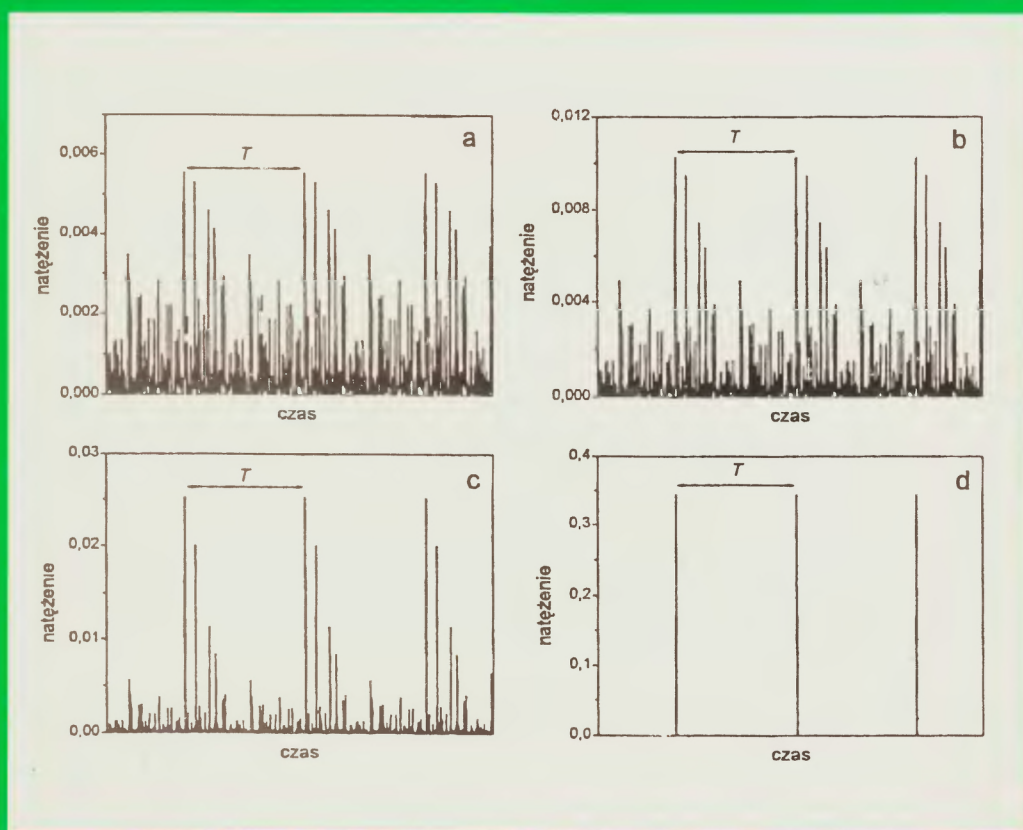


POSTĘPY FIZYKI

TOM **49** ZESZYT **4** ROK **1998**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



ULTRAKRÓTKIE IMPULSY LASEROWE

DROGA ŻYCIOWA ALEKSANDRA JABŁOŃSKIEGO

DOŚWIADCZENIE FRANCKA I HERTZA: 85 LAT PÓŹNIEJ

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezysi: prof. Andrzej Budzanowski
prof. Józef Szudy
Sekretarz Generalny: prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: mgr Wanda Doborzyńska-Głazek
Członkowie Zarządu: prof. Bogdan Cichocki
prof. Wojciech Gawlik
prof. Stanisław K. Hoffmann
prof. Wojciech Suski
dr Edmund Śniadek
mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Bronisław Grzegorzewski (Bydgoszcz)
Prof. Marian Głowacki (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Prof. Zygmunt Kleszczewski (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Dr Marek Pajek (Kielce)
Prof. Wojciech Gawlik (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Tadeusz Rewaj (Szczecin)
Prof. Wacław Bała (Toruń)
Prof. Bronisław Orłowski (Warszawa)
Prof. Władysława Nawrocka (Wrocław)

Adres Zarządu: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 621 26 68, adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~ptf>.

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Miroslaw Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Dr Maciej Horowski (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~postepy>.

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, Janiszowska 8

Ultrakrótkie impulsy laserowe

Czesław Radzewicz, Piotr Wiewiór

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

Ultra short laser pulses

Abstract: We review the current state of ultra fast laser physics and technology. A brief description of ultra short laser pulse generation, amplification, compression and frequency conversion is presented together with the basic diagnostic tools used in the field. Applications of ultra short light pulses in science and technology are presented using selected examples of research results in physics, chemistry and telecommunications.

