

KOLLEKTÍV GERJESZTÉSEK VALÓS IDEJŰ MEGFIGYELÉSE FOTOEMISSZIÓ SORÁN

Tőkési Károly

MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen
ELI-ALPS, ELI-HU Non-profit Kft., Szeged

Atomok, molekulák és szilárd testek részecskenyalábbal történő besugárzása az egyik leghatékonyabb módszer az anyag szerkezetének tanulmányozására. Attoszekundumos, ultrarövid lézerimpulzusokkal történő besugárzás, amelyeket magasrendű felharmonikusok előállításával (High Harmonic Generation, HHG) segítségével hoznak létre új perspektívát nyit a rendszerek szerkezetének megismerésében. A vizsgálatok újszerűsége abban rejlik, hogy az elektronok mozgása azok természetes, attomásodperces időskáláján figyelhető meg. A hihetetlenül rövid időintervallumokkal dolgozó attomásodperces fizika új tudományterület. Az attomásodperc a másodperc egymilliódród részének az egymilliódród része. Ez a kvantumfizika és az elektronok anyagbeli mozgásának természetes időskálája. Ez az az idő, amelyen belül a kémiai kötések kialakulnak, vagy amely alatt egy fotocella reagál a fényre. Csak az új, ultrarövid impulzusú lézerek által vált lehetővé, hogy mint egy filmen, valós időben figyelhessük meg az elektronok mozgását az atomokban vagy akár a szilárd testekben. A Szegeden épülő, lézerberendezés (ELI – „Extrém Lézerfény Infrastruktúra”, Extreme Light Infrastructure) egyedülálló beruházás a fény és az anyag kölcsönhatásának ezen újszerű tanulmányozására. A magyarországi létesítmény az attomásodperces tudományok egyik központja lesz. A rendszerek ilyen extrém intenzitások mellett és időskálán történő tanulmányozásához továbbfejlesztett vagy új elméleti modellek szükségesek, amelyek útmutatóként szolgálnak a kísérletekhez.

Az utóbbi évtizedben ultrarövid lézerimpulzusok segítségével az időfelbontásos fotoionizáció vizsgálata vált lehetségessé az úgynevezett pumpaszondamódszerek segítségével. A pumpaszondamódszerek egyike az attomásodperces csíkozódási technika, ami két lézernyaláb, egy fáziskontrolált néhány ciklusú infravörös (IR) és egy attomásodperces extrém ultravioleta (XUV) lézer egyidejű alkalmazását jelenti a

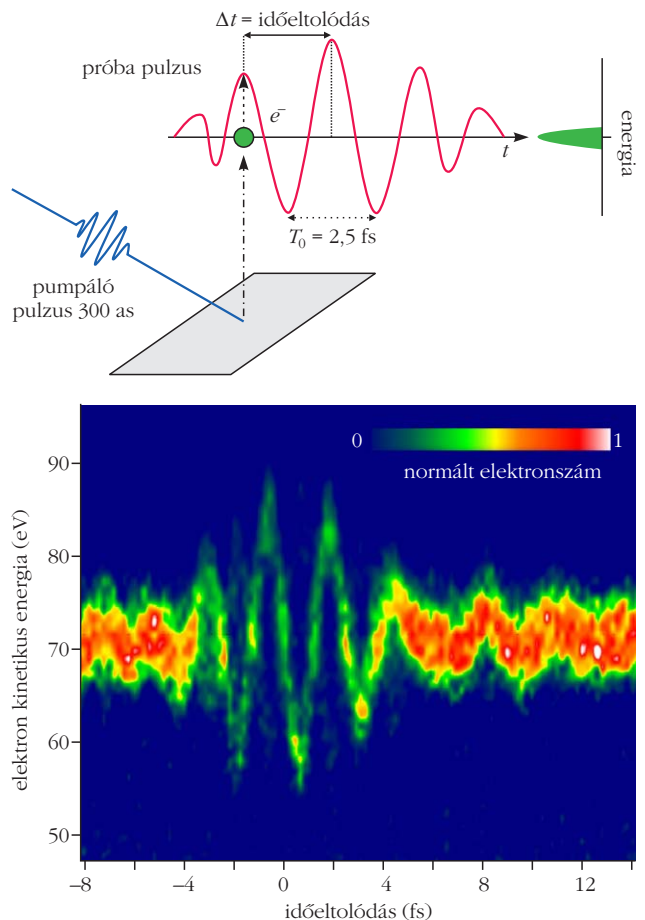
A munkát az ELI-ALPS GOP-1.1.1-12/B-2012-000, GINOP-2.3.6-15-2015-00001, valamint a COST CM1204 (XLIC) és CM1405 (MOLIM) pályázatok támogatták.



