

ATTOSZEKUNDUM IDŐTARTAMÚ FÉNYIMPULZUSOK

Keltésük elvének felvetése a KFKI-ban és megvalósításuk későbbi alakulása

Farkas Győző

MTA KFKI Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

Napjainkban a nemzetközi irodalomban egyre többször találkozunk a lézerekkel gerjesztett atomok, szilárdtestek vagy szabad elektronok esetén extrém gyors dinamikával attoszekundum nagyságrendű (10^{-18} s; elnevezése: „as”) időtartamok alatt lejátszódó folyamatok említésével. Jóllehet e folyamatok vizsgálata az elmúlt néhány év során viharos fejlődésnek indult, a kulcsszerepet játszó attoszekundumos fényimpulzusok megvalósítási elvének eredetéről és a tényleges megvalósításuk alakulásáról keveset olvashatunk. Ezért a jelen rövid ismertetésben felidézzük az attoszekundumos fényimpulzusok ideájának elvi felvetésére vonatkozó korabeli, a témakörhöz vezető és kapcsolódó előzetes tevékenységeinket a hazai olvasók számára, annál is inkább, mivel azok Magyarországhoz, a KFKI-beli laboratóriumunkhoz kapcsolódnak. Mindezek, továbbá az ismertetendő részletek magyar nyelvű leírása és a fontosabb kapcsolódó irodalmi hivatkozások [1]-ben található.

A klasszikus impulzsfényforrások (pl. villanólámpák) milliszekundumos (ms, 10^{-3} s) időtartamú fényimpulzusaitól napjaink extrém rövid lézerimpulzusaiig a 60-as években megindult lézerfizika mikroszekundum (μ s, 10^{-6} s), nanoszekundum (ns, 10^{-9} s), pikoszekundum (ps, 10^{-12} s) és femtoszekundum (fs, 10^{-15} s) időtartamú impulzusokat szolgáltató lézerek megvalósítása után jutott el – így mi is ezen az úton haladtunk a KFKI-ban. A használt (általában szilárdtest-) lézerek impulzusainak többnyire a látható tartományba eső fényében oszcilláló elektromágneses tér egyetlen ciklusának rezgésidejénél rövidebb időtartamú fényimpulzus előállítására azonban további, újabb típusú lézerek építésével már megvalósíthatatlannak látszott. A megoldást mégis a lézerek igen nagy intenzitású fényének atomokkal vagy szilárdtestekkel történő kölcsönhatásainál fellépő nemlineáris optikai jelenségek szolgáltatták.

Mit értünk itt a „nemlineáris” kifejezés alatt? Ha egy atomi rendszert a szokásos klasszikus fényforrások mérsekelt intenzitása helyett nagy lézerintenzitásokkal gerjesztünk, a szórt vagy kisugárzott fény már a gerjesztő fény második, harmadik, ..., n -edik felharmonikusait is tartalmazza. (Itt meg kell emlékeznünk *Neugebauer Tibor* úttörő munkájáról, aki már a lézerek megjelenése előtt jelezte a fényszórási folyamatoknál a második felharmonikus – igen gyenge – fellépésének lehetőségét.)

A lézerek alkalmazásával azután az 1987–88-as évek kísérletei során kiderült, hogy atomsugár atomjait igen intenzív ($\sim 10^{13}$ W/cm²) lézerfényvel megvilágítva a lézer ω_L frekvenciájának igen magasrendű ($>100 \omega_L$) felharmonikusai keletkeznek kollimált fénynyalábok formájában, körülbelül 10^{-7} hatásfokkal. (A szokásos angol szaknyelvi elnevezés: „High Harmonic Generation”, HHG.) Ma már az ezrediknél magasabb felharmonikusok is elérhetők. Az így kapott diszkrét frekvenciák spektrumának tipikus vázlatos alakja az 1. ábrán látható. A kvantummechani-

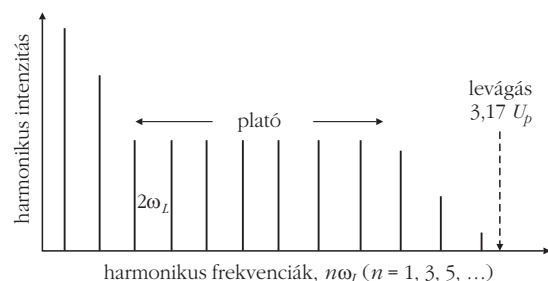
kai számítások szerint atomi rendszerre „nem túl erős” fénysugarat ejtve dipólmomentum indukálódik, e dipólmomentum abszolút értéke négyzetének segítségével kiszámíthatjuk a keletkező dipólsugárzást. (Atomok esetén az inverziós szimmetria következtében csak a páratlan rendek, tehát az $\omega_L, 3\omega_L, 5\omega_L, \dots$, frekvenciák alakulhatnak ki, míg szilárdtesteknél – fémeknél – e szimmetria hiányában minden egész számú harmonikus megjelenik).

