

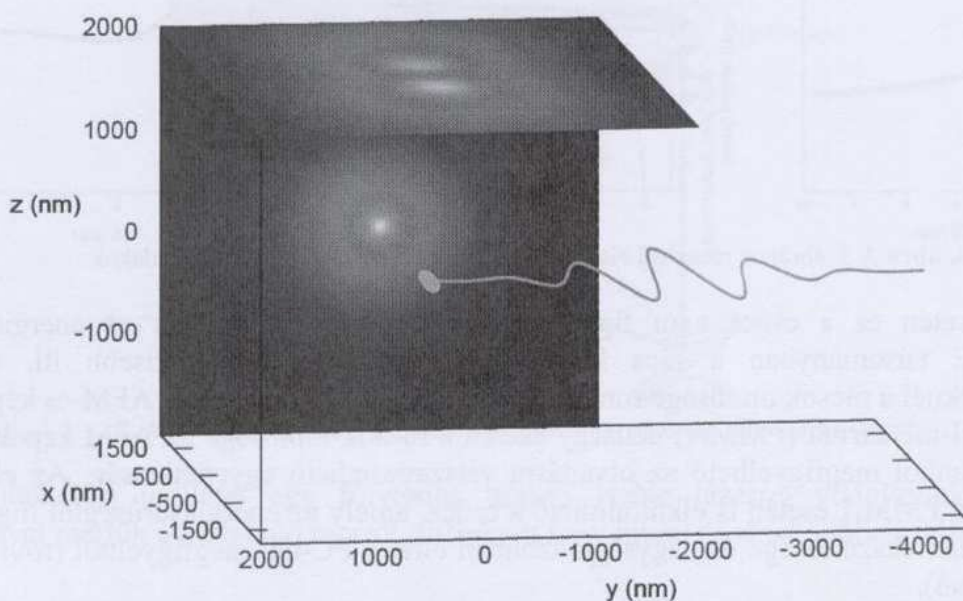
## FÉM NANORÉSZECSKÉK FOTOEMISSZIÓJÁNAK KONTROLLJA RÖVID, PLAZMONIKUSAN ERŐSÍTETT LÉZERIMPULZUSOKKAL

Földi Péter<sup>1</sup>, Márton István<sup>2</sup>, Német Nikolett<sup>2</sup> és Dombi Péter<sup>2</sup>

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

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

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



1. ábra

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

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



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

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

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

#### Köszönetnyilvánítás:

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

#### Irodalom:

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