1. Wstęp

W roku 1638 Galileusz próbował wyznaczyć prędkość światła przez pomiar czasu przelotu światła pomiędzy dwoma pagórkami w okolicach Pizy [1]. Jednakże próba ta spaliła na panewce, gdyż okazało się, że czas przelotu jest znacznie krótszy niż najkrótszy impuls światła, jaki można było uzyskać przez chwilowe odsłonięcie latarni użytej w doświadczeniu. Jest to przykład doświadczenia, które opierało się na dobrym pomysle, ale nie mogło być wykonane, gdyż brakowało odpowiednich narzędzi. Aby eksperyment się powiódł, Galileusz musiałby dysponować urządzeniem wytwarzającym odpowiednio krótkie impulsy światła. Dzisiaj, gdy prędkość światła została już wyznaczona, krótkie impulsy światła są nadal bardzo potrzebne, zwłaszcza gdy zjawisko, które chcemy zbadać, przebiega w czasie kilku femtosekund. Aby badać zjawiska trwające kilkanaście, kilkadziesiąt czy kilkaset femtosekund oraz móc sterować ich przebiegiem, należy pokonać zasadniczą przeszkodę: trzeba mieć odpowiednie narzędzia i metody, które umożliwiają osiągnięcie femtosekundowej rozdzielczości czasowej. Mówiąc o takich narzędziach, fizycy mają dzisiaj na myśli femtosekundowe impulsy laserowe i związane z nimi metody doświadczalne. Gdyby Galileusz dysponował współczesnym laserem, wytwarzającym femtosekundowe impulsy

światła, mógłby wyznaczyć prędkość światła z dokładnością względną rzędu 10^{-10} ! Wraz z rozwojem laserów rozwijały się także bardzo intensywnie niezwykle ważne i potrzebne metody wytwarzania coraz krótszych impulsów światła, które dzisiaj pozwalają na wytwarzanie impulsów laserowych o czasie trwania kilku femtosekund.

Można zapytać, dlaczego femtosekundowe impulsy światła są tak ważne i dlaczego warto się zajmować tą dziedziną nauki. Jedną z odpowiedzi na to pytanie jest taka, że obserwacja i kontrola procesów zachodzących w przyrodzie w femtosekundowej skali czasu jest niezwykle fascynująca i stanowi swego rodzaju wyzwanie dla badaczy. Warto sobie uzmysłowić, że jedna femtosekunda ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) to ok. połowy okresu drgań fali elektromagnetycznej, odpowiadającej światłu o barwie czerwonej. Stosunek jednej femtosekundy do jednej sekundy jest porównywalny ze stosunkiem pięciu minut do wieku Ziemi. Aby w pełni docenić, jak krótka jest femtosekunda, proponujemy spojrzeć na tabelę 1.

Rozwój metod wytwarzania ultrakrótkich impulsów laserowych rozpoczął się prawie równocześnie z rozwojem samych technik laserowych. Należy pamiętać, że także pojęcie „ultrakrótkich impulsów laserowych” zmieniało się w czasie; w literaturze fachowej zwyczajowo stosowano tę nazwę do określenia najkrótszych impulsów, jakie

Tabela 1. Jak krótka jest femtosekunda?

1 sekunda

Jedna sekunda – przedział czasu powszechnie spotykany w życiu codziennym – nie robi na nas specjalnego wrażenia. Nie jest również specjalnie trudno wytworzyć sekundy impuls światła – wystarczy np. szybko włączyć i wyłączyć żarówkę. Trudniej sobie natomiast wyobrazić dystans, jaki światło przebiega w ciągu 1 s – ok. 3/4 odległości od Ziemi do Księżyca.

1/30 s

Jedna trzydziesta część sekundy jest najkrótszym czasem, w którym oko ludzkie potrafi zareagować na impuls świetlny. Spotykamy się z takimi czasami na co dzień, oglądając telewizję czy chodząc do kina: pojedyncze obrazy (klatki) wyświetlane w czasie 1/30 s dają wrażenie ciągłego ruchu. W czasie 1/30 s światło przebywa dystans ok. 10 000 km. Można powiedzieć, że w „mgnieniu oka” impuls światła wysłany z Chicago znajdzie się w Tokio.

1 mikrosekunda ($1 \mu\text{s} = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$)

Jedna mikrosekunda to jedna milionowa część sekundy. Z takimi czasami również spotykamy się w codziennym życiu – jest to np. czas trwania impulsu świetlnego, wytwarzanego przez lampę błyskową w aparacie fotograficznym. Dzięki temu możemy „zamrażać” na zdjęciach obiekty poruszające się z odpowiednimi prędkościami, np. pocisk pistoletowy sfotografowany z taką rozdzielczością czasową wydaje się prawie nieruchomy.

1 nanosekunda ($1 \text{ ns} = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$)

Jedna miliardowa część sekundy jest to czas, w którym szybki tranzystor we współczesnym komputerze przełącza się ze stanu zaporowego do stanu przewodzenia, zmieniając w ten sposób zero logiczne na jedynek logiczną. Jest to tak krótki czas, że światło, które w ciągu jednego uderzenia serca potrafi siedmiokrotnie okrążyć Ziemię, przebywa w nim odległość ok. 30 cm.

