

Jeszcze szybsza lampa błyskowa czyli Nagroda Nobla z fizyki 2023

2023 Nobel prize in physics – an even faster flashlamp

Czesław Radzewicz*

Zakład Optyki, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. W 2023 Nagroda Nobla z fizyki została przyznana za wytwarzanie attosekundowych ($1\text{ as}=10^{-18}\text{ s}$) impulsów promieniowania elektromagnetycznego oraz zastosowanie ich do badań dynamiki elektronów w materii skondensowanej. Przedstawiam podstawowe informacje o mechanizmach fizycznych wiodących do wytwarzania takich impulsów oraz narzędzia do ich diagnostyki. Pokazuję także przykładowe zastosowanie impulsów attosekundowych do badania dynamiki zjawiska fotoelektrycznego.

Słowa kluczowe: promieniowanie XUV, impulsy attosekundowe, dynamika elektronów w materii skondensowanej

Abstract. Nobel Prize in Physics in 2023 was awarded for generation of attosecond ($1\text{ as}=10^{-18}\text{ s}$) pulses of electromagnetic radiation and application of attosecond pulses in studies of electrons in condensed matter. I show basic physical mechanisms leading to generation of such pulses and methods to measure them. I also show an exemplary application of attosecond pulses - studies dynamic of photo effect.

Keywords: XUV radiation, attosecond pulses, electron dynamics in condensed matter

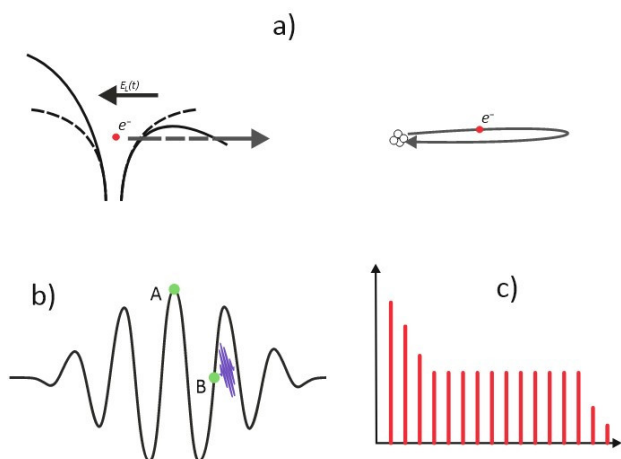
Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2023 otrzymali: Pierre Agostini, Ferenc Krausz oraz Anne L’Huillier za „doświadczalne metody wytwarzania attosekundowych impulsów światła do badania dynamiki elektronów w materii”. Jak wskazuje uzasadnienie, tegoroczna nagroda jest kolejną wyróżniającą tworzenie nowatorskich narzędzi badawczych w szeroko rozumianej optyce:

- 2009 – za metodę wytwarzania niskostratnych światłowodów z krzemionki,
- 2012 – za metody doświadczalne umożliwiające pomiar i manipulację pojedynczymi atomami,
- 2017 – za wkład w budowę LIGO
- 2018 – za metodę wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła o dużym natężeniu,
- 2023 – za metody wytwarzania attosekundowych impulsów światła umożliwiające badanie elektronów w materii.

Aby uświadomić sobie, co oznacza jedna attosekunda wystarczy powiedzieć, że w tym czasie światło pokonuje w próżni drogę $0,3\text{ nm}$ porównywalną z rozmia-

rami atomu. Impulsy attosekundowe ($1\text{ as} = 10^{-18}\text{ s}$) powstają w wyniku wytwarzania wysokich nieparzystych harmoniczných światła laserowego podczas oddziaływania femtosekundowego impulsu laserowego z atomami gazu szlachetnego [1, 2]. Harmoniczne te są spójne, więc ich interferencja w czasie skutkuje, w odpowiednio dobranych warunkach, powstaniem impulsu attosekundowego (zwanego też dalej w skrócie impulsem atto – przyp. red.) bądź ciągu impulsów attosekundowych z widmem sięgającym skrajnego nadfioletu (XUV) [3], podobnie jako interferencja modów w laserze prowadzi do impulsów femtosekundowych. Warto zauważyć, że Szwedzka Królewska Akademia Nauk dopuściła się pewnej nieścisłości nazywając to promieniowanie światłem, ponieważ to ostatnie określenie używane jest zazwyczaj do opisywania promieniowania elektromagnetycznego w obszarze widzialnym. Pierwsze wyniki uzyskane na przełomie tysiącleci donosiły o wytwarzaniu ciągu impulsów atto, z okresem odpowiadającym połowie okresu fali laserowej. Proces wytwarzania impulsów attosekundowych ilustruje rys. 1.

