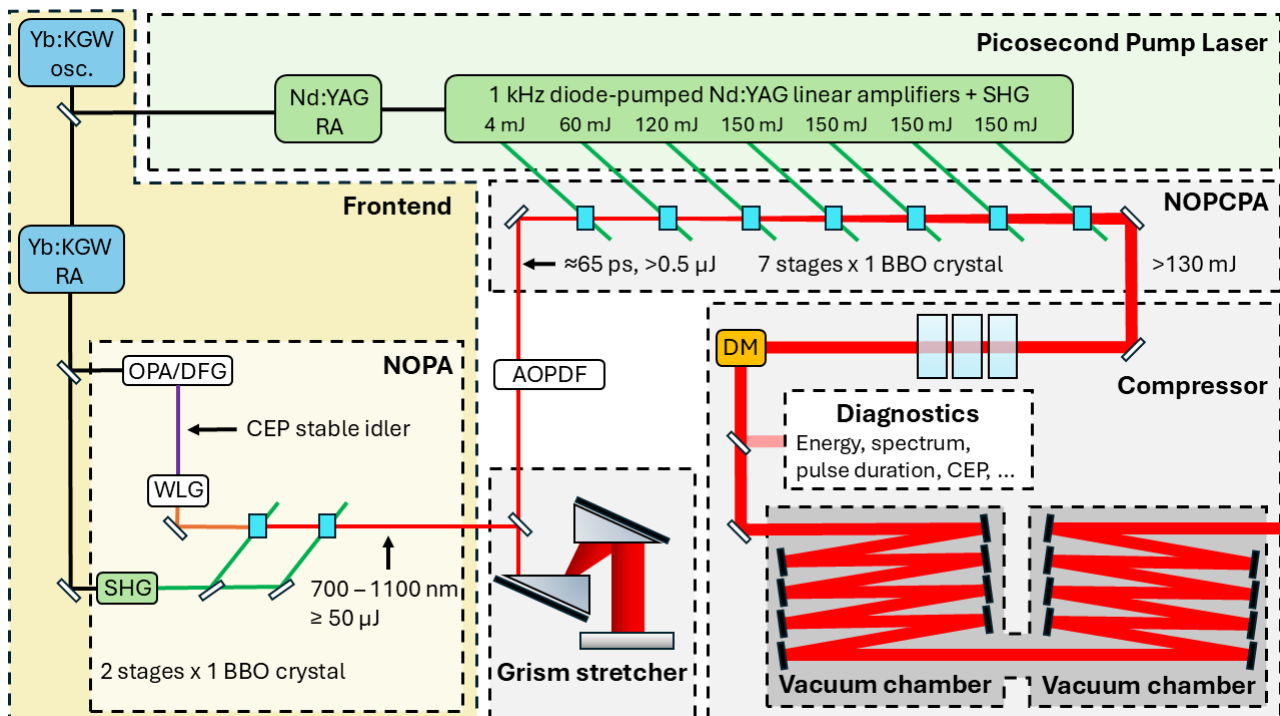
AZ ELI-ALPS SYLOS3 LÉZERRENDSZERE ÉS "ON-TARGET" MÉRT PARAMÉTEREI

Szabolcs Tóth¹, Indranuj Dey¹, Mojtaba Shirozhan¹, Sudipta Mondal¹, Balázs Kovalovszki¹, János Csontos¹, Prabhask P. Geetha¹, László Tóth¹, Tamás Somoskői¹, István Dóra¹, Dániel Abt¹, Subhendu Kahaly¹, Ádám Börzsönyi¹

¹ ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

Bevezetés

A SYLOS 3 egy élvonalbeli lézerrendszer az ELI-ALPS kutatóközpontban, amely 120 mJ energiájú, kevesebb mint 8 fs időtartamú, valamint CEP (Carrier Envelope Phase) stabilitású impulzusokat állít elő 1 kHz ismétlési frekvenciával.



1. ábra: A SYLOS 3 lézerrendszer sematikus elrendezése.

A rendszer kiindulópontját egy Yb:KGW oszcillátor adja, amelynek femtoszekundumos seed impulzusait egy nyalábosztó két fő ágra választja szét (1. ábra). A „Frontend” ágban optikai parametrikus erősítés (OPA), különbségi-frekvencia keltés (DFG), fehérfény keltés (WLG), valamint kettő BBO kristállyal megvalósuló nemkollineáris optikai parametrikus erősítés (NOPA) történik, ahol az erősítéshez szükséges pumpaimpulzus a seed impulzus frekvenciakétszerezettje. Ezek eredményeképpen szélesávú (~700–1100 nm), CEP-stabil seed impulzust kapunk.

A rendszer másik fő ágán egy 1 kHz ismétlési frekvenciájú, Nd:YAG diódalézer-pumpált erősítőkől álló pikoszekundumos pumpa lézer található, amelyben másodharmonikus-keltés révén hét különálló 532 nm-es pumpanyaláb keletkezik, 4 mJ-től egészen 150 mJ energiáig.

A „Frontend”-ből kilépő seed impulzust egy rácsprizma-nyújtó (Grism stretcher) és egy akusztó-optikai programozható diszperziós szűrő (AOPDF) nyújtja meg, majd hét, BBO kristályt tartalmazó nemkollineáris optikai parametrikus csörpölt impulzuserősítő (NOPCPA) erősíti tovább a pikoszekundumos pumpa lézerből érkező pumpanyalábok segítségével.

Az erősített impulzusok időtartamának femtoszekundumos tartományba történő előkompressziója üveg tömbök, illetve négy pár csörpölt tükrök alkalmazásával történik, miközben a hullámfront-korrekción egy deformálható tükrök (DM) végzi.

A rendszer kimenetén, a nyaláb egy része mintavételezéssel a diagnosztikai ágba kerül, ahol mérhető az impulzusenergia, a spektrum, az impulzushossz és a CEP-stabilitás. A főbb kimeneti paramétereket az 1. táblázat foglalja össze.