Tőkési Károly fizikus, az MTA doktora, tudományos tanácsadó. 1986-tól dolgozik az MTA Atomkiban. 2015-től kapcsolódott be az ELI-ALPS kutatásaiba, a Tudományos Alkalmazások Osztályának munkatársa. Érdeklődése a kísérleti munkáktól az elméleti leírásig terjed. Kutatási területei: atomi ütközések; felületfizika; elektrontranszport-folyamatok szimulációja Monte-Carlo-módszerrel; rövid, intenzív lézerek kölcsönhatásai atomokkal, egyszerű és összetett rendszerekkel; orvosi biológiai alkalmazások.

fotoelektronok szabaddá válásának tanulmányozására. Fotoemisszió szilárdtest-felületekről, amit az ultravioleta energiától a röntgenfoton-energiák alkalmazásáig gerjesztünk egy jól megalapozott diagnosztikai eszköz az elektronikus sávszerkezet, a kristályszerkezet és a kémiai összetétel megismerésére. A standard fotoelektron-spektroszkópiai mérésekben a fotongerjesztés után a mintából kilépő elektronok energiaspektrumát vagyunk képesek megmérni. Arról, hogy az elektron mikor keletkezett, az hogyan mozgott a szilárd mintán belül, nem ad információt, azaz az időinformációt nem hordozza magában. Ezzel szemben, szilárd minták felületéről időfelbontásos fotoemisszió során kilépő elektronok attomásodperces csíkozódási spektrumai [1] – amit először *Cavaliere* és munkatársai [2] honosítottak meg – nem csak a felület közelében lejátszódó elektrondinamika valós idejű megfigyelését teszik lehetővé, ami tipikusan körülbelül 100 as-nak felel meg, hanem igen nagy felületi érzékenységet is

1. ábra. Pumpaszonda attomásodperces csíkozódási spektroszkópia elvi vázlatja.



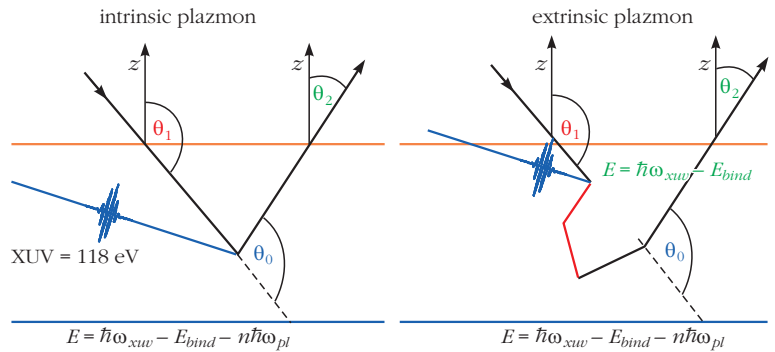
mutatnak, akár néhány Å feloldásban. Ez a példa nélküli tér- és időfelbontás új betekintést ígér a soktest- és korrelációs hatások vizsgálatába.

Az 1. ábra a pumpaszonda attomásodperces csíkozódási spektroszkópia elvi vázlatát mutatja. A pumpáló impulzus igen rövid, tipikusan néhány 100 attomásodperces XUV pulzus, amely a minta pillanatszerű gerjesztését okozza. A szonda-impulzus bizonyos késleltetéssel követi a pumpaimpulzust, ami tipikusan femtomásodperces infravörös impulzus. A fotoelektronok energiaspektrumát, tipikusan néhány száz darab spektrumot mérésenként, a pumpáló és szonda-impulzus közötti időeltolódás (késleltetés) függvényében veszik fel, amelynek eredményeként az 1. ábra alján látható tipikus csíkozódási spektrumot kapjuk.