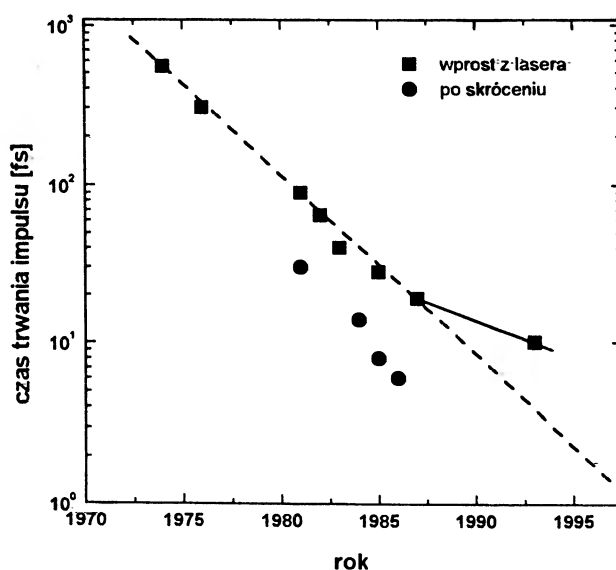
1 pikosekunda ($1 \text{ ps} = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$)

Pikosekunda to jedna trylionowa część sekundy. Pikosekundy są odcinkami czasu, z którymi mamy do czynienia przy badaniu zjawisk zachodzących w cząsteczkach. W czasie jednej pikosekundy światło przebiega dystans 0,3 mm, czyli z grubsza średnicę kropki znajdującej się na końcu tego zdania. „Zamrożone” obrazy ruchów cząsteczek można uzyskać jedynie za pomocą laserów wytwarzających pikosekundowe impulsy światła.

1 femtosekunda ($1 \text{ fs} = 1 \times 10^{-15} \text{ s}$)

Femtosekunda to jedna kwadrylionowa część sekundy – odcinek czasu tysiąc razy krótszy od 1 ps. W czasie 1 fs światło przebiega odległość 0,3 μm , czyli w przybliżeniu 1000 odległości między atomami w kryształku krzemu. Femtosekundowe impulsy laserowe są najkrótszymi zdarzeniami, które są w pełni wytwarzane, kontrolowane i mierzone przez człowieka.

ludzie potrafili wytwarzać w danym momencie. Historię ultrakrótkich impulsów w ostatnich 20 latach ilustruje rys. 1. Okres najbardziej burzli-



Rys. 1. Historia wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła. Kwadratami oznaczone są impulsy otrzymane wprost z oscylatora laserowego, natomiast kółkami – impulsy, które poddano dodatkowemu skróceniu na zewnątrz wnęki laserowej.

wego rozwoju przypada na przełom lat 70. i 80. naszego stulecia, kiedy praktycznie co dwa lata ultrakrótkie impulsy laserowe stawały się dwa razy krótsze. W ostatnim dziesięcioleciu obserwujemy już znacznie mniejszy postęp w tej dziedzinie – wydaje się, że stosowane metody powoli osiągnęły kres swoich możliwości. Można zaryzykować stwierdzenie, że technologia femtosekundowa wchodzi w okres dojrzały i ciężar badań coraz bardziej przesuwa się w kierunku zastosowań, a nie samej techniki doświadczalnej. Poniżej podajemy kalendarium badań i doświadczeń, będących kamieniami milowymi postępu w technologii ultrakrótkich impulsów światła.

1964 – Powstaje pierwszy laser z synchronizacją modów [2]. Jest to laser He-Ne (helowo-neonowy), w którym aktywną synchronizację modów uzyskano dzięki umieszczeniu w rezonatorze modulatora strat. Laser wytwarza impulsy światła o czasie trwania kilku nanosekund.

1965–67 – W początkach badań nad procesem synchronizacji modów w laserach po raz pierwszy zaobserwowano zjawisko samoistnej synchronizacji modów [3–6]. Odkrycie to nie wywołało zbyt wielkiego zainteresowania, ale warto o nim wspomnieć, gdyż samoistna synchronizacja modów jest podstawą działania współczesnych laserów femtosekundowych.

1968 – Treacy demonstruje możliwość skracania ultrakrótkich impulsów laserowych na zewnątrz wnęki rezonansowej [7]. Doświadczenie Treacy'ego polega na wpuszczeniu impulsów z lasera na szkło neodymowym z pasywną synchronizacją modów do linii dyspersyjnej, zbudowanej na siatkach dyfrakcyjnych.

1969 – Powstaje pierwszy laser barwnikowy z pasywną synchronizacją modów, pompowany lampami wyładowczymi [8]. Mechanizm synchronizacji modów oparty jest na wykorzystaniu szybkiego, nasycalnego absorbera. Laser wytwarza impulsy o czasie trwania ok. 6 ps.

1972 – Ippen i in. demonstrują pierwszy laser barwnikowy, działający w reżimie pracy ciągłej z pasywną synchronizacją modów, uzyskaną za pomocą nasycalnego absorbera [9]. Laser działa na rodaminie 6G, a absorberem jest barwnik o nazwie DODCI. Laser wytwarza impulsy o czasie trwania ok. 1,5 ps. W tym samym roku New przedstawia teorię, opisującą działanie takiego lasera [10].

1972 – Dahlstrom przeprowadza doświadczenia nad wewnątrzwnękową, zależną od natężenia rotacją polaryzacji [11]. Wyniki jego prac sugerują możliwość wykorzystania optycznego zjawiska Kerra do wytwarzania ultrakrótkich impulsów laserowych.