Paraméter	Garantált érték	Maximális (Best effort) érték	Hangolási tartomány
Csúcsteljesítmény	13 TW	>15 TW	2,5 – 15 TW
Impulzusenergia	104 mJ	>120 mJ	20 mJ-től a maximális értékig
Nyalábprofil	Szuper-Gauss	Szuper-Gauss	Nem hangolható
Impulzushossz	9 fs	<8 fs	8 – 200 fs
Ismétlési frekvencia	1 kHz	1 kHz	Frekvenciaosztás kérhető
CEP-stabilitás	<250 mrad	<200 mrad	Beállítható: $0 - 2\pi$
Energia stabilitás	<1,0 %	<0,7 %	Nem hangolható
Előimpulzus időbeli kontrasztja	>10 ⁹	10 ⁹	Nem hangolható
Strehl arány	>0,75	>0,8	Nem hangolható
Központi hullámhossz	825 nm	825 nm	Nem hangolható
Nyalábátmérő FWHM	60 mm	60 mm	Nem hangolható
Tiszta apertúra	100 mm	100 mm	Nem hangolható

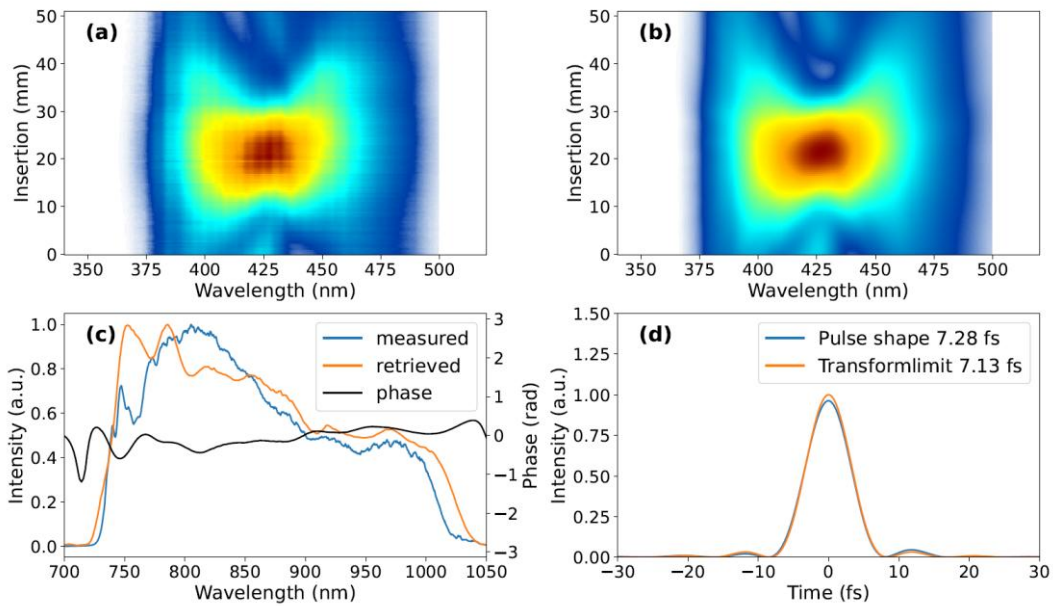
1. táblázat: A SYLOS 3 lézerrendszer kimeneti paraméterei

Az előállított impulzusok vákuumkamrákon keresztül öt különböző célterületre irányíthatók, ahol különféle alkalmazásokra — például magas harmonikus generálására gáz- és szilárdtestekben, elektrongyorsításra, illetve proton- és neutronkeltésre — használhatók fel. Mindegyik nyalábvonal saját csörpölt tükrös kompresszorral rendelkezik a végső impulzuskompresszió érdekében, valamint egy deformálható tükrökkel, amely a fókuszolt optimális beállítását teszi lehetővé.

A kísérletek eredményeinek értelmezéséhez és optimalizációjához elengedhetetlen az impulzus paramétereinek karakterizálása a céltárgy közelében, ahol a fény-anyag kölcsönhatások zajlanak. Ennek érdekében nemrég egy f-to-2f interferométert építettünk fel az egyik kísérleti terület mellett, amely segítségével az impulzusok CEP zaját „on-target” tudjuk optimalizálni. A továbbiakban bemutatjuk a SYLOS 3 impulzusok „on target” karakterizációját az SHHG (Surface High Harmonic Generation) nyalábvonal mentén végzett vizsgálataink során.[1]

Módszerek és eredmények

Az előkompressziót követően a végső impulzuskompresszió, a Fourier-határ elérése érdekében, négy pár csörpölt tükrökkel valósul meg az SHHG nyalábvonalon.[1] Ezt követően egy deformálható tükrökkel kompenzáljuk a nyalábtranszport által bevezetett aberrációkat. Az impulzus időbeli karakterizációját — a nyaláb mintavételezése után — vákuumkompatibilis D-scan rendszerrel végezzük, amelynek eredményei a 2. ábrán láthatók. Az adatok kiértékelése alapján a kompresszált impulzus időbeli hossza 7,3 fs, míg a Fourier-limitált impulzushossz 7,13 fs volt.