A lézer-felület kölcsönhatásokban a fotoelektronok különböző (látszólagos) keletkezési idejével kapcsolatos első megfigyelések óta [2] számos tudományos munka jelent meg fotonok által gerjesztett elektronok mintában lejátszódó transzporttulajdonságainak szimulációjára. Amint az elektronemisszió megtörténik, az elektron kölcsönhat az erős, közel infravörös mezővel, amely az elektron külső lézertérben való születésétől függően, azaz a kibocsátási időtől függően a lézer polarizációs irányába változtatja meg annak impulzusmomentumát. A jelenlegi „csíkozódási kísérletek” azt mutatják, hogy a fotoionizáció során kibocsátott elektron kibocsátási ideje függ annak kötési energiájától és kezdeti állapotától. Ez az eredmény a folyamat tiszta klasszikus értelmezése alapján született, elhanyagolva az ionizált célatom hatását. Egy kombinált kvantummechanikai és klasszikus szimulációval megmutatható, hogy a késedelmes fotoemisszió jelentős része közvetlenül kapcsolódik az elektron klasszikus pályájának tulajdonságához, amikor azt egy kombinált Coulomb- és lézertérben határozzuk meg. Ráadásul ezen klasszikus hatáshoz kimutatható a degenerált állapotok kezdeti kvantumos állapotfüggése, amelyet – természetesen – nem lehet klasszikusan reprodukálni. Ez akár az alapállapot-generálás egy művi terméke lehet (l -, m -függő mikrokanonikus eloszlás), de akár a kvantummechanika belső tulajdonsága is lehet.

E munkában egy új pumpaszonda-kísérletet és annak klasszikus alapokon nyugvó leírását mutatom be [3]. A felületekből kilépő fotoelektronok időfelbontásos vizsgálata lehetővé teszi, hogy fémekben a plazmongerjesztéseket is azok valós idejében figyeljük meg. Időfelbontásos fotoemisszió segítségével megkülönböztethetjük a „belső” (intrinsic) és „külső” (extrinsic) plazmonkeltéseket, még akkor is, amikor kezdeti energiaállapotaik degeneráltak. A 2. ábra az intrinsic és extrinsic plazmongerjesztések keletkezésének elvi vázlatát mutatja.

A felületen elnyelt foton energiája vagy teljes egészében átadódhat a szabadabbá váló fotoelektronnak, növelve a spektrum intenzitását a fővonal



2. ábra. Az intrinsic és extrinsic plazmongerjesztések sematikus ábrázolása.

$$E = \hbar \omega_{XUV} - E_{bind}$$

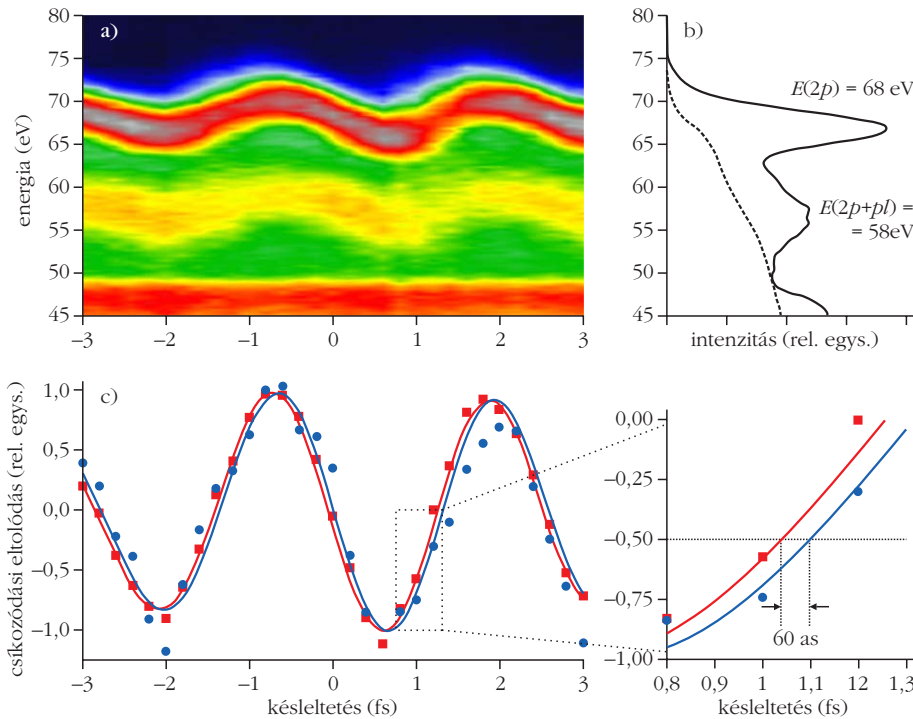
energiájánál, vagy egyidejűleg gerjeszthet n számú „belső”, intrinsic plazmont, amelyek a spektrumban az