1974 – Shank i Ippen budują pierwszy laser subpikosekundowy [12]. Jest to laser barwnikowy z pasywną synchronizacją modów, uzyskaną przez użycie nasycalnego absorbera. Nowość polega na użyciu, w miejsce wcześniej stosowanej kuwety z barwnikiem, jego swobodnej strugi. Wytwarzane impulsy mają czas trwania 0,5 ps i moc szczytową 4 kW.

1975 – Ci sami badacze, używając siatek dyfrakcyjnych do zewnętrznego skracania impulsów laserowych, otrzymują impulsy o czasie trwania 300 fs [13].

1976 – Powstaje pierwszy laser barwnikowy wytwarzający ultrakrótkie impulsy światła i działający w układzie CPM (Colliding Pulse Mode-locking), zbudowany przez Ruddocka i Bradleya [14]. Otrzymane wprost z lasera impulsy mają czas trwania ok. 300 fs.

1981 – Fork, Green i Shank po raz pierwszy otrzymują wprost z oscylatora laserowego bez zewnętrznego skracania impulsy o czasie trwania krótszym od bariery 100 fs [15]. Wyniki te wywołują bardzo duże zainteresowanie laserami barwnikowymi typu CPM i ich rekord szybko zostaje pobity.

1983–85 – Halbout i Tang w 1983 r. otrzymują impulsy o czasie trwania 55 fs z lasera typu CPM [16], a w roku 1985 Valdmanis i in. otrzymują z lasera tego samego typu impulsy o czasie trwania 27 fs [17].

1984 – Mollenauer i Stolen budują synchronicznie pompowany laser na centrach barwnych, wykorzystujący po raz pierwszy nierezonansową synchronizację modów [18]. Po zewnętrznym skróceniu otrzymują impulsy o czasie trwania 210 fs.

1987 – Fork i in. otrzymują impulsy laserowe o rekordowo krótkim czasie trwania 6 fs [19]. Impulsy są wytwarzane w laserze barwnikowym, działającym w ukła-

dzie CPM, i skracane w zewnętrznym kompresorze. Przez wiele lat były to najkrótsze (tylko trzy okresy drgań fali elektromagnetycznej) impulsy światła wytworzone przez człowieka. Jednocześnie jest to „łabędzi śpiew” femtosekundowych laserów barwnikowych – pałeczkę zaczynają przejmować lasery pracujące na ciele stałym, zwłaszcza laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$.

1989 – Pierwsze impulsy femtosekundowe otrzymane z lasera $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ przez Frencha i Williamsa [20]. Laser pracuje w reżimie aktywnej synchronizacji modów z umieszczonym wewnątrz rezonatora modulatorem akustooptycznym.

1990 – Spence otrzymuje zaskakujący wynik: laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ bez żadnych modulatorów umieszczonych wewnątrz rezonatora pracuje stabilnie w reżimie synchronizacji modów i wytwarza impulsy o zaskakująco krótkim czasie trwania 60 fs [21]. Tajemniczy mechanizm, odpowiedzialny za samoistną synchronizację modów w laserze, nie zostaje przez badaczy z grupy Spence'a zidentyfikowany.

1991 – Piche proponuje wyjaśnienie doświadczenia Spence'a, włączając do opisu mechanizmu synchronizacji modów zjawisko samoogniskowania i optyczne zjawisko Kerra [22].

1991 – Inspirowany pracami Piche'a, Negus buduje femtosekundowy laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, w którym metoda samoistnej synchronizacji modów jest użyta celowo [23]. Po raz pierwszy pada nazwa „Kerr Lens Mode-locking” (synchronizacja modów za pomocą soczewki Kerra), a akronim KLM jest od tego czasu powszechnie używanym w literaturze skrótem na określenie tej metody synchronizacji modów.

1992 – Kilka grup [24–26] donosi o otrzymaniu impulsów o czasie trwania krótszym od 20 fs z lasera $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ z kerrowską synchronizacją modów.

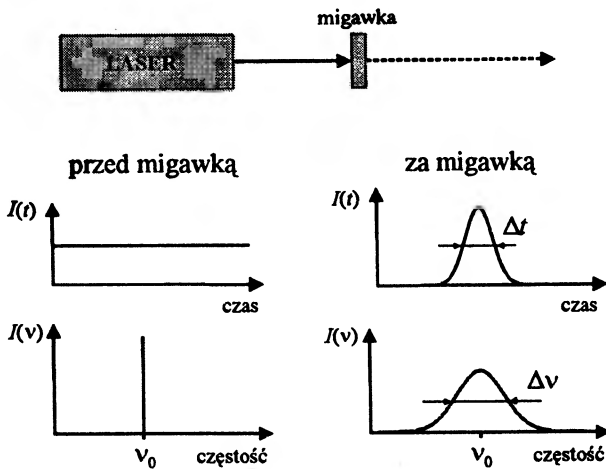
1996 – Grupa z Politechniki Wiedeńskiej donosi o otrzymaniu impulsów o czasie trwania 7,5 fs wprost z oscylatora laserowego [27]. Laser pracuje w układzie rezonatora pierścieniowego ze zwierciadłami o kontrolowanej dyspersji.