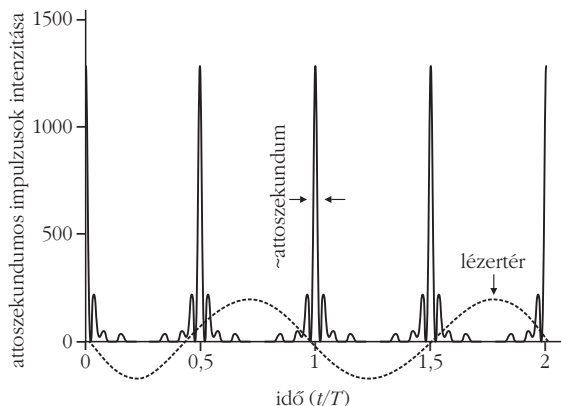
Az 1. ábra szerint a spektrum elején a növekvő rendű felharmonikusok intenzitásainak gyors esése látható (kis intenzitásoknál a spektrumnak csak ez a része lép fel). Az alacsony rendek perturbatív kölcsönhatásnak felelnek meg, amikor a kis intenzitás következtében az atomban fellépő anharmonicitás csak viszonylag kis térbeli eltolódásokat idéz elő, így gyenge dipólmomentum indukálódik. Ilyenkor az elektron egy lépésben több $\hbar\omega_L$ fotonenergia összegének megfelelő, az atom I_{ioniz} ionizációs küszöbpotenciáljánál nagyobb energiával kilép az atomból és eltávozik. Ez a sokfotonos „Küszöb Feletti Fotoeffektus” vagy „Fotoionizáció”, a szokásos angol elnevezéssel „Above Threshold Ionization” (ATI). A lézerintenzitás növelésével a 10^{13} – 10^{15} W/cm² tartományban a kölcsönhatás már nem tekinthető kis zavarnak, perturbációnak. A lézertér hatására az atomi elektron eltolódása az iontól igen nagy lehet: a lézertér az ion Coulomb-terét minden félperiódusban „letöri”, így az elektron számára elkeskenyített potenciálgát jön létre. A kvantummechanikai alagúteffektus által leírható mechanizmussal az elektron bizonyos mértékig „elhagyja” az atomot, és a lézertér félperiódusa szerint irányított pályán mozog. Így az atom elhagyása után a lézertér negyed periódusával bekövetkező polaritásváltáskor az elektron visszafordul, és, amint egyszerű számítással igazolható [2], a közben a lézertérrel felvett klasszikus $3,17 U_p$ mozgási energiával a „szülőionjához” visszacsapódik. Az elektron átlagos rezgési energiája a lézertérben, amit U_p ponderomotoros energiának is nevezünk:

$$U_p = \frac{e^2 E_L^2}{4 m \omega_L^2},$$

ahol e és m az elektron töltése, illetve tömege, E_L a lézer térerőssége. Az elektron vagy szóródik az ionon és a má-

1. ábra. Magasrendű felharmonikusok diszkrét szerkezetű spektruma





2. ábra. A magasrendű felharmonikusok Fourier-szintézise révén keletkező attoszekundumos fényimpulzusok sorozata.

sik irányban teljesen elhagyja az atomot („Optikai Tunnel Ionizáció”), vagy pedig az ionjához befogódva rekombinálódik, fénykibocsátással visszaadva a lézertérrel eddig szerzett összes energiáját egy magasrendű felharmonikus foton formájában [2]. Mivel e folyamat a lézerimpulzus minden rezgéseideje alatt kétszer lép fel (a lézertér-oszcilláció pozitív, ill. negatív maximumánál), a keletkező spektrum vonalas lesz, melyben e vonalak az ω_L lézerfrekvencia kétszeresével ismétlődve követik egymást, összhangban a Fourier-transzformáció szabályaival, amint azt az 1. ábrán látjuk. E spektrumvonalak amplitúdói itt, a nagyintenzitású nemperturbatív (tunnel) gerjesztés tartományában már nem a perturbatív csökkenés szerint haladnak: a vonalak amplitúdója közel konstans (platótartomány), majd a lézertől maximális fotonenergiát, $\hbar\omega_{\max}$, felvett felharmonikus értéknél a spektrum megszűnik, „levág”. A maximális fotonenergia értéke $\hbar\omega_{\max} = I_{\text{ioniz}} + 3,17 U_p$.