$$E = \hbar \omega_{XUV} - E_{bind} - n \hbar \omega_{pl}$$

energiáknál jelennek meg. Ezt a folyamatot – amit atomi fotoionizációban figyeltek meg először – eredetileg *Lundquist* [4] és a *Penn* [5] javasolták, mint egy kondenzált anyagban lejátszódó shake-up szatellit folyamatot [6]. A plazmongerjesztés másik lehetséges útja, ha az nem közvetlenül keletkezik, hanem a fővonal gerjesztése után ezen fotoelektron mintabeli véletlen mozgása során fellépő rugalmatlan ütközés terméke. Ezt a keletkezési utat nevezük „külső” vagy extrinsic plazmongerjesztésnek. Mivel a két folyamatban keletkező elektronok energiája degenerált, ezek megkülönböztetése a standard fotoelektron-spektroszkópiaiban igen nehéz vagy lehetetlen.

A továbbiakban olyan céltárgyat válasszunk, amelynek veszteségi spektruma igen jellegzetes, azaz gyakorlatilag egy jól definiálható erős plazmongerjesztés legyen. Ilyen gerjesztésű spektrummal például a magnézium rendelkezik. Az intrinsic és extrinsic folyamatok karakterisztikus távolságkülönbsége azt sugallja, hogy attomásodperces technikával az intrinsic és extrinsic folyamatokat meg tudjuk különböztetni. Az intrinsic gerjesztés esetében a karakterisztikus hossz a belső lyuk árnyékolt hossza, ami magnéziumban közel 1,5 Å. Extrinsic gerjesztés esetében a karakterisztikus hossz a rugalmatlan ütközés szabad úthossza adja, ami magnézium és néhányszor 10 eV energiánál közel 5 Å.

A pumpaszonda-kísérletet magnézium minta esetében *Neppel* és munkatársai végezték el [7], amelynek során a Mg(0001) felületen a Mg(2p) vonalának gerjesztését (pumpapulzus) 118 eV központi energiájú, lineárisan poláros XUV foton szolgáltatva. A kísérleti eredmények összegzése a 3. ábrán látható. A 4,5 fs hosszú, közel infravörös próba lézerimpulzus kollinearisan volt a pumpáló impulzussal. Megmérték a Mg(2p) belső héjáról gerjesztett fotoelektronok csíkozódási spektrumait, valamint e vonal szatellit vonalát, ami egy plazmont gerjesztett. A magnézium 2p héja-



3. ábra. a) A Mg 2p fotoelektron csúcs- és plazmonvesztéset szenvedett szatellitvonal kísérletileg megfigyelt csíkozódási spektrumai. b) Fotoelektron-spektrum. c) A csíkozódási nyomok relatív eltolódása. A pontok és négyzetek a kísérleti adatok jelzik, míg a folytonos vonalak a legjobb illesztések eredményei. A két vonal közötti eltérés – amit a kinagyított rész mutat – 60 ± 10 as [3].

nak kötési energiája közel 50 eV, míg az egyszeres plazmongerjesztés energiája közel 10 eV. Így a két mérendő csúcs nominális energiaértéke 68 eV és 58 eV. A kirepülő elektronok spektrumát a szondalézerimpulzus modulálja. A moduláció nagyságát a pum-páló és a szondaimpulzus közötti időeltolódás határozza meg, ami impulzuseltolódásban nyilvánul meg. Az impulzuseltolódás nagyságát a

$$\Delta p(\tau) = A(\tau)$$

összefüggés adja. $A(\tau)$ jelöli a lézerpulzus vektorpotenciálját, és τ azt az időpillanatot, amikor a fotoelektron keletkezett és a szondalézer hatással van rá.