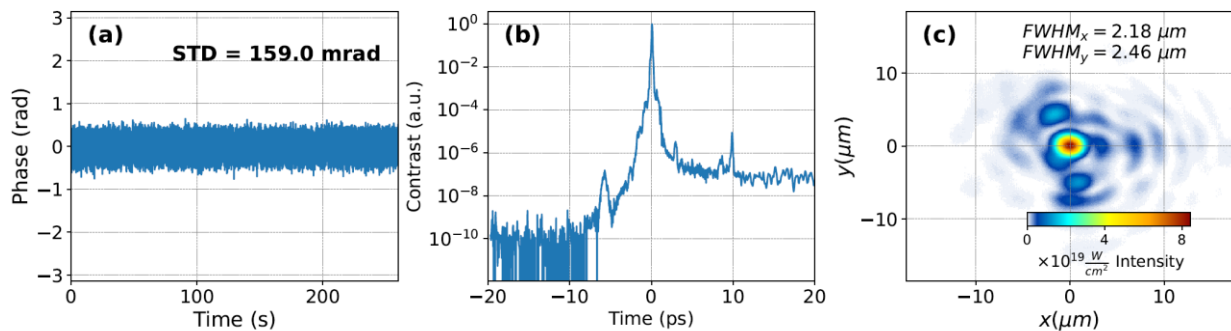


2. ábra: Impulzushossz mérés eredménye vákuumkompatibilis D-scan berendezéssel. Mért (a) és kiértékelt (b) D-scan nyomvonalak. Mért (kék) és kiértékelt (narancs) spektrumok, és spektrális fázis (fekete) (c). Kiértékelt (kék) és Fourier-limitált (narancs) időbeli impulzus-alakok (d).

Az ultrarövid impulzusokat egy holey-mirror segítségével osztjuk pumpa és próba ágakba. A lyukon áthaladó próba impulzust egy R:T=10:90 nyalábosztóval tovább mintavételezve, az összenergia 10%-át vezetjük az f-to-2f interferométerbe CEP-mérés céljából.

Az f-to-2f interferométer elrendezése egy -2 m görbületes sugarú tükörből, két $500\ \mu\text{m}$ vastagságú ömlesztett kvarc lemezből, egy $50\ \mu\text{m}$ vastagságú I. típusú BBO kristályból, egy Glan polarizátorból, egy rövidhullám-áteresztő szűrőből és egy FRINGEEZZ (Fastlite) single-shot spektrométerből tevődik össze. Az egyik kvarc lemezt egy transzlációs eltolóra helyeztük, amely lehetővé teszi a csúcshintenzitás finomhangolását, illetve spektrálisan szélesített impulzusok előállítását $500\ \text{nm}$ és $1400\ \text{nm}$ között. A BBO kristállyal a szélessávú impulzus $1030\ \text{nm}$ -es komponenséből másodharmonikust keltünk, amely interferál a Glan polarizátor utáni $515\ \text{nm}$ -es komponenssel. A BBO kristály előtti második kvarc lemez növeli az interferenciasávok sűrűségét a spektrométer számára. A BBO kristályt követően a nyaláb kilép a vákuumkamrából és a spektrométerbe fókuszáljuk.

Ez a rendszer lehetővé teszi a CEP valós idejű mérését, valamint az aktív visszacsatolást a kísérletek során. A CEP-zaj mérésnek egy tipikus eredményét a 3(a) ábra szemlélteti. Aktív visszacsatolás mellett a CEP-zaj hosszú távú szórása $159\ \text{mrad}$ értéket ért el.



3. ábra: „On-target” CEP-stabilitás aktív visszacsatolással (a), impulzuskontraszt (b), és far-field intenzitásteloszlás a kölcsönhatási pontnál

Az impulzuskontrasztot a deformálható tükör után, egy ékkel mintavételezett nyalábbal mérjük. A nyalábméretet egy leképező teleszkóppal csökkentjük, majd a nyalábot kivezetve a vákuumkamrából egy harmadrendű keresztkorrelátorba (Tundra) irányítjuk. Az időbeli kontrasztmérés eredményét a 3(b) ábra mutatja, ± 20 ps-os ablakban a főtűcs körül.

A fókuszfoltot az off-axis parabolát követően egy objektívvel nagyítjuk és leképezzük a vákuumkamrán kívüli mérésre. A far-field intenzitáseloszlását a 3(c) ábra szemlélteti. A fókuszfolt félértékszélessége a vízszintes irányban $2,18 \mu\text{m}$, függőleges irányban $2,46 \mu\text{m}$. A mért impulzusalak, a far-field eloszlás és a nyalábtranszport 70%-os transzmissziós tényezőjének figyelembevételével a kölcsönhatási pontnál a csúcshintenzitás meghaladja a $8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ értéket.

Konklúzió

A felépített f-to-2f interferométer segítségével „on-target” módon sikerült mérni és aktív visszacsatolással hosszú távon 160 mrad alatti értékre stabilizálni a CEP-zajt. Emellett a diagnosztikai elrendezés lehetővé tette az impulzus időbeli kontrasztjának „on-target” karakterizációját is, amely hasznos információval szolgál a kísérleti eredmények értelmezéséhez.

Felhasznált irodalom

[1] M. Shirozhan et al, ”High-Repetition-Rate Attosecond Extreme Ultraviolet Beamlines at ELI ALPS for Studying Ultrafast Phenomena,” *Ultrafast Science*, **4**, 0067 (2024).

ANOMALOUS NONLINEAR COMPTON SCATTERING IN THE X-RAY REGIME

Sándor Varró¹

¹*ELI ALPS Laser Research Institute, Szeged*

The nonlinear Compton scattering has been one of the most thoroughly analysed strong-field phenomenon, whose study started already immediately after the invention of the laser [1-2]. On the other hand, by now, there have been only few direct measurements of high-harmonic generation by free electrons. Recently the second harmonic of X-ray radiation (of incoming photon energy around 10 keV) has been observed in Compton scattering of a high-power free-electron laser beam (of about 10^{21} W/cm² intensity) impinging on beryllium targets [3-4]. An unexpectedly large red-shift (of almost 2 keV) of this spectral component has been observed, in addition to the expected Compton shift (700 eV). This anomaly cannot be explained by assuming the known possible causes like the well-known intensity-dependent frequency shift (because the intensity parameter is 6×10^{-3} in the experiment), the quasi-free property of the electron, or thermal effects. In the present contribution, first we shall review the main features of this anomaly and some attempts for its interpretation. Then, we outline our possible interpretation, relying on the concept of dressed radiation associated to the electron, which may be termed as a sort of escort field of massive photons [5]. In the case of electrons the general formula for the dressing by an arbitrary charged particle [5] yields the invariant mass 9.2632 keV/c² for such an escort field, which is about 55 times smaller than the electron mass. According to our earlier work on the Dirac electron in a plasma environment [6], the intensity parameter of the electron embedded in a massive photon field should be increased by this same factor, in comparison with the vacuum value. On the basis of this consideration we show that the excess contribution to the red-shift in X-ray Compton scattering can be substantially larger than the one coming out from the usual Volkov description, and this gives a possible explanation of the measured anomaly.