Az 1. ábrán látható n értékek a mai kísérletekben már ~1000-ig terjednek, vagyis a levágás előtti tartományban keV energiájú fotonokat lehet kelteni, ugyanakkor az $n = 1$ és az $n = 1000$ értékekkel határolt igen nagy $\Delta\omega$ sáv szélességű fénysugárzást nyerünk.

Attoszekundumos fényimpulzusok sorozatának elvi előállítását magasrendű felharmonikus-nyalábokkal

Az előzőekben nagy vonalakban vázoltuk azokat a folyamatokat, melyek során atomok vagy szilárdtestek kötött elektronjai sokfotonos gerjesztés útján nagy energiákra tesznek szert, majd e nagy energiák leadásával igen széles, diszkrét spektrumú HHG-sugárzást hoznak létre. Az elvi megfontolásokat és kísérleti adatokat összegezve lehetségesnek láttuk 1992-ben a KFKI-ban attoszekundumos impulzusok előállítását az alábbi tények alapján:

1) Az összes magasrendű felharmonikusoknak megfelelő Fourier-komponensek ugyanazon fókuszterületből emittálódnak, és egyetlen kollineáris nyalábban terjednek tovább;

2) Az elméletek szerint a szigorúan egyenlő közű felharmonikusok fázisai inherens módon kötött fázisban rezegnek időben, ami automatikusan biztosítja a korrekt Fourier-szintézis teljesülését;

3) A platóba eső felharmonikusok irány szerinti illeszkedése meglepően jó ebben a nemperturbatív tartományban.

1992-ben, az irodalomban elsőként [3], arra a következtetésre jutottunk, hogy a teljes $\Delta\omega$ spektrumszélességű magas felharmonikus nyalábok Fourier-szintézise révén azokban $\tau \sim 1/\Delta\omega \sim 10^{-18}$ s időtartamú „attoszekundumos” impulzusvonalatok léphetnek fel. Ugyanis, a platótartományra korlátozódva, $\Delta\omega \sim 2N\omega_L$, amiből az impulzushosszra $\tau \sim 30$ attoszekundum adódik. A képletben N a páratlan platóbéli felharmonikusok száma, ω_L a lézerfrekvencia. (Nd-lézernél $\omega_L = 1,8 \cdot 10^{15}$ s⁻¹, és a platóból az $N = 9$ -es értéket választottunk.)

A keltő lézer periódusideje $T/2\omega_L$ lévén, továbbá, mivel a felharmonikusok egyenköze $2\omega_L$, az eredő nyaláb $T/2$ periódussal egymást követő attoszekundumos impulzusok sorozatából áll (2. ábra). Ezen impulzusok $I_{as}(t)$ intenzitásának időbeli alakját az E_p amplitúdóval rezgő $E_p \cos n\omega_L t$ platóbéli felharmonikusok összegének négyzete adja:

$$I_{as}(t) \propto \left| \sum_{n=n_0}^{n_0+N-1} E_p \cos(n\omega_L t) \right|^2 \propto E_p^2 \frac{\sin^2(N\omega_L t)}{\sin^2(\omega_L t)}.$$

A 2. ábrán követett számításokat az argonatombok esetében nyert kísérleti adatok alapján végeztük. Tekintettel $N = 9$ felharmonikus közreműködésére, az I_{as} intenzitás az egyetlen harmonikus $I_{HH} = E_p^2$ intenzitásának körülbelül 100-szorosára nő.

Az attoszekundumos időtartam érzékeltetésére megemlítjük, hogy a hidrogénatombeli elektron Bohr-pályáján 140 as alatt tesz meg egy fordulatot. $\tau = 1$ as alatt a fény $d = c\tau = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s 10^{-18} s = $3 \cdot 10^{-8}$ cm = 0,3 nanométer távolságot tesz meg.

Mondhatjuk, hogy az attofizika találkozik a nanofizikával: új kísérleti eszközt nyertünk az atom belsejének attoszekundumos időbeli, illetve nanométeres térbeli skálán történő felbontásához.

Attoszekundumos impulzusok sorozata és egyetlen elkülönített attoszekundumos impulzus

Attoszekundumos impulzusok sorozatának megvalósítása

Attoszekundumos impulzusok sorozata valójában minden magasrendű felharmonikusokat (HH) keltő kísérletben automatikusan keletkezik, hiszen a keltő lézertérrel és egymással is kötött fázisban rezgő HH-k az előzőekben ismertetett formulával leírt Fourier-szintézis értelmében a 2. ábrán bemutatott attoszekundumos impulzussorozatot eredményezik. A feladat ezen sorozat eddig nem ismert új detektálási mérés technikákkal történő kimutatása volt. A kapcsolódó kísérletek angol nyelvű összefoglalása a [4] irodalmi hivatkozással.