A mért spektrumok első momentumát, mint az XUV-NIR késleltetés függvényét elemezve (3.c ábra), a Mg(2p) fő fotoelektron és a plazmonvesztéset szenvedett fővonal között a relatív csíkozódási eltolódásra

$$\Delta \tau_s = \tau[2p + pl] - \tau[2p] = 60 \pm 10 \text{ as}$$

értéket kapunk.

Az intrinsic és extrinsic plazmongerjesztés keletkezési arányának jellemzésére vezessük be az

$$\alpha = \frac{I_0[2p + ipl]}{I_0[2p] + I_0[2p + ipl]} \quad (1)$$

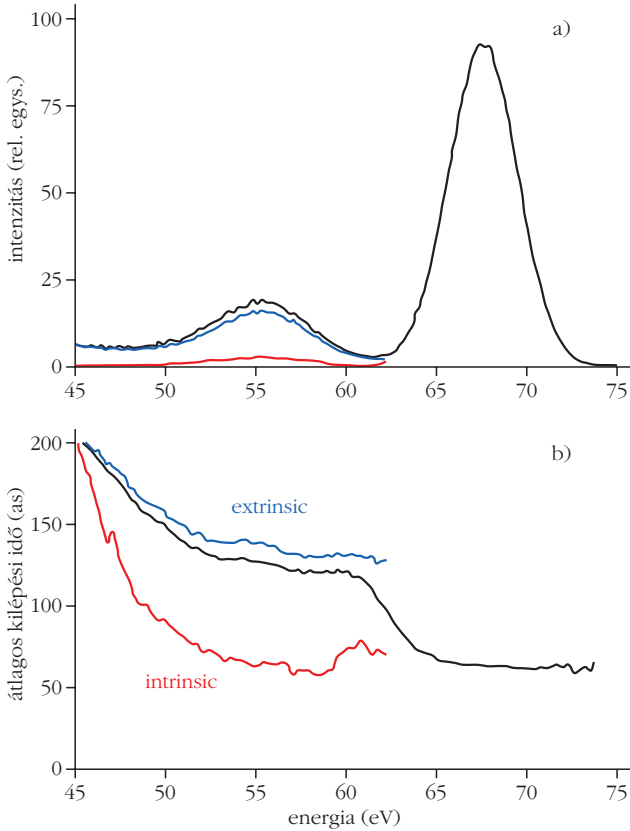
mennyiséget, ahol $I_0[2p + ipl]$ és $I_0[2p]$ a kezdeti foto-gerjesztés intenzitását jelöli intrinsic plazmongerjesztéssel és anélkül. Az α értékének meghatározását célzó korábbi kísérleti és elméleti becslések nagyon széles, 0% és 40% közötti szórást mutatnak.

A csíkozódási spektroszkópiában – szilárd minták esetén – az időinformáció kinyerésének kulcsa a behatolási mélység és a NIR felület közelében mutatott dielektromos árnyékolás angström pontosságú ismerete. Időfüggő sűrűségfüggvény-elmélet segítségével meghatároztuk a polarizációtöltés-réteg keletkezési helyét. Azt kaptuk, hogy az árnyékolt töltés a legfelső atomi rétegtől 3,5 au távolságra helyezkedik el. A NIR árnyékolt távolsága pedig 2,5 au. Így a fotonelnyelés teljesen árnyékolt a szondaimpulzustól. A NIR térnek csak akkor van hatása a fotoelektronra, amikor az kilép a felületből.

A fotoelektron-kilépést a háromlépéses modell segítségével szimuláltuk. A szimulációs lépések a következők: 1) elsődleges fotonelnyelődés, ami a célatom elektronjának

szabaddá válását eredményezi, 2) a szabaddá vált elektron sztochasztikus mozgása a szilárd mintán belül, amikor a rugalmas és rugalmatlan ütközési folyamatokat is figyelembe vesszük, 3) az elektron kilépése a felületből, ami egy diffrakció jellegű szórást jelent a felületi potenciálon. Az elsődleges fotoabszorpciós esemény helyét a legfelső 15 rétegből véletlenszerűen választottuk. A keletkezett elektron mintán belüli véletlen mozgása során egy extrinsic plazmont (epI) gerjeszthet. Ezen elektron véletlen mozgása során kiléphet a felületből és ugyanolyan energiaállapotban találjuk, mint azt az elektront, ami a fotonelnyelődéssel egy időben egy intrinsic plazmont is gerjesztett. Bár a spektrális információból igen nehéz megkülönböztetni a két folyamatból keletkezett elektronokat (4.a ábra), a két keletkezési csatorna különböző átlagos transzport hosszakkal rendelkezik és így különböző időkésleltetéssel is az XUV pulzushoz képest.