References

- [1] Brown L S and Kibble T W B, Interaction of intense laser beams with electrons. *Phys. Rev.* 133, A705-A709 (1964).
- [2] Ritus V I and Nikishov A I, Quantum electrodynamics of phenomena in intense fields. *Works of the Lebedev Physical Institute* 111, 5-278 (1979).
- [3] Fuchs M et al, Anomalous nonlinear X-ray Compton scattering. 2015 *Nat. Phys.* 11, 964.
- [4] Kettle B et al, Anomalous two-photon Compton scattering. 2021 *New J. Phys.* 23 115008. [5] Varró S, Proposal for an electromagnetic mass formula for the X17 particle. *Universe* 2024, 10, 86. [<https://doi.org/10.3390/universe10020086>].
- [6] Varró S, New exact solutions of the Dirac equation of a charged particle interacting with an electromagnetic plane wave in a medium. *Laser Phys. Letters* 10 (2013) 095301. E-print: arXiv:1305.4370 [quant-ph].

39.

ULTRAFAST DYNAMICS IN REAL AND MOMENTUM SPACE DISCLOSED BY THE NANOESCA AT ELI ALPS

Csaba Vass¹, Gyula Halasi¹, Nikolett Oláh¹, Péter Sándor², Gábor Ligeti², Péter Rácz², Judit Budai¹, Zsuzsanna Pápa¹, L. Tóth¹, Zsuzsanna Márton¹, F. Blödnorn³, F. Simperl³, A. Imani³, P. Carpeggiani³, Zoltán Filus¹, Tímea Grósz¹, C. Biswas¹, Balázs Major¹, Péter Jójárt¹, Imre Seres¹, Barnabás Gilicze¹, Zsolt Bengery¹, László Óvári¹, W. S. M. Werner³, A. Bellissimo³, Péter Dombi^{1,2}

¹ELI ALPS Laser Research Institute, Szeged

²HUN-REN Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary

³Vienna University of Technology, Vienna, Austria

The NanoESCA endstation is a state-of-the-art, powerful tool to study the electronic structure of surfaces and the condensed phase. We demonstrate the versatility of a novel design photoelectron microscope, combined with an imaging energy filter, for momentum-resolved photoelectron detection. Together with a time-resolved imaging detector, it is possible to combine spatial, momentum, energy, and time resolution of photoelectrons within the same instrument. The NanoESCA is designed to work with various excitation sources, including internal VUV-, few-cycle CEP stable laser oscillator and XUV-IR laser sources. Our focus is to reveal surface dynamics, including ultrafast processes in topological insulators, ultrafast magnetism, electron transfer processes, plasmonic responses and band structure evolution. In this work, we present the results of two user campaigns conducted at the ELI-ALPS in Szeged, Hungary.

I. Previous studies demonstrated that the nanoplasmonic field enhancement is measurable by ultrafast photoemission [1-3]. We used the NanoESCA endstation to reveal the dynamics of few-cycle plasmon oscillations with nanometre-scale lateral resolution. Bowtie-shaped gold nanostructures in different geometries (Fig.1a; prepared by electron beam lithography on ITO-covered fused silica substrate) were excited by few-cycle, CEP-stable laser pulses (central wavelength of 830 nm, pulse duration of 6.7 fs). The time evolution of the localised plasmon field was studied in a pump-probe arrangement by recording photoelectron autocorrelation traces (Fig.1b).

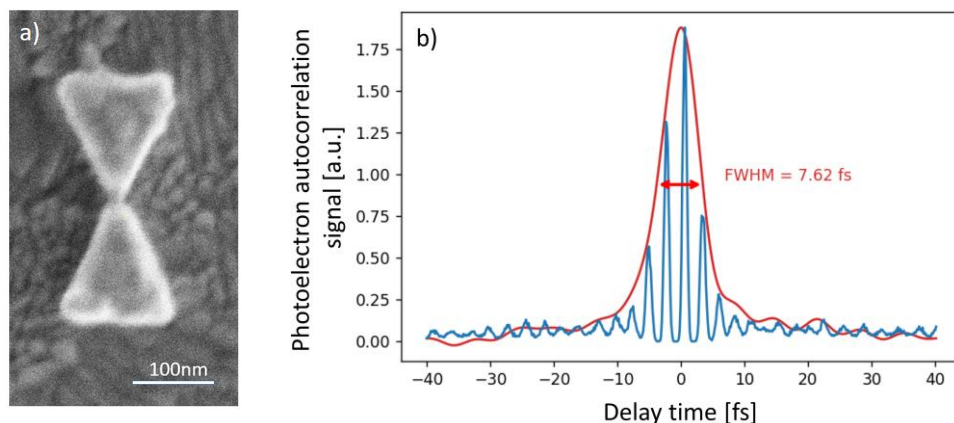


Figure 1. a) SEM image of a given bowtie and b) its photoelectron autocorrelation trace

The duration of the recorded photoelectron autocorrelation signals was found to be in the range of 7–13 fs. Decreasing values were observed as the bowtie gap size decreased. Reducing the distance between two adjacent triangles changes the dimer's characteristics from weakly coupled to strongly coupled plasmonic dimers. We demonstrated that modifying the coupling strength alters the spectral

and temporal responses of these structures. Depending on the coupling strength, few-cycle plasmon oscillations can be observed in the bowtie gap (<7 fs).