1997 – Pobity zostaje dotychczasowy rekord „krótkości” impulsu świetlnego. Impulsy o czasie trwania 20 fs otrzymane z lasera $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ po zewnętrznym skróceniu w wypełnionym kryptonem światłowodzie osiągają czas trwania 4,5 fs, a ich energia wynosi 20 μJ [28].

2. Wytwarzanie ultrakrótkich impulsów światła

Wyobraźmy sobie doświadczenie przedstawione schematycznie na rys. 2. Ciągłe źródło promieniowania, np. laser, połączono z migawką, którą otwieramy na krótki okres czasu. Za migawką natężenie światła ma postać impulsu, którego kształt i szerokość połówkowa δt zależą od parametrów migawki i sposobu, w jaki nią steru-

jemy. Warto przez chwilę zastanowić się nad zaletami i wadami takiej metody wytwarzania krótkich impulsów światła. Jeśli przyjmiemy, że moc modulowanej za pomocą migawki wiązki światła



Rys. 2. Schemat hipotetycznego układu do wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła. Wykresy ilustrują zależne od czasu natężenie światła oraz widmo częstotliwości przed i za migawką.

wynosi P , to energia pojedynczego impulsu za migawką będzie $E_p = P\delta t$. Załóżmy, że nasz laser ma moc 1 W, a migawka może być otwarta na czas 1 ps; daje to impuls o energii 1 pJ. Zatem gdybyśmy nawet potrafili zbudować iysterować tak szybką migawkę (a nie jest to możliwe, o czym za chwilę), to taka metoda wytwarzania krótkich impulsów światła byłaby raczej mało wydajna. Drugą istotną wadą rozważanej metody jest właśnie jej niezadowalająca szybkość; najszybsze modulatory elektrooptyczne i elektroniczne urządzenia do ich sterowania pozwalają zbudować migawki o czasie otwarcia nie krótszym od kilkadziesiątu pikosekund. Jeśli nawet założymy, że w tej dziedzinie postęp będzie szybki, to trudno realistycznie oczekiwać modulatorów szybszych niż 1 ps w dającej się przewidzieć przyszłości. Przy okazji naszego doświadczenia myślowego z szybką migawką warto zwrócić uwagę na pewien fundamentalny aspekt ultrakrótkich impulsów światła. Przyjmijmy, że nasze źródło promieniowania wytwarza falę monochromatyczną. Wtedy pole elektryczne fali świetlnej możemy opisać wzorem $E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t)$, gdzie E_0 jest amplitudą, a ω_0 częstotliwością optyczną. Widmo takiej fali zawiera jedną tylko składową o częstotliwości ω_0 . Za migawką pole elektryczne impulsu możemy przedstawić jako $E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t)$, gdzie zależna

od czasu obwiednia $A(t)$ opisuje działanie migawki. Aby wyznaczyć widmo impulsu $I(\omega)$, musimy obliczyć kwadrat modułu transformaty Fouriera pola $E(t)$:

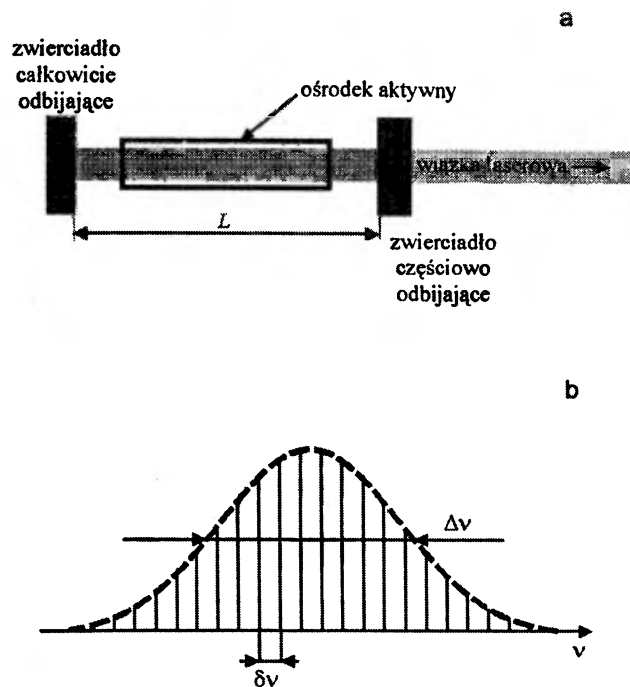
$$I(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (1)$$

Ponieważ $E(t)$ jest różne od zera tylko w skończonym przedziale czasu, to widmo impulsu ma niezerową szerokość. Jeśli czas trwania impulsu oznaczymy przez Δt , a szerokość widma przez $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$, to iloczyn obu tych wielkości jest liczbą rzędu jedności: $\Delta t \Delta\nu \sim 1$. Chociaż dokładna wartość tego iloczynu zależy od wyboru konkretnej postaci funkcji $A(t)$, to ogólna zasada jest wyjątkowo prosta – im krótszy impuls światła, tym szersze jego widmo. Jako przykład rozważmy impulsy światła o długości fali 500 nm. Jeśli założymy, że impulsy mają kształt gausowski, to impuls o czasie trwania 1 ps ma widmo o szerokości połówkowej 1 nm, ale widmo impulsu o czasie trwania 5 fs rozciąga się od 465 nm do 540 nm (szerokość połówkowa). Jeśli weźmiemy pod uwagę skrzydła widma, to okaże się, że pokrywa ono praktycznie cały zakres widzialny. W tym przypadku trudno mówić o świetle monochromatycznym. Zatem laser wytwarzający impulsy femtosekundowe jest raczej złym przykładem na poparcie dość powszechnego przekonania, że „lasery wytwarzają światło monochromatyczne”. W rzeczywistości spójność takiego światła jest bliższa spójności światła żarówki niż wiązki lasera helowo-neonowego.