Tegyünk egy gyors becslést a csíkozódási időeltolódásra! Ennek érdekében tekintsünk el a rugalmatlan szabad úthossz energiafüggésétől és tegyük fel, hogy a rugalmatlan ütközés következtében mindig egy plazmon keletkezik, azaz hanyagoljuk el minden más rugalmatlan csatorna járulékát. Sztochasztikus ütközésekben az átlagos ütközési hossz – amin belül még nem következik be rugalmatlan ütközés – pontosan a λ_{inel} rugalmatlan szabad úthossz. Ennek értelmében az átlagos elektronrepülési távolság a mintán belül, amikor az elektron egyetlen rugalmatlan ütközést szenved, éppen $2\lambda_{inel}$. Következésképpen – feltételezve, hogy csak extrinsic plazmon keletkezett ($\alpha = 0$) – a



4. ábra. a) Energiaspektrum $\alpha = 0,05$ esetében. b) Az átlagos kiszökési idő eloszlása az intrinsic (piros vonal) és az extrinsic (kék vonal) plazmonkeltési folyamatra [3].

fővonal és az extrinsicplazmon-keltéssel egybekötött vonal közötti várható időeltolódást a

$$\Delta\tau = \frac{\lambda_{inel}}{v} \approx 65 \text{ as}$$

összefüggés segítségével közelíthetjük.

A másik határesetben, amikor α közel 1, az elektronbolyongásból származtatható időképletelés eltűnik, és a megmaradó időképletelés az Eisenbud–Wigner–Smith (EWS) időképleteléssel lesz egyenlő [8]. Ab-initio számításokkal megmutatható, hogy ez az időképletelés csak néhány as. Ez az egyszerű becslés igen jó egyezésben van a kísérleti megfigyeléssel (3. ábra).

A szimulált átlagos kiszökési idő eloszlása (4.b ábra) megerősíti ezt az egyszerű analitikai becslést, nevezetesen azok az elektronok, amelyek pályájuk során egy extrinsic plazmont gerjesztenek, $\Delta\tau$ késleltetéssel lépnek ki a felületből azokhoz az elektronokhoz képest, amelyek a keletkezésükkel egy időben vesztenek el egy plazmonnyi energiát (intrinsic plazmon) és a pályájuk során további rugalmatlan ütközést nem szenvednek. A $\Delta\tau_s = \tau[2p+pl] - \tau[2p]$ csikozódási késleltetés – mint az $E[2p+pl]$ elektronok átlagos késleltetése – a következő összefüggés segítségével fejezhető ki:

$$\tau[2p+pl] = \frac{\tau_{ipl} I[2p+ipl] + \tau_{epI} I[2p+epI]}{I[2p+pl]}, \quad (2)$$

ahol $I[2p+ipl]$ és $I[2p+epI]$ a 3.a ábra szerinti parciális energiavesztések intenzitásai. A parciális intenzitásokat direkt is származtathatjuk a plazmonvesztéget szenvedett elektronspektrumból:

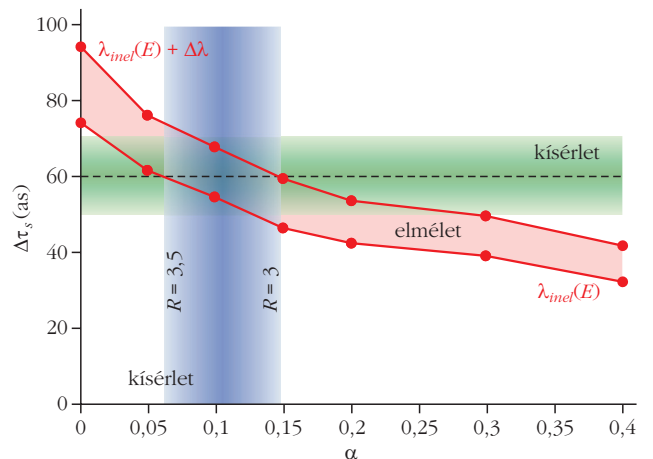
$$R = \frac{I[2p]}{I[2p+pl]} = \frac{I[2p]}{I[2p+epI] + I[2p+ipl]}. \quad (3)$$