II. We investigated the direct photoemission delay times of different optical transitions – from the valence band to the conduction band in graphite(0001), are affected by the light-polarisation direction across the complete 1st Brillouin zone in the user project in collaboration with Vienna University of Technology. The NanoESCA endstation was used in its momentum microscopy mode. The graphite (0001) sample was irradiated by attosecond pulse trains as the pump and NIR fs pulses as the probe provided by the HR Condensed Beamline. The measurement technique was the well-known RABBITT (**R**econstruction of **A**ttosecond **B**eating **B**y **I**nterference of **T**wo-photon transitions) scheme, also highlighted by the 2023 Nobel Prize in Physics. This was the first time worldwide that photoemission from a solid sample was analysed with attosecond time resolution and momentum resolution, mapping the whole Brillouin zone. Fig. 2 shows the periodic oscillation at the selected M points in the acquired momentum space images, with the expected RABBITT period (half of the laser period: 1.718 fs).

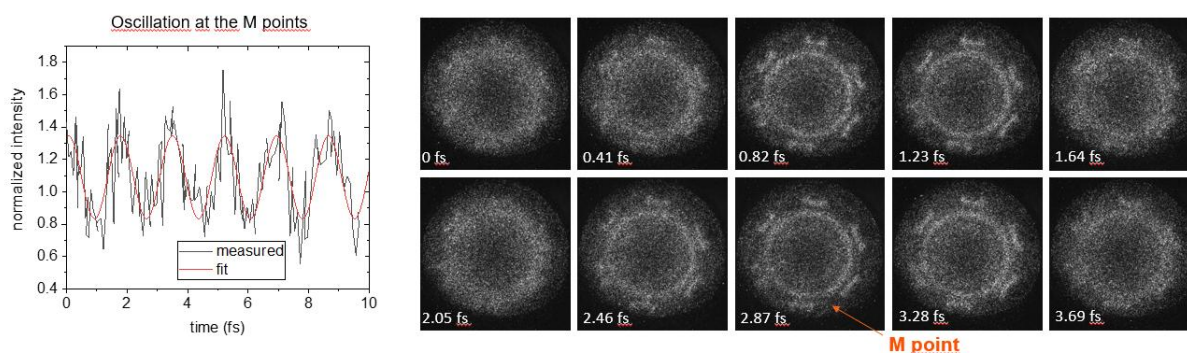


Figure 2. Periodic oscillation at the selected M points in the acquired momentum space images with the expected RABBITT period

References

- [1] P. RÁCZ et al. (2017) *Nano Letters* **17** 1181—1186
- [2] J. Budai et al., (2018) *Nanoscale* **10**, 16261
- [3] P. Dombi et al., (2020) *Reviews of Modern Physics* **92**, 025003

HŰTŐKÖZEGEK SZIVÁRGÁSÁNAK DETEKTÁLÁSÁRA ALKALMAS FOTOAKUSZTIKUS MŰSZER FEJLESZTÉSE

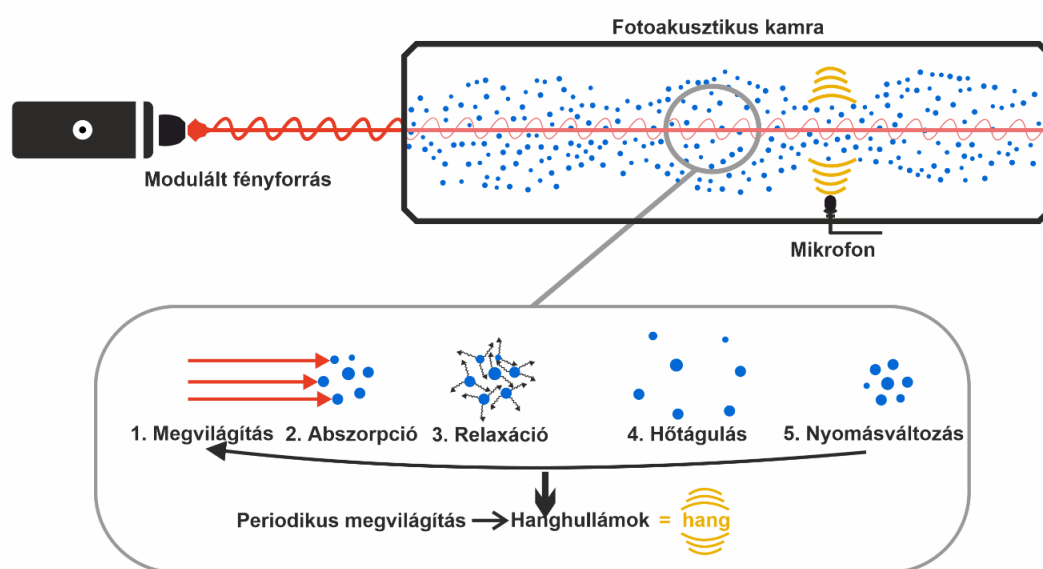
Végh Panna¹, Molnár Bence¹, Ailer Piroska^{1,3}, Bozóki Zoltán^{1,2}, Huszár Helga^{1,2}

¹ Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged

² HUN-REN–SZTE Fotoakusztikus Környezeti folyamat-megfigyelési Kutatócsoport, Szeged

³ Szegedi Tudományegyetem Interdiszciplináris Kutatásfejlesztési és Innovációs Kiválósági Központja