2.1. Wytwarzanie ultrakrótkich impulsów światła przez synchronizację modów lasera

Podstawowa metoda wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła (przez światło rozumiemy tu nie tylko promieniowanie elektromagnetyczne z zakresu widzialnego, ale także bliską podczerwień) to synchronizacja modów lasera. Aby zrozumieć istotę tej metody, musimy najpierw przypomnieć sobie, że na standardowy laser składają się dwa elementy: ośrodek wzmacniający światło (ośrodek laserowy) oraz rezonator optyczny, którego zadaniem jest zapewnienie dodatniego sprzężenia zwrotnego, niezbędnego do wzbudzenia akcji laserowej (patrz rys. 3a). W najprostszej postaci rezonator laserowy to dwa równoległe zwierciadła, odległe od siebie o L . Jedno z nich całkowicie odbija światło laserowe, natomiast drugie

jest częściowo przepuszczalne, dzięki czemu część światła opuszcza rezonator, tworząc wiązkę laserową. Rezonator laserowy jest „dobry” tylko dla wybranych częstotliwości promieniowania, nazywanych



Rys. 3. Schemat ideowy lasera (a) oraz widmo lasera działającego na wielu modach podłużnych (b). Linia przerywaną oznaczono krzywą efektywnego wzmocnienia (różnica pomiędzy wzmocnieniem w ośrodku aktywnym i stratami rezonatora). Pionowe linie oznaczają położenia i amplitudy modów podłużnych rezonatora. Odległość pomiędzy kolejnymi modami wynosi $\delta\nu = c/2L$, a $\Delta\nu$ jest szerokością pasma wzmocnienia ośrodka aktywnego.

częstotliwościami rezonansowymi. Tylko dla tych częstotliwości w rezonatorze powstaje fala stojąca, a natężenie światła jest duże. Jeśli dla uproszczenia przyjmiemy, że współczynnik załamania światła dla ośrodka laserowego jest równy jedności, to częstotliwości rezonansowe spełniają warunek

$$\nu_k = k \frac{c}{2L}, \quad (2)$$

gdzie k jest liczbą naturalną, a c prędkością światła. Częstotliwości te odpowiadają modom podłużnym rezonatora. Kolejne mody są odległe od siebie o $\delta\nu = c/2L$, np. laser o długości rezonatora 1,5 m ma mody odległe o 100 MHz.

Jak już wspomnieliśmy, w potocznym rozumieniu laser jest źródłem promieniowania spójnego. W rzeczywistości stopień spójności światła laserowego, mimo że znacznie większy od stopnia spójności promieniowania ze źródeł klasycznych,

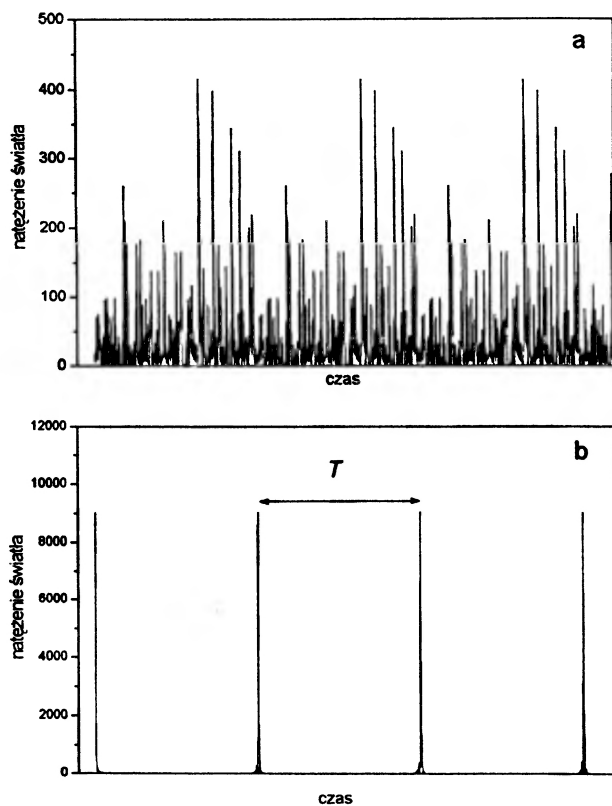
jest zawsze ograniczony. Najwyższy jest wtedy, gdy laser pracuje w pojedynczym modzie podłużnym; mówimy wtedy o laserze jednomodowym. Jednakże większość laserów to lasery wielomodowe, dla których szerokość pasma wzmocnienia ośrodka laserowego $\Delta\nu$ jest większa niż odległość między modami $\delta\nu$. Oznacza to, że w takim laserze wzmocniane jest światło w obszarze widmowym większym niż $\delta\nu$ (rys. 3b). Zatem może on emitować równocześnie kilka, kilkanaście, czasem nawet kilka tysięcy częstotliwości, odpowiadających kolejnym modom. Promieniowanie jednego modu jest w dobrym przybliżeniu monochromatyczne, zatem zależność klasycznie rozumianej fali świetlnej pojedynczego modu od czasu możemy opisać wyrażeniem