Az első (1999) ilyen, autokorreláción alapuló próbálkozás során titán–zafir lézer impulzusát Michelson-interferométerben kettéosztva optikai késleltetés céljából újraegyesítették, majd argonatomb-sugárba fókuszálva a késleltetés függvényében a keltett sokfotonos fotoionizáció

ionjainak a lézerefény rezgésidejével modulált áramát mérték, a rezgési idők elején egy ~ 60 as tartamú, nehezen értelmezhető kiugrást nyerve. Ez vitatott eredetű, de az első kvalitatív jelzés volt az attoszekundumos impulzusok létezésére. Később (2003) ilyen autokorrelációs kísérletet kvantitatív szinten a már előzetesen előállított, egymáshoz képest folyamatosan késleltetett HH-fénynyalábokat xenonatomokra fókuszálva és ezúton sokfotonos fotoionizációt kelve végeztek. A kapott ionáram a késleltetés függvényében az előbb említett méréssel szemben a lézer minden félperiódusában csúcsokat mutatott. Ezen autokorrelációs adatokból a kapott attoszekundumos impulzussorozat egy ilyen „csúcs” tagjának időtartamára 780 as adódott, most már közvetlenül mérhető módon.

Még ez előtt a kísérlet előtt (2001) egy másik, bonyolultabb, de egzaktabb módszerrel jóval tisztább és pontosabb eredmények születtek. HH-sugárzás és lézersugárzás egyidejű alkalmazásával ionizálták az atomokat. Nagyon kvalitatívan ezt a folyamatot úgy foghatjuk fel, hogy először a nagyenergiájú n -edik, ω_n frekvenciájú HH-foton $\psi(\omega_n, t)$ hullámfüggvényű fotoelektronja a lézertérbe jut. A lézerefény (rádiófrekvenciás analógiával élve) ω_L lézerfrekvenciával „modulálja” ezt a $\psi(\omega_n, t)$ hullámot, aminek eredményeképpen ω_n körül $\omega_n \pm m\omega_L$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) frekvenciájú „oldalsávok” jelennek meg $\hbar\omega_n \pm m\hbar\omega_L$ elektronenergiákkal. Kellően gyenge lézerintenzitással elérhetjük, hogy csak az $m = \pm 1$ értéknek megfelelő két oldalsáv jelenjen meg. Így az $\omega_n + \omega_L$ és az $\omega_{n+2} - \omega_L$ rendű elektroncsúcsok egybeesnek, egyetlen csúcsot adnak. Hasonlóan, minden egymást ($2\omega_L$ -lel) követő HH-csúcs között lesz egy közös fotoelektroncsúcs. Ha most a HH-impulzust, illetve a lézerimpulzust egymáshoz képest τ idővel késleltetjük, egyszerű elméleti megfontolások [9] alapján e közös csúcs nagysága $\cos(\varphi_{n+2} - \varphi_n + 2\omega_L\tau)$ szerint, tehát $2\omega_L$ szerint változik. Így a felharmonikusok $\varphi_{n+2} - \varphi_n$ fáziskülönbsége és a $(\varphi_{n+2} - \varphi_n) / 2\omega_L$ késleltetés meghatározható. A kísérletet argonban keltett öt HH-vonalat tartalmazó nyalábra végezték el, melyek fázisai HH-vonáról HH-vonalra közel lineárisan haladtak. A HH-csúcsok abszolút értékeit is mérték. Így az 5 HH-vonal amplitúdóját és fázisait ismerve a Fourier-szintézis megadta az attoszekundumos impulzussorozat, illetve abban az egyedi 250 as tartamú impulzusok alakját és fél lézerperiódusnyi követési távolságát is. A kísérletileg így nyert attoszekundumos impulzussorozat $I_{as}(t)$ intenzitásának időfüggése megegyezik a 2. ábrán bemutatott saját előrejelzésünkkel. *Ez a kísérlet volt az első, amelyikben az attoszekundumos impulzussorozatot és az impulzusok alakját objektív módon demonstrálták, igazolva a mi saját felismerésünket és előrejelzésünket a KFKI-ban.*

Későbbi, pontosabb mérések megmutatták, hogy – szemben az előbbiekkal – az ω_n HH-fotonok kibocsátási pillanatai a HH-rend (n) növekedésével késnek, ami pozitív chirp (= a kisebb frekvenciakomponensek előre sietnek; a magyar szóhasználat „csörp”) léte utal az attoszekundumos impulzusban. A legutóbb végzett kísérletben e pozitív csörpöt alumíniumfóliákkal semlegesítették (negatív csörp), és a Fourier-szintézist 12 HH-komponensre végezték el a fentiekben leírt módszerrel. Sikeresült