A hűtőközegek szivárgásának detektálása napjainkban számos iparágban (többek között az autópárhán és a hűtőiparban) alapvető feladat, különösen a nagy hűtőközeg-töltettel (≥ 3 kg) rendelkező rendszerek esetében, ahol a szivárgásmentesség rendszeres ellenőrzése jogszabályi kötelezettség. Az ilyen rendszerek vizsgálatához olyan mérőeszközök szükségesek, amelyek képesek az előírások szerinti, legfeljebb 5 g/év szivárgási ráta megbízható kimutatására. Az elmúlt évtizedekben a klórmentes halogénezett szénhidrogének (HFC-k) alkalmazása jelentősen megnövekedett, elsősorban az 1987-es Montreali Jegyzőkönyv nyomán, amely korlátozta az ózonkárosító halogénezett szénhidrogének (CFC) és részlegesen halogénezett szénhidrogének (HCFC) használatát [1]. Bár a HFC-k ózonlebontó potenciálja (ODP) nulla, azaz nem károsítják az ózonréteget, globális felmelegedési potenciáljuk (GWP) közepes vagy magas, így alkalmazásuk csak ideiglenes, kompromisszumos megoldásként értékelhető [2]. A szabályozási környezet szigorodása még inkább indokoltá teszi a hűtőközeg-szivárgások hatékony és szelektív detektálására alkalmas korszerű műszerek fejlesztését. A cél egy kompakt, fotoakusztikus elven működő hordozható szivárgásdetektor kifejlesztése, amely alkalmas a hűtőközegek koncentrációjának nagy pontosságú meghatározására. Az új eszköz lehetővé teszi, hogy a hűtéstechnikai szakemberek gyorsabban, egyszerűbben és megbízhatóbban azonosíthassák a szivárgási pontokat, előrelépést kínálva a jelenleg kereskedelmi forgalomban elérhető technológiákhoz képest. A kifejlesztett fotoakusztikus műszer nagy érzékenységgel rendelkezik, képes akár 1,2 g/év szivárgási ráta kimutatására is [3].

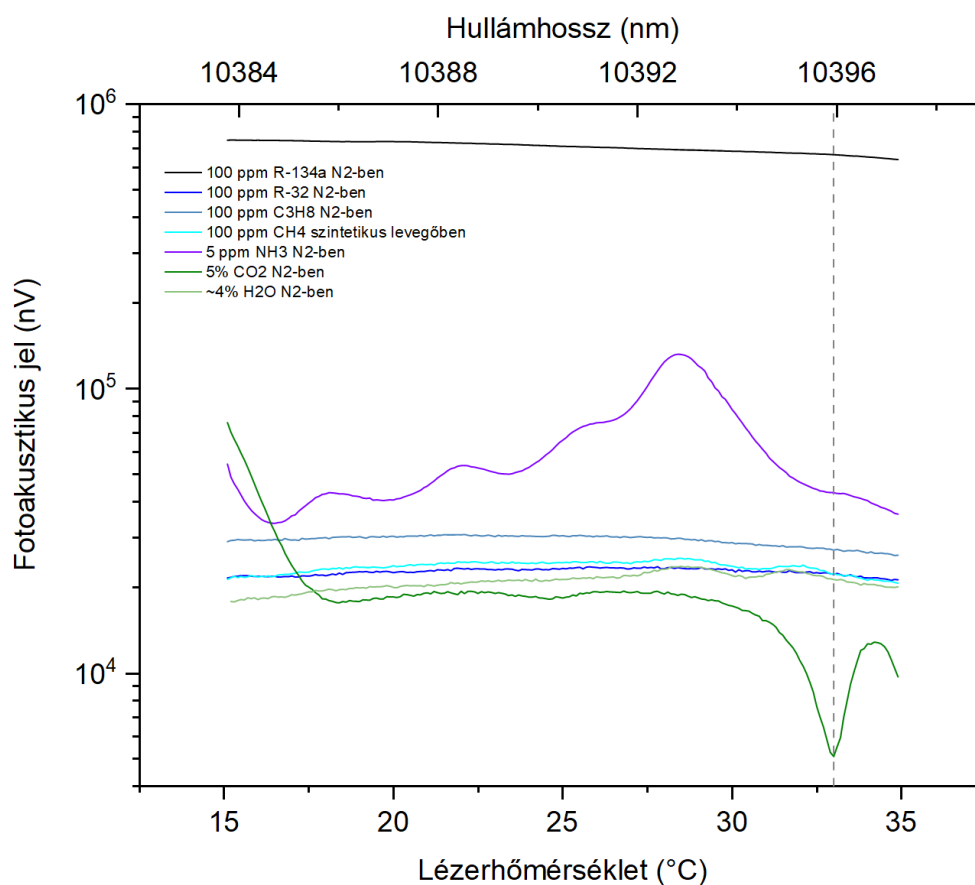


1. ábra: A fotoakusztikus jelkeltés folyamata

Komplex gázösszetételű minták elemzése során kiemelten fontos a szelektivitás biztosítása, amelyhez elengedhetetlen a keresztérzékenységi hatások figyelembevétele. A különböző komponensek (mint például a vízgőz, szén-dioxid, ammónia, metán, illetve más jelen lévő hűtőközegek) elnyelési vonalai

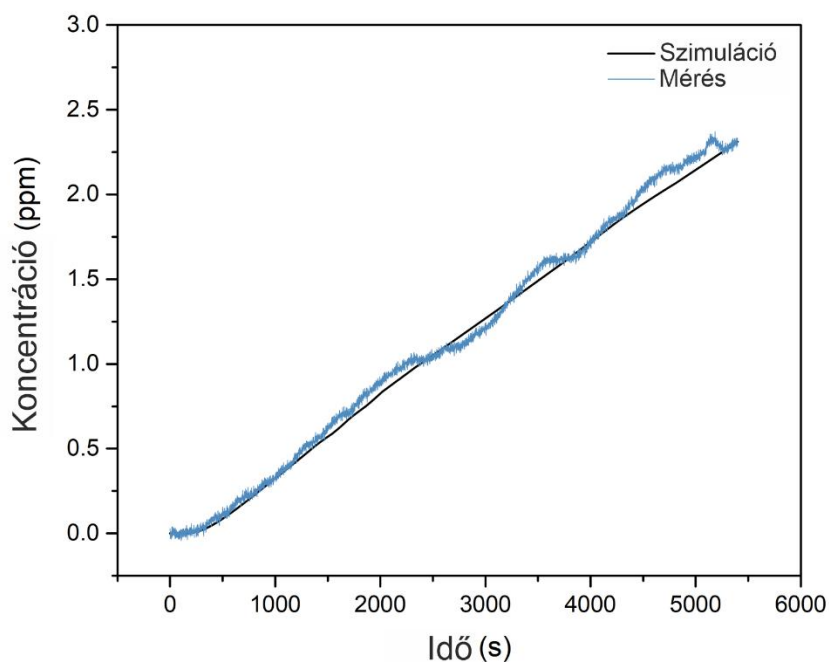
spektrálisan átfedhetnek a mérni kívánt hűtőközeg abszorpciós vonalaival, téves detektálást eredményezve. A spektrális interferenciák elkerülése érdekében a mérési hullámhossz gondos kiválasztása szükséges, olyan abszorpciós vonal választásával, amely minimalizálja az átfedéseket más komponensekkel.