*ORCID: 0000-0003-1470-3201



Rys. 1. a) Generacja impulsu attosekundowego w obrazie klasycznym składa się z 3 kroków. Najpierw elektron w atomie tuneluje przez barierę potencjału atomu zdeformowanego przez silne pole elektryczne impulsu laserowego. W kroku 2 elektron jest przyspieszany w polu elektrycznym impulsu laserowego najpierw oddalając się od jonu, by po zmianie kierunku pola elektrycznego rozpędzić się w kierunku jonu. Krok 3 to rekombinacja elektronu i jonu z wyświeceniem (wypromieniowaniem – przyp. red.) wysokich harmonicznych. b) Sekwencja czasowa pokazana na tle impulsu laserowego – atom zostaje zjonizowany w momencie A i rekombinuje z jonem w momencie B. Klasyczne całkowanie ruchu elektronu daje pozycję elektronu w jonie oraz największą energię kinetyczną właśnie w momencie B. c) Schematyczne widmo wysokich harmonicznych ilustrujące charakterystyczne plateau

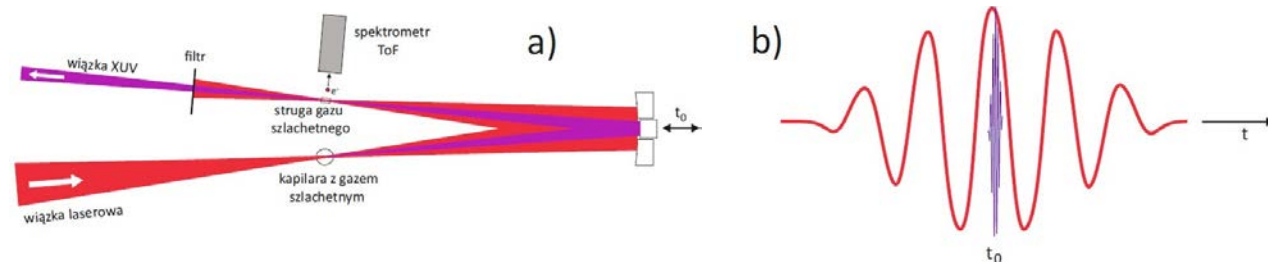
Energię kinetyczną elektronu w chwili rekombinacji można policzyć w sposób klasyczny, a dodając do niej energię jonizacji atomu I_p dostajemy wyrażenie na maksymalną energię fotonów generowanych podczas rekombinacji

$$E_{\max} = I_p + 3,17U_p, \quad (1)$$

gdzie $U_p = \frac{e^2 E_L^2}{4m\omega^2}$ to tak zwany potencjał ponderomotoryczny zależny od amplitudy pola elektrycznego impulsu laserowego E_L , ładunku elementarnego e , masy elektronu m oraz częstości fali laserowej ω . Przedstawiony na rys. 1 schemat generacji impulsów attosekundowych urzeka swą prostotą, jednak jest z gruntu fałszywy, gdyż traktuje elektron jak obiekt klasyczny. Na szczęście istnieje także opis w pełni kwantowy [4], a pierwszym autorem tej pracy jest polski fizyk Maciej Lewenstein. Okazuje się przy tym, że podstawowe przewidywania obu