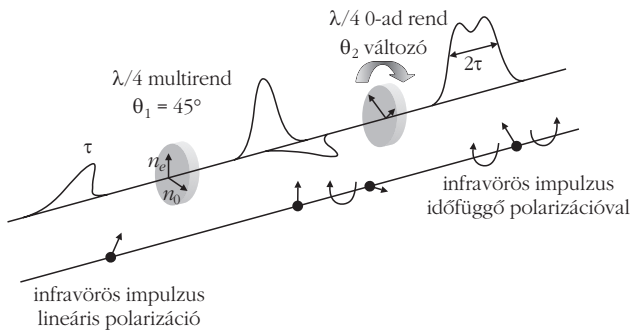
egyszerű berendezéssel rutinszerűen 170 as időtartamú, 30 eV energiájú, $7 \cdot 10^{15}$ Hz középfrekvenciájú impulzusok tiszta sorozatát előállítani.

Egyetlen elkülönített attoszekundumos impulzus megvalósítása

Az előzők során ismertetett attoszekundumos impulzusvonulatok helyett kísérleti vizsgálatokban sokkal alkalmasabb egyetlen különálló impulzus használata. Ilyen impulzust két különböző eljárással állítottak elő.

1) Néhány-ciklusos lézerimpulzust alkalmazó keltéssel

Az első ilyen eljárás a következő. Az attoszekundum időtartamú impulzusok elvi megvalósításához az 1. ábrán bemutatott HHG-spektrum tulajdonságaiból kiindulva jutottunk. Ilyen spektrumokat először néhányszor 10 ps – 10 fs időtartamú lézerimpulzusokkal keltettek. Kiderült, hogy az ilyen, viszonylag „hosszú” lézerimpulzusok időbeli felfutásuk alatt nemcsak felharmonikusokat keltenek, de mint láttuk, ionizálhatnak is. Ionizálva az atomsugár atomjait, nagymértékben lecsökkentik – „fogyasztják” – a még felharmonikus keltésre alkalmas semleges atomok számát. Így a lézerimpulzus maximális elektromos terű oszcillációja (mely a maximális $\hbar\omega_{\max}$ energiájú felharmonikus fotont hozza létre) már csak kevés semleges „hasznos” atomon fejtheti ki hatását, így viszonylag sok kis energiájú és kevés maximális energiájú felharmonikus foton keletkezik, amint azt elméletileg kimutatták. Ezért igen rövid, néhány optikai ciklust tartalmazó, olyan időbeli burkolójú lézerimpulzus használatával, melynél a burkoló közepére esik a maximális elektromos terű oszcilláció, közel folytonos, széles „felharmonikus” spektrumot kelt, mivel ezen egyetlen oszcilláció során eltávolított majd visszafordított elektron elvileg csupán egyetlen egyszer csapódik szülőionjához, nem lép fel periodicitás. (Természetesen ez csak elvileg van így, a maximális előtti, illetve utáni ciklusok is keltenek elhanyagolhatóan gyenge HH-kat). A keletkező folytonos spektrum nagyfrekvenciás végére eső tartomány tükörrel elkülöníthető (a röntgensugárzás tartományába eső) része az „egyetlen” maximális felharmonikus fotonok összesített járulékanak felel meg. E folytonos spektrum a Fourier-eljárás értelmében *egyetlen* fényimpulzusnak felel meg, melynek fotonenergiája a röntgentartományba esik. Ezen impulzus előállítására az első kísérleti lépést az általa kifejlesztett néhány ciklusos lézerimpulzusaival Krausz Ferenc [5] tette meg, *elsőként körülbelül 650 as időtartamú, 97 eV fotonenergiájú egyetlen impulzust nyerve.* Az így létrehozott attoszekundumos fényimpulzusok kimutatásához és metrológiájához természetesen merőben új módszerre van szükség. Mivel mind ezen impulzusok előállításáról, mind kísérleti kimutatásukról a *Fizikai Szemlében* [5] Krausz Ferenc igen részletes és világos leírást adott, itt csak a detektálás elvének vázolására szorítkozunk. A módszer az attoszekundumos impulzus és a néhány ciklusos gerjesztő lézerimpulzus keresztkorrelációján alapul, amikor is az attoszekundumos impulzus Kr-gázt egy röntgen-fotonnal ionizál a gerjesztő lézerimpulzus jelenlétében. A keletkező fotoelektronok