A leggyakrabban előforduló zavaró komponensek koncentrációja a környezet függvényében széles tartományban változhat: a vízgőz (H_2O) néhány térfogatszázalékos arányban van jelen, a kültéri széndioxid (CO_2) koncentráció ~ 400 ppm, míg beltérben ez az érték akár 5% is lehet kilélegzett levegőben. Az ammónia (NH_3) és metán (CH_4) tipikusan néhány ppm szinten vannak jelen, de ipari vagy mezőgazdasági környezetben magasabb értékek is előfordulhatnak. A potenciálisan interferáló komponensek közé soroltuk továbbá a propánt (C_3H_8) és az R-32 hűtőközeget is. Az eredmények alapján a további mérésekhez a 33°C -os lézerhőmérséklethez tartozó hullámhossz került kiválasztásra.



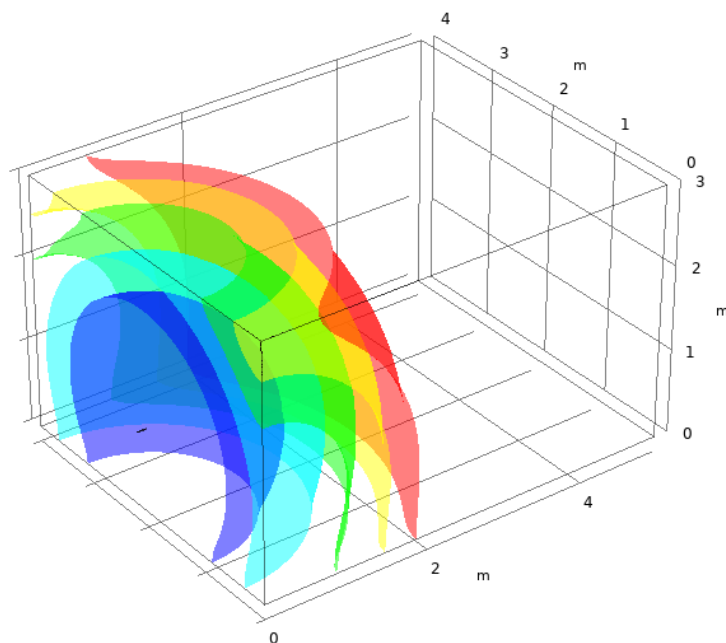
2. ábra: A fotoakusztikus jel a lézer hőmérsékletének függvényében különböző gázösszetételek esetén, logaritmikus skálán.

Zárt kamrában végzett kísérletek során a hűtőközeg koncentrációjának időbeli változását követtük nyomon, amelyeket a COMSOL Multiphysics szoftverrel végzett végeselemes szimulációkkal egészítettünk ki. A szimulációk eredményei jó egyezést mutattak a mért adatokkal, igazolva azok pontosságát, és lehetővé téve az eredmények nagyobb léptékű környezetre való kiterjesztését.



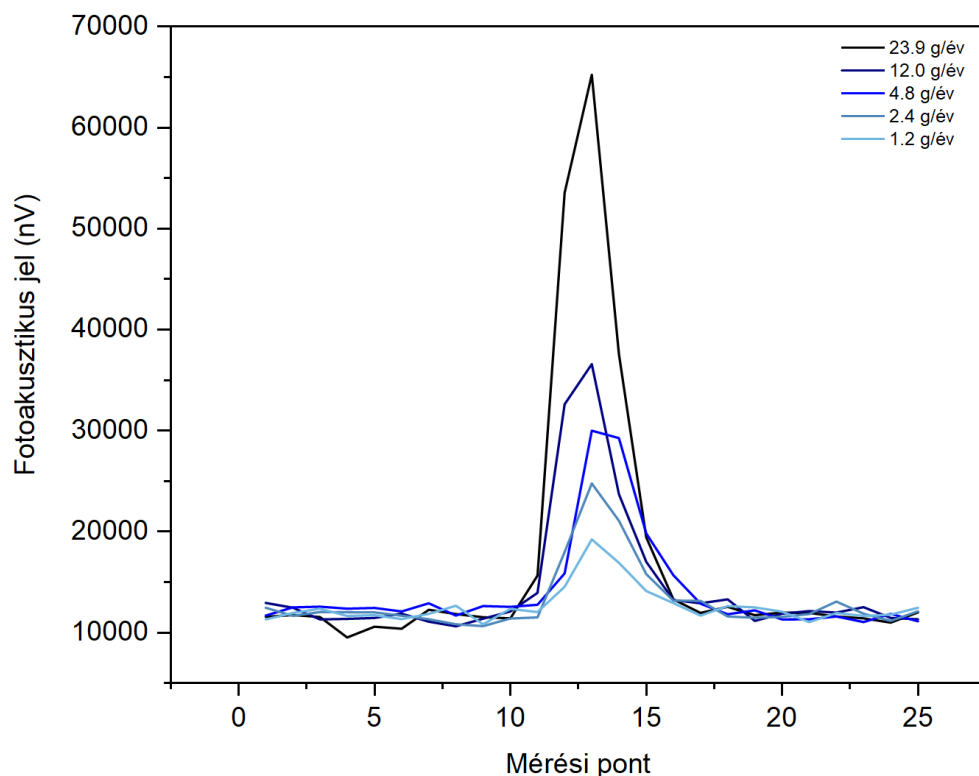
3. ábra: Az R-134a koncentrációjának mért és szimulált értékei a zárt dobozban.