modeli są zbieżne. Najbardziej istotna różnica polega na tym, że model kwantowy przewiduje optymalne natężenie lasera, powyżej którego sprawność procesu spada oraz małą sprawność procesu jako skutek dyfrakcji pakietu falowego elektronu w jego podróży od i do rdzenia atomowego. Łącząc (1) z ograniczeniem na pole elektryczne impulsu widać, że jedynym (dostępnym w laboratorium) parametrem pozwalającym na kontrolę maksymalnej energii fotonów impulsu attosekundowego jest częstość fali laserowej. Pierwsze doświadczenia z impulsami attosekundowymi wykonywane z użyciem impulsów laserów szafirowych (Ti:Sap), pracujących na falach o długości ok. 800 nm, pozwalały na generację fotonów XUV z energiami rzędu 100 eV. Postęp technologii źródeł podczerwonych impulsów femtosekundowych pozwolił przesunąć tę granicę najpierw do okna wodnego 280-530 eV (2,3-4,4 nm), a później także do obszaru miękkiego promieniowania X o energiach rzędu pojedynczych keV [5].

Warto zauważyć, że schemat czasowy (rys. 1b) nakłada bardzo duże wymagania na impulsy laserowe. Nie jest problemem uzyskanie natężenia lasera odpowiadającego maksymalnej sprawności procesu, natomiast czas trwania impulsu oraz jego powtarzalność ciągle stanowią spore wyzwanie doświadczalne. W sytuacji idealnej atom jest jonizowany tylko w jednym, najmocniejszym maksimum pola elektrycznego lasera i powstaje pojedynczy impuls attosekundowy o ciągłym widmie. Jeżeli jednak kolejne impulsy mają różny kształt pola elektrycznego fali laserowej, to za każdym razem powstaje inny impuls atto. Dlatego najlepsze rezultaty daje stosowanie laserowych impulsów femtosekundowych ze stabilizacją faza-obwiednia (prowadzącą do stabilizacji kształtu impulsu) charakteryzujących się bardzo dobrą powtarzalnością. Ponadto dla dłuższych impulsów laserowych jonizacja następuje w kilku/kilkunastu maksimach pola elektrycznego fali laserowej i powstaje ciąg impulsów z widmem dyskretnym, którego poszczególne piki odpowiadają kolejnym nieparzystym harmonicznym lasera.



Rys. 2. a) Schemat układu do pomiaru impulsów attosekundowych. Impuls laserowy wytwarza wysokie harmoniczne w gazie szlachetnym w kapilarze umieszczonej w próżni. Rozbieżność wiązki XUV jest mniejsza niż wiązki laserowej i stosując pokazane na rysunku podwójne lustro można kontrolować ich względne opóźnienie. Obie wiązki są ogniskowane, a impuls XUV jonizuje atomy gazu szlachetnego w strudze. Ich energia kinetyczna jest mierzona w spektrometrze czasu przelotu (ang. Time-of-Flight – ToF). Obie wiązki są liniowo spolaryzowane w płaszczyźnie rysunku. b) Uwzględniając skale czasowe można przyjąć, że jonizacja atomów jest natychmiastowa (t_0). Zanim elektrony dotrą do spektrometru oscylują w polu fali laserowej w przedziale czasowym (t_0, ∞) , co wpływa na ich końcową energię kinetyczną

Rozróżnienie pomiędzy generacją pojedynczych impulsów atto a wytwarzaniem ciągów impulsów jest bardzo ważne z punktu widzenia ich zastosowań.

O ile widmo impulsu attosekundowego mierzy się bardzo łatwo, wystarczy bowiem mieć siatkę dyfrakcyjną i odpowiednią kamerę, to wyznaczenie profilu czasowego impulsu XUV było początkowo wyzwaniem. Niektóre próby w tym zakresie kopiowały metody stosowane w laserach femtosekundowych czyli pomiar funkcji autokorelacji impulsu, tzn. dwa takie same impulsy z regulowanym względnym opóźnieniem oddziałują w ośrodku nieliniowym, a wynik tego oddziaływania jest proporcjonalny do kwadratu całkowitego natężenia [6]. Choć skuteczne, to jednak takie podejście daje tylko przybliżoną informację o impulsie attosekundowym – pełna informacja powinna zawierać zależne od czasu amplitudę i fazę impulsu. Przełom przyszedł szybko – już w roku 2002, gdy po raz pierwszy zademonstrowano kamerę smugową, w której odchylenie elektronu jest skutkiem działania pola elektrycznego fali laserowej [7]. Kamera ta umożliwia kompletną charakterystykę impulsów attosekundowych. Schemat układu i zasadę działania kamery ilustruje rys. 2. Jeżeli pole elektryczne impulsu laserowego opiszemy jako $E_L(t)$ i przyjmujemy, że proces jonizacji jest natychmiastowy, to pęd elektronu dla dużych czasów wynosi