3. ábra. Az optikai kapu

spektruma a lézervény kétszeres periódusával változik az röntgen-, illetve a lézernyaláb egymáshoz képesti késleltetésének függvényében, amit a kísérletek igazoltak [5]. E kísérlet az attoszekundumos impulzusvonalat kimutatása mellett az *első olyan kísérleti munka, amely egyetlen különálló attoszekundumos impulzust állított elő.*

2) Optikai kapu eljárással

A másik módszer [6] különálló egyetlen attoszekundumos impulzus keltésére a 2. ábrán bemutatott attoszekundumos impulzussorozat egyik tagjának optikai eljárással történő elkülönítése: „optikai kapu”. A módszer a HH-k keltési hatásfokának a keltő lézervény polarizációjától való igen erős függésén alapul, e függés lineáris polarizáció esetén maximális. Így a cél a keltő lézervény polarizációjának olyan időbeli modulációja, amely esetén e keltő lézervény-hosszon belül a polarizáció csak e hossz rövid töredéke alatt legyen lineáris: ekkor a HH (és így az attoszekundumos impulzus) keltés e töredék időtartamra korlátozódik. A kísérleti megvalósítást két kereszttezett kettőtörő $\lambda/4$ -es kvarclemes alkotja (3. ábra). Az első multirendű $\lambda/4$ -es lemez tengelyei $\theta_1 = 45^\circ$ -ra vannak beállítva a bejövő lézervény lineáris polarizációs irányához képest. Így a beeső lézervény két egymásra merőleges (ordinárius és extraordinárius) félimpulzusra hasad. Ha τ lézervény-hossz esetén olyan lemezvastagságot választunk, melynek késleltetése szintén $\sim \tau$, a két félimpulzus „majdnem” τ idővel késik egymáshoz képest. Az eredő impulzus egy $\sim 2\tau$ félértékű, lapos tetejű intenzitásprofil-alakot mutat. Polarizációja a legelején lineáris, közben a két félimpulzus átfedési részén cirkuláris, majd a legvégén újra (ellentétben) lineáris. Átküldve ezen impulzust egy második (zérusrendű) $\lambda/4$ -es lemezen, melynek tengelyei $\theta_2 = 45^\circ$ -ra vannak állítva az elsőhöz képest, a lineáris tér cirkulárisra, a cirkuláris lineárisra változik. E két lemez megfelelő kombinációja ($\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$) a polarizáció olyan módosulását eredményezi, hogy az impulzus kezdetén levő cirkulárisból az impulzus közepén lineárisba, majd a végén újra cirkulárisba megy át. A két félimpulzus „fedési részének” néhány fs-ot kitevő tartományát nevezik „optikai kapu”-nak. Csak ebben léphet fel HH-k és így attoszekundumos impulzus keltése. A $\lambda/4$ -es lemezek optimális beállításával a közepén keletkező HH-impulzus alakja elegendően „hegyessé” tehető egyetlen különálló attoszekundumos impulzus keltéséhez. A legutóbbi időben már 100–200 as *hosszúságú, egyetlen különálló impulzus ilyen előállításáról számoltak be.*

3) Attoszekundumos impulzus keltése fémfelületeken

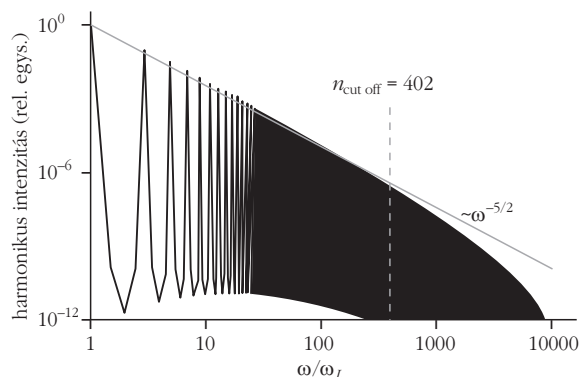
Az eddig atomokban keltett HH-kon alapuló attoszekundumos impulzusok mellett meg kell említenünk azt a sokat ígérő munkát, amely fémek (szilárdtestek) felületén keltett HH-k segítségével készül (különálló) attoszekundumos impulzusokat létrehozni [7]. Atomok esetén ugyanis az atomsugárban levő összes, viszonylag kisszámú atom növekvő lézervény-intenzitásoknál gyorsan ionizálódik, így nagy intenzitásoknál már a HH-keltés növelése lehetetlenné válik. Ugyanakkor fémek esetén, ahol $\sim 10^{23}$ atomi (vezetési) elektron áll rendelkezésre, rendkívül nagy, 10^{20} – 10^{22} W/cm² lézervény-intenzitásokat alkalmazva igen nagy nemlinearitás és igen nagyszámú HH-foton kelthető. Ha elegendően nagy lézervény-intenzitás esik a felületre, ott először az elektronfelhő oszcillál, majd szintén oszcilláló plazmaréteg keletkezik. Ha a plazma elektronsűrűsége a plazma-törésmutató ismert alakjából következő