Egy kiterjesztett szimuláció során egy $5 \times 4 \times 3$ méteres helyiségben modelleztük a hűtőközeg-koncentráció alakulását, ahol izofelületek ábrázolással szemléltettük a detektálási határkoncentráció frontjának időbeli változását. Az eredmények rámutattak, hogy a gáz gyorsan érzékelhetővé válik, és a műszer hatékony lehet valós, nagy léptékű környezetben is.



4. ábra: A műszer által legkisebb detektálható koncentráció izofelületének időbeli alakulása kétórás lépésekben.

A nyitott térben való szivárgásmérést úgy valósítottuk meg, mint egy valós helyzetben történő szivárgáskeresést. A mérési eredmények azt mutatják, hogy amikor a mintavevő cső közeledik a szivárgás helyéhez, a fotoakusztikus jel nagysága növekszik, majd távolodva a szivárgástól csökken. Ez azt jelenti, hogy a szivárgás helye pontosan azonosítható a jel változásának nyomon követésével.



5. ábra: A fotoakusztikus jel változása a szivárgási pont közelében különböző szivárgási ráták esetén.

Felhasznált irodalom

- [1] S.A. Montzka, M. McFarland, S.O. Andersen, B.R. Miller, D.W. Fahey, B.D. Hall, L. Hu, C. Siso, J.W. Elkins, Recent Trends in Global Emissions of Hydrochlorofluorocarbons and Hydrofluorocarbons: Reflecting on the 2007 Adjustments to the Montreal Protocol, *J. Phys. Chem. A* 119 (2015) 4439–4449. <https://doi.org/10.1021/jp5097376>.
- [2] Heredia-Aricapa, Y., Belman-Flores, J.M., Mota-Babiloni, A., Serrano-Arellano, J., García-Pabón, J.J., 2020. Overview of low GWP mixtures for the replacement of HFC refrigerants: R134a, R404A and R410A. *International Journal of Refrigeration* 111, 113–123. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2019.11.012>
- [3] P. Végh, B. Molnár, M. Molnár, P. Ailer, Z. Bozóki, H. Huszár, Innovative photoacoustic instrument for fast and accurate detection and localization of R-134a leaks in refrigeration systems, *International Journal of Refrigeration* 175 (2025) 164–173. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2025.04.003>.

A kutatás a „CFC gázok fotoakusztikus detektálására alkalmas műszer fejlesztése” című projekt részeként valósult meg, projektazonosító: ÉZFF/136/2022_TIM_SZERZ.

MOZAIKSZERŰ OPTIKAI RÁCSELRENDEZÉS HATÉKONYSÁGÁNAK MODELLEZÉSE

Haritha Vijayakumar Sheela¹, Gábor Horváth¹, Miklós Füle^{1,2}

¹ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

²Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Kísérleti Fizikai Tanszék, Szeged

E-mail: Haritha.VijayakumarSheela@eli-alps.hu, mfule@titan.physx.u-szeged.hu

A nagyméretű optikai eszközök egyre fontosabb szerepet játszanak az egyre növekvő impulzusteljesítményű, modern lézerrendszerek esetében [1,2]. A diszperzív elemek ártása nagy méretben ugyanakkor elég komoly kihívást jelent, mely hatékony kezelésére jelenleg igen kevés gyártó képes. A normálméretű optikai rácsok elkészítésének egyik gyakran alkalmazott módja a közös hordozóra, mozaikszerű elrendezésben történő kialakítás.

Munkánk során az ilyen mozaikszerű optikai rácskialakítás (MSR) pontosságának hatékonyságát vizsgáltuk egy szoftveres modellezési eljárásen keresztül két, illetve négy rácskomponens esetében. Célunk az volt, hogy felmérjük az optikai képalkotás jóságát az elrendezési hibák széles skálájának függvényében. Ennek érdekében sugárkövetés alapú szimulációs módszert alkalmaztunk a Zemax OpticStudio (16.5-ös verzió) szoftver környezetben, hogy kiértékeljük és kiszámítsuk az optikai képalkotás érzékenységet a MSR különböző eltolási és forgási hibái esetén. A beküldött (Photonics, MDPI) tanulmányunk egyúttal a Zemax-alapú szimulációk hatékonyságát is bemutatja a különböző MSR kialakítás hibáinak optikai leképezés értelemben történő elemzésében és kiértékelésében, hasznos betekintést nyújtva azok gyakorlati alkalmazásaiba.

Az alkalmazott modell elrendezés igen egyszerű: 2 illetve 4 darab optikai rácsot homogén módon kivilágítva kiszámoltuk a reflektált nyaláb tulajdonságait közel, illetve távotérben. A kapott eredményeket számszerűsítve értékeltük az egyik (vagy mindkét) rács elmozdulásakor keletkező változásokat. Ilyen módon a kivilágító fény hullámhosszának vagy a rácsperiodusnak megfelelő léptékében meghatároztuk az egyes hibák hatását.

A vizsgálat az MSR gyártás kritikus paramétereit segít feltárni, illetve olyan mérési protokollokat is képes megalapozni, melyek az ilyen típusú optikai elemek legyártásánál fontos első mérési eljárások lehetnek a minősítés során.

Felhasznált irodalom

- [1] E. B. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", IEEE J. Quantum Electron. 5 (9), 454 (1969)
- [2] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", Opt. Commun. 56, 219 (1985)