A kísérletekből meghatározott R és τ_s értékek segítségével meghatározható az α és az effektív inelasztikus szabad úthossz. R értékének meghatározását igen érzékenyen befolyásolja, hogy a háttérrel miként vonjuk le a spektrumból. Ha a Shirley-típusú háttérrel alkalmazzuk [9], akkor $R \approx 3$ kapunk. Ha azt feltételezzük, hogy a fővonal háttérmentes és csak a plazmonvesztéget szenvedett csúcsot torzítják a keletkező másodlagos elektronok, akkor R értéke 3,5-re nő. R megengedett értékeinek ezen korlátozása az α megengedett értékeire $0,05 \leq \alpha \leq 0,15$ korlátot szab, ami szintén összhangban van a csikozódási $\Delta\tau_s = 60 \pm 10$ attomásodperccel (5. ábra). Az elméleti τ_s érték, mint az α paraméter függvénye jó egyezést mutat a kísérleti $\tau_s = 60$ as-mal, amikor $\alpha = 0,05$ és a szimuláció során tömbi rugalmatlan szabad úthosszat használunk (5. ábra alsó piros vonala). Azonban a felület közelében a tömbi rugalmatlan úthosszhoz képest – valószínűleg – nagyobb úthosszak szerepelhetnek. A felső piros görbe esetében 1 Å-mel megnöveltük a rugalmatlan szabad úthosszat, ami a tömbi értékhez képest körülbelül 20%-os növekedést jelent. A kísérleti és elméleti eredmények ($\Delta\tau_s$, α) síkon történő összehasonlítása lehetőséget biztosít arra, hogy igen pontosan és egyidejűleg meghatározzuk az intrinsic plazmongerjesztés arányát ($\alpha = 0,1 \pm 0,05$) és a rugalmatlan szabad úthosszat ($\lambda_{inel} = 5,5 \pm 0,5$ Å).

Összefoglalás

Jelen munkában egy új pumpaszonda-kísérletet és annak klasszikus alapokon nyugvó leírását mutattam be. Az időfelbontásos fotoemisszió lehetővé teszi,

5. ábra. A Mg 2p héja fotoemissziós vonalának kísérleti és elméleti összehasonlítása, amikor az – a felületből történő kilépése előtt – vagy intrinsic, vagy extrinsic plazmont is gerjesztett [3].



hogy megkülönböztessük a külső és belső plazmonkeltéseket még akkor is, amikor az energiaállapotok degeneráltak. Egyszerű szabadelektronfém esetében megadtam a külső és belső plazmongerjesztések arányát. Megmutattam, hogy a módszer hatékonyan alkalmazható karakterisztikus transzportúthosszak pontos meghatározására is. A bemutatott módszer azzal kecsegtet, hogy sokkal bonyolultabb és erősen korrelált rendszerek sokelektronos válaszfüggvényét teszteljük fotoemisszióban.

Ezen kutatások nem csak a fizikai alaptudomány bővítéséhez járulnak hozzá, de beláthatatlan távlatokat nyithatnak az alkalmazás területén is. A szegedi ELI az anyagtudomány, az orvostudomány/radiobiológia és számos alkalmazott kutatási területre jelentős hatással lesz. Az attotudomány új technológiák kifejlesztését is ígéri a közeli jövőben, hiszen a végső cél az, hogy ne csak megfigyeljük, hanem ellenőrizzük és befolyásoljuk is az ultragyors mozgásokat. Az attomásodperc és a nanométeres lépték ötvözése új felfedezéseket ígér.