$$N_e \geq \frac{m \omega_L^2}{4 \pi e^2}$$

feltételt elégíti ki, a plazma „oszcilláló tükörként” veri vissza a lézervényt. Ha az oszcilláló tükörreteg kitérése $x(t)$, a lézervény beesve és visszaverődve kétszer teszi meg az $x(t)$ utat, így a reflektált fény amplitúdójának közelítő időfüggő alakja $\sim \sin(\omega_L t + 2k_L x(t))$, tehát az $x(t)$ tükörrengés időfüggése által meghatározott fázismoduláció lép fel, így Bessel-függvényekkel leírható HH-spektrum keletkezik (4. ábra).

Igen nagy, $\sim 10^{20}$ W/cm², relativisztikus mozgásokat keltő lézervény-intenzitásoknál a tükör rezgését a $\sim \sin(2\omega_L t)$ időfüggésű Lorentz-erő hajtja, így $x(t)$ is $\sim \sin(2\omega_L t)$ alakú. Az ebből kiinduló relativisztikus modellszámítás megadja a HH-spektrum $\omega^{-5/2}$ hatványfüggvény szerint haladó burkolóját, e spektrum $n_{\text{cutoff}} = n_{\text{max}}$ levágási frekvenciájának (mely után a burkoló exponenciálisan leesik) felharmonikus sorszámát, ami $n_{\text{max}} \sim 4\gamma_{\text{max}}^2$, ahol γ_{max} a maximális tükörsebességet tartalmazó szokásos relativisztikus faktor. A harmonikusok polarizációja (továbbá páros, vagy páratlan felharmonikus-rendje) függ a beeső lézervény polarizációjától és intenzitásától. Közel 45° -os beesésnél mind a páros, mind a páratlan felharmonikusok megjelennek. Ha az atomok tárgyalt esetéhez hasonlóan [5] itt is igen rövid, néhány ciklusos keltő lézervény-intenzitást alkalmazunk, a modellszámítás szerint a HH-vonalak

4. ábra. Magasrendű felharmonikusok fémfelületen



va egymást átfedik a spektrum cutoff-tartománya felé. Alkalmos fémszűrővel az alacsonyabb rendű ($n \leq 10$) diszkrét vonalakat visszatartva, a transzmittált maradék spektrális tartomány teljesen folytonos lévén, egyetlen különálló attoszekundum időtartamú, igen intenzív impulzus kelthető. Már a meglévő kísérleti és elméleti eredmények alapján is ~ 10 as időtartamú impulzus várható [7]. A lézerezés intenzitás 10^{22} W/cm² értékre történő növelésével és további optimalizációval pedig a „zeptoszekundum” (zs, azaz 10^{-21} s) időtartamú fényimpulzusok előállítására is megvan a remény.

Az attoszekundumos impulzusok alkalmazásai

Tekintettel az alkalmazások igen nagy és növekvő számára, valamint széles körére, e cikk keretében csupán néhány kiragadott példa rövid ismertetésére szorítkozhatunk. Várható, hogy az attoszekundumos impulzusoknak az időfelbontott atom-, és elektronspektroszkópiában új utakat megnyitó alkalmazásai a tudomány igen sok területén rendkívüli új lendületet adnak.

Ilyen áttörést jelent a kriptonatom Auger-élettartamának valós idejű meghatározása, mérve az attoszekundum tartamú impulzussal történt ionizáció után az Auger-elektronnak a kontinuumba történő kiszabadulási idejét [4]. Számos munka foglalkozik azóta az atomi belső héjak attoszekundumos dinamikájával.

Egy másik új eredmény annak az előzőekben már tárgyalt folyamatnak a vizsgálata volt, amely során a lézertér által optikai alagútmisszióval az atomból „kihúzott”, majd a lézerezés polaritásváltásával ugyanoda „visszacsapott” elektron e visszaforduló pályán töltött idejének a lézerezés ciklusidejéhez viszonyított időzítését atomi skálájú, attoszekundumos pontossággal mérték [4].