$$E_k(t) = E_k \cos(2\pi\nu_k t + \varphi_k), \quad (3)$$

gdzie φ_k jest fazą, o której zakładamy, że jest stała w czasie obserwacji. Gdy laser pracuje równocześnie w wielu modach, natężenie emitowanego światła wyraża się przez

$$I(t) = \left| \sum_k E_k \cos(2\pi\nu_k t + \varphi_k) \right|^2. \quad (4)$$

Najczęściej spotyka się sytuację, w której poszczególne mody lasera „nie wiedzą” nawzajem o swoim istnieniu, co oznacza, że fazy φ_k poszczególnych modów są przypadkowe. Możemy jednak wprowadzić określone związki fazowe pomiędzy modami lasera, np. ustawić wszystkie fazy równe zeru. Proces wprowadzania związków fazowych nazywany jest synchronizacją modów (ang. mode-locking), a laser pracujący w takim reżymie – laserem z synchronizacją modów (ang. mode-locked laser). Rysunek 4 ilustruje wpływ synchronizacji modów na zależność natężenia światła, emitowanego przez laser, od czasu. Pokazane jest to dla lasera pracującego równocześnie na 100 modach podłużnych o równych amplitudach. Zilustrowane są dwa przypadki: pierwszy, gdy fazy poszczególnych modów wybrano losowo, oraz drugi, gdy wszystkie fazy są równe zeru. Jeśli fazy są przypadkowe, natężenie światła jest wynikiem przypadkowego zdużenia 100 równo odległych częstotliwości ν_k . W przypadku wielu częstotliwości rezultat zdużenia wygląda jak przypadkowe fluktuacje, co ilustruje rys. 4a. Łatwo sprawdzić na podstawie równ. (4), że $I(t)$ jest funkcją okresową o okresie $T = 1/\delta\nu$ (T jest czasem obiegu światła w rezonatorze).



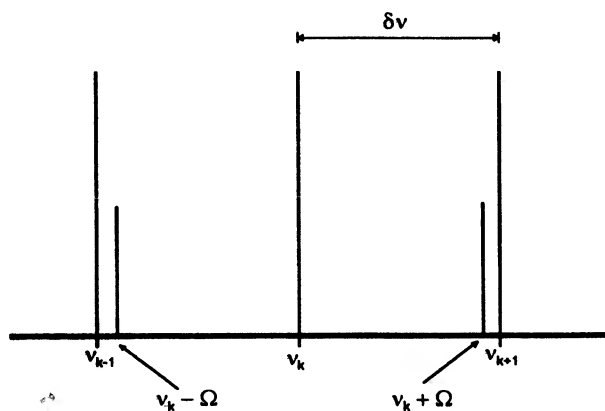
Rys. 4. Wpływ synchronizacji modów na czasową zależność natężenia światła emitowanego przez laser. Przedstawione są wyniki symulacji numerycznych dla lasera działającego na 100 modach o jednakowych amplitudach. Jeśli fazy modów wybrane są losowo (a), natężenie światła ma charakter szumu, natomiast w sytuacji, gdy wszystkie fazy są równe zeru (b), laser emituje ciąg impulsów. T jest czasem obiegu światła w rezonatorze. Warto zwrócić uwagę na wartości natężenia światła w obu przypadkach – mimo że moc średnia lasera jest taka sama, to moc szczytowa w przypadku (b) jest znacznie większa niż w przypadku (a).

Z zupełnie inną sytuacją mamy do czynienia wtedy, gdy mody lasera są zsynchronizowane; zamiast przypadkowych fluktuacji laser emituje ciąg impulsów z częstością powtarzania $\delta\nu$. Warto podkreślić zasadniczą różnicę pomiędzy synchronizacją modów w laserze a przedstawionym na początku tego rozdziału sposobem wytwarzania impulsów za pomocą ultraszybkiej migawki. Moc średnia lasera z synchronizacją modów jest porównywalna do mocy lasera pracującego w sposób ciągły. Jedyna różnica polega na tym, że energia na wyjściu lasera pojawia się w postaci krótkich paczek, zamiast mniej lub bardziej stałego w czasie strumienia fotonów. Natomiast w przypadku migawki „wyrzucamy do śmieci” praktycznie całą moc wiązki laserowej, gdyż migawka pozostaje