Irodalom

1. R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz: Atomic transient recorder. *Nature* 427(2004) 817.
2. A. L. Cavalieri, N. Müller, Th. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuska, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blümel, R. Holzwarth, S. Hendel, M. Drescher, U. Kleineberg, P. M. Echenique, R. Kienberger, F. Krausz, U. Heinzmann: Attosecond spectroscopy in condensed matter. *Nature* 449(2007) 1029.
3. C. Lemell, S. Neppel, G. Wachter, K. Tőkési, R. Ernstorfer, P. Feulner, R. Kienberger, J. Burgdörfer: Real-time observation of collective excitations in photoemission. *Phys. Rev. B* 91(2015) 241101(R).
4. B. I. Lundqvist: Characteristic structure in core electron spectra of metals due to electron-plasmon coupling. *Phys. Kondens. Mater.* 9(1969) 236.
5. D. R. Penn, *Phys. Rev. Lett.* 38(1977) 1429.
6. F. W. Byron, Jr., C. J. Joachain, *Phys. Rev.* 164(1967) 1.
7. S. Neppel, R. Ernstorfer, A. L. Cavalieri, C. Lemell, G. Wachter, E. Magerl, E. M. Bothschafter, M. Jobst, M. Hofstetter, U. Kleineberg, J. V. Barth, D. Menzel, J. Burgdörfer, P. Feulner, F. Krausz, R. Kienberger: Direct observation of electron propagation and dielectric screening on the atomic length scale. *Nature* 517(2015) 342.
8. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* 98/1(1955) 145.
9. D. A. Shirley, *Phys. Rev. B* 5(1972) 4709.

A MAGAS FELHARMONIKUSOK KELTÉSÉNEK KVANTUMOPTIKAI LEÍRÁSA

Földi Péter

Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Tanszék
ELI-ALPS Nonprofit Kft., Szeged

A nemlineáris rendszerek közös tulajdonsága, hogy erős, periodikus gerjesztés hatására a dinamika jóval összetettebb az egyszerű harmonikus oszcillációnál. Ez frekvenciaképpen azt jelenti, hogy a rendszert jellemző fizikai mennyiségek spektrumában a ν gerjesztő frekvencia mellett más komponensek is hangsúlyosak. Jellemzően ν egész számú többszörösei, a felharmonikusok jelennek meg. Optikai gerjesztés esetén a másodharmonikus-keltés már évtizedek óta a lézeres technológia egyik jól kidolgozott, alapvető módszere. A magasabb rendű harmonikusok megjelenése azonban nagyon alacsony hatásfokú folyamat, így kísérleti megfigyelésüket [1–3] a

gerjesztő lézerforrások paramétereinek (elsősorban intenzitásának) fejlődése kellett, hogy megelőzze.

Az optikai magasfelharmonikus-keltés (high-order harmonic generation, HHG) folyamata a fény-anyag kölcsönhatás nagy intenzitású tartományának elvi jelentőségű vizsgálata mellett azért is fontos, mert a gerjesztés hatására az anyagból kilépő másodlagos sugárzás (ami tulajdonképpen a felharmonikusok szuperpozíciója) különleges tulajdonságokkal rendelkezik. Ha az egyes frekvenciákhoz tartozó oszcillációk fázisa nem véletlenszerű, akkor a másodlagos sugárzás a gerjesztés rezgésidejénél lényegesen rövidebb impulzusokat is tartalmaz [4,5]. Közeli infravörös bejövő lézernyaláb esetén ez az attoszekundum nagyságrendjébe eső másodlagos impulzust vagy impulzussorozatot jelent. Ilyen rövid elektromágneses impulzusok például atomi rendszerek dinamikájának korábban elérhetetlen pontosságú feltérképezésére alkalmasak. A szegedi ELI-ALPS elsődleges lézernyalábjai a HHG-n alapuló technológia segítségével attoszekundumos impulzusokat is létre fognak hozni.

A magas felharmonikusokat keltő intenzív lézerterek tipikus térerőssége a GV/m nagyságrendű. Ezen tartományon – a szokásos ökölszabály értelmében – a gerjesztő impulzust elegendő klasszikusan leírunk, azaz kvantálás nélkül, pusztán időfüggő külső mezőként kezelünk.

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



Földi Péter Salgótarjánban született, a József Attila Tudományegyetemen szerzett fizikus és fizikatanár diplomát, majd PhD fokozatot. 2004 óta az SZTE Elméleti Fizikai Tanszékén dolgozik, habilitációja (2011) óta docensként. Vendégkutatóként hosszabb időt töltött az Antwerpeni Egyetemen és a Garching melletti Kvantumoptikai Max Planck Intézetben. 2015 óta az ELI-ALPS részmunkaidős munkatársa. Kutatási területe a fény-anyag kölcsönhatás és a transzportfolyamatok kvantumoptikai leírása.