$$p_e(t = \infty) = p_i + \int_{t_0}^{\infty} -eE_L(t)dt,$$

gdzie p_i jest pędem elektronu tuż po jonizacji, e zaś ładunkiem elementarnym. Pomiary widma elektronów wykonuje się dla wielu opóźnień t_0 , a ich wyniki pozwalają odtworzyć zależne od czasu zespolone pole elektryczne (amplitudę i fazę) impulsu attosekundowego [7].

Wspomiane w nominacji noblowskiej badanie dynamiki elektronów w materii – jedno z pierwszych i najbardziej spektakularnych zastosowań impulsów attosekundowych – umożliwiło obserwację ruchu elektronów w atomach, cząsteczkach i materii skondensowanej. Przykładem może tu być pomiar dynamiki procesu fotoelektrycznego. Od pierwszego opisu tego zjawiska zaprezentowanego przez Alberta Einsteina na początku XX wieku wiadomo było, że nie może to być proces natychmiastowy, ponieważ elektron ma skończoną masę i działają na niego skończone siły, więc również czas potrzebny na jego uwolnienie z metalu musi być skończony. Problem w tym, że przez prawie 100 lat nie było narzędzia pozwalającego zmierzyć ten czas. Na szczęście to się zmieniło

wraz z pojawieniem się impulsów attosekundowych. Autorzy pracy [8] zastosowali impulsy attosekundowe do zmierzenia czasu potrzebnego do wybicia elektronu z powierzchni kryształu wolframu. Okazało się, że w procesie uczestniczą zarówno elektrony związane, jak i elektrony swobodne, przy czym te pierwsze pojawiają się prawie 100 as później niż drugie.

Nowa dziedzina fizyki nazwana attonauką ma olbrzymi potencjał poznawczy – można teraz badać wiele procesów, które były nieuchwytnie dla wcześniejszych metod. Obecne zastosowania impulsów attosekundowych koncentrują się na badaniach podstawowych, potencjalne zastosowania praktyczne zaś są ograniczone bardzo niską sprawnością przetwarzania energii impulsów laserowych na impulsy atto. Pod względem jasności źródła promieniowania XUV oparte na generacji wysokich harmonicznym nie mogą równać się z innymi, na przykład, z promieniowaniem synchrotronowym. Duże nadzieje wiąże się ze wzmacnianiem impulsów atto we wzmacniaczu wykorzystującym swobodne elektrony XFEL. Jednak wyjście ze źródłami impulsów atto poza laboratoria badawcze będzie wymagało dużo pracy nad doskonaleniem technologii dostępnej obecnie.

Literatura

- [1] A. McPherson et al. “Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in rare gases” *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 596-601 (1987).
- [2] Li, X. Fet al. “Multiple harmonic generation in rare gases at high laser intensity” *Phys. Rev. A* **39**, 5751-5761 (1989).
- [3] M. Hentschel et al, “Attosecond metrology” *Nature* **414**, 509-513 (2001).
- [4] M. Lewenstein et al. “Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields” *Phys. Rev. A* **49**, 2117-2132 (1994).
- [5] T. Popmintchev, et al. “Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers” *Science* **336**, 1287-1291 (2012).
- [6] P. Tzallas et al. “Direct observation of attosecond light bunching” *Nature* **426**, 267 (2003).
- [7] J. Itatani et al. “Attosecond Streak Camera” *PRL* **88**, 173903 (2002).
- [8] A. L. Cavalieri et al. “Attosecond spectroscopy in condensed matter” *Nature* **449**, 25 October 2007, doi:10.1038/nature06229.