Ugyancsak érdekes eredmények születtek az elektron-hullámcsomag attoszekundumos dinamikájával kapcsolatosan. Az egyik legegésőbb munka [8] az „at-

toszekundumos kettős rés” kísérlet (a Young-féle optikai kettős réses ismert kísérlet analogonja), melynél azonban a „réseket” attoszekundumos időkapuk képezték az egyetlen különálló elektron-hullámcsomag számára. Ezen időbeli kettősrés-rendszeren a kvantummechanika alapelveinek szép demonstrálását valósították meg megmutatva az elektroninterferenciát, és egyben az elektronátmenetek attoszekundumos dinamikáját is.

A KFKI-ban 15 évvel ezelőtt végzett kutatásaink akkor még nem is sejtett fontossága az attoszekundumos fizika megalapozásában csak most, az elvégzett kísérletek során nyert bizonyítást. Az ismertetett eredmények és a látványos fejlődés a témakör számára további lehetőségek megvalósulását ígéri már a közeli jövőben.

Irodalom

1. FARKAS GY.: *A sokfotonos folyamatoktól az attoszekundumos fényimpulzusokig* – A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei, Kiadók: Heiner Zs. és Osvay K., Szegedi Tudományegyetem (2006) 208
2. K.C. KULANDER, K.J. SCHAFER, J.L. KRAUSE: *Dynamics of short-pulse excitation, ionisation and harmonics conversion* – Super-Intense Laser-Atom Physics, edited by B. Piraux et al., Plenum Press, New York (1993) 95
3. M. LEWENSTEIN, PH. BALCOU, M.YU. IVANOV, A. L'HUILLIER, P.B. CORKUM: *Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields* – Phys. Rev. A49 (1994) 2117
4. GY. FARKAS, CS. TÓTH: *Proposal of attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases* – Phys. Lett. A168 (1992) 447
5. P. AGOSTINI, L.F. DIMAURO: *The physics of attosecond light pulses* – Rep. Prog. Phys. 67 (2004) 813
6. KRAUSZ F.: *Atomok és elektronok mozgásban* – Fizikai Szemle 52/1 (2002) 12
7. A. ZAİR, O. TCHERBAKOFF, E. MÉVEL, E. CONSTANT, R. LÓPEZ-MARTENS, J. MAURITSSON, P. JOHNSON, A. L'HUILLIER: *Time-resolved measurements of high order harmonics confined by polarization gating* – Appl. Phys. B78 (2004) 869
8. G.D. TZAKIRIS, K. EIDMANN, J. MEYER-TER-VEHN, F. KRAUSZ: *Route to intense single attosecond pulses* – New J. Phys. 8 (2006) 19
9. F. LINDNER, M.G. SCHÄTZEL, H. WALTHER, A. BALTUŠKA, E. GOULIELMAKIS, F. KRAUSZ, D.B. MILOŠEVIĆ, D. BAUER, W. BECKER, G.G. PAULUS: *Attosecond Double-Slit Experiment* – Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 040401

KOMPLEX KRISTÁLYMORFOLÓGIÁK MODELLEZÉSE HÁROM DIMENZIÓBAN

Pusztai Tamás, Bortel Gábor, Tóth Gyula, Gránásy László
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet, Budapest

A mindennapi életünkben előforduló kristályos anyagok jelentős része polikristályos, azaz nagyszámú kristályszemcséből épül fel. A polikristályos anyag fizikai tulajdonságai nagymértékben függenek az alkotó kristályszemcsék méret és összetétel szerinti eloszlásától, melyet a kristálycsíráképződés és -növekedés viszonya határoz meg. A polikristályos megszilárdulás leírásához tehát olyan elméletre van szükség, amely alkalmas mindkét folyamat leírására. Előző cikkünkben egy olyan, viszonylag egyszerű kontinuum leírást mutattunk be, melynek keretében sikeresen modellezhetők igen bonyolult kétdimenziós polikristályos megszilárdulási alakzatok [1]. A cikk megjelenése óta kidolgoz-

tuk fázismezőmodellünk háromdimenziós általánosítását [2, 3]. A jelen írásban az új modell által nyújtott egyedülálló lehetőségeket szeretnénk illusztrálni.

Mivel kiindulópontunk a korábbiakban ismertetett kétdimenziós fázismezőmodell, felidézünk annak néhány alapvető vonását. A lokális fizikai állapotot hely- és időfüggő skalármezőkkel jellemezzük. Így a szilárd-folyadék átmenet leírására a $\phi(\mathbf{r}, t)$ fázismezőt vezetjük be, melynek értéke egy és nulla között változik a kristály-folyadék határfelületen keresztül [1, 4–7]. A fázismező olyan, a kristályban jelenlevő szerkezeti tulajdonság, amely eltűnik a folyadékban (pl. a részecskesűrűség domináns Fourier-