otwarta w bardzo małym ułamku czasu. Jest intuicyjnie zrozumiałe, że impulsy wytwarzane przez laser z synchronizacją modów są tym krótsze, im więcej modów lasera jest zsynchronizowanych, np. dla dwóch modów pojawi się tylko sinusoidalna modulacja z częstością $\delta\nu$. Jednakże po to, by można było zsynchronizować wiele modów, potrzebny jest ośrodek laserowy o odpowiednio szerokim pasmie wzmocnienia $\Delta\nu$, bowiem liczba modów, które można wzbudzić, jest w przybliżeniu dana stosunkiem $\Delta\nu/\delta\nu$. Posługując się bardziej precyzyjnym językiem: czas trwania impulsu i szerokość pasma wzmocnienia $\Delta\nu$ są powiązane przez transformatę Fouriera, a wytwarzanie krótkich impulsów wymaga stosowania materiałów laserowych o odpowiednio szerokim pasmie wzmocnienia. Dlatego też historycznie pierwszy laser z synchronizacją modów [2] (laser He-Ne emitujący linię 632,8 nm) wytwarzał impulsy o czasie trwania kilkuset pikosekund.

Pierwsza demonstracja synchronizacji modów w laserze barwnikowym [29] w 1968 r. zapoczątkowała trwającą przez lata 70. i 80. erę barwników organicznych w technice ultrakrótkich impulsów. Roztwory barwników organicznych stosowane w tych laserach mają szerokość pasma wzmocnienia wystarczającą do wytwarzania impulsów o czasie trwania kilkudziesięciu femtosekund, a najkrótszy czas trwania impulsu, jaki kiedykolwiek uzyskano z lasera barwnikowego, to 27 fs [17]. Przy wszystkich swoich zaletach barwniki organiczne mają jednak również cały szereg wad i ich znaczenie jako ośrodków aktywnych w laserach femtosekundowych jest w tej chwili znikome. Współcześnie największe znaczenie mają dwa typy materiałów laserowych: kryształy i szkła domieszkowane jonami metali przejściowych bądź pierwiastkami ziem rzadkich (np. kryształ Al_2O_3 domieszkowany jonami tytanu, szkła domieszkowane erbem) i materiały półprzewodnikowe. Warto podkreślić, że duża szerokość pasma wzmocnienia jest tylko jednym z czynników decydujących o tym, czy dany materiał jest dobrym kandydatem na ośrodek wzmacniający w laserze femtosekundowym. Inne czynniki, jak łatwość pompowania, natężenie nasycenia, własności mechaniczne i termiczne, powodują, że spośród wszystkich materiałów o szerokim pasmie wzmocnienia tylko niektóre znalazły powszechne zastosowanie.

Wiemy już, które lasery są dobrymi kandydatami do synchronizacji modów, ale ciągle otwarte pozostaje pytanie, jak zmusić laser do pracy w tym właśnie reżimie. Techniki synchronizacji modów można podzielić na dwie grupy: metody aktywne i pasywne. W metodzie aktywnej wewnątrz rezonatora umieszcza się w pobliżu jednego z lusterek przetwornik akustooptyczny bądź elektrooptyczny, sterowany sinusoidalnie z częstotliwością $\Omega/2$, dzięki czemu straty w rezonatorze są modulowane z częstotliwością Ω . Najłatwiej opisać wpływ takiej modulacji na działanie lasera w domenie częstotliwości. Rysunek 5 pokazuje część widma



Rys. 5. Ilustracja aktywnej synchronizacji modów w laserze. Modulacja strat w rezonatorze z częstotliwością Ω powoduje, że dla modu o numerze k pojawiają się dwie wstęgi boczne odległe od ν_k o $\pm\Omega$. Dla $\Omega = \delta\nu$ część energii z modu k „przelewana” jest do modów $k \pm 1$ (i na odwrót), dzięki czemu fazy drgań pola elektrycznego wszystkich modów stają się identyczne.

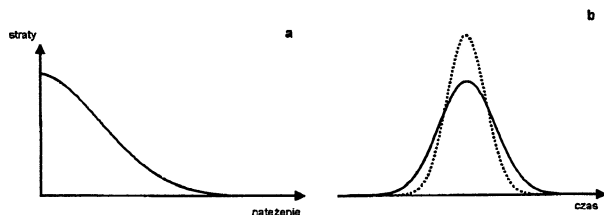
lasera wielomodowego. Dla ustalenia uwagi zajmijmy się modem o numerze k . Modulacja z częstotliwością Ω prowadzi do powstania dwóch pasm bocznych o częstotliwościach $\nu_k \pm \Omega$. Jeśli spełniony jest warunek $\delta\nu = \Omega$, to energia z modu k będzie „przelewana” do dwóch sąsiednich modów o numerach $k \pm 1$. W podobny sposób każdy mod lasera będzie sprzęgnięty z dwoma modami sąsiednimi. Jeśli tylko sprzężenie jest dostatecznie silne, to wszystkie mody lasera „będą wiedziały o sobie” – mody zostaną zsynchronizowane.

Najważniejszą zaletą aktywnej synchronizacji modów jest jej wszechstronność. Ponieważ przetworniki akustooptyczne i elektrooptyczne mogą działać w szerokim zakresie widmowym, metodę tę można stosować w wielu laserach, emitujących fale o różnych długościach. Niestety, omawiana metoda synchronizacji faz ma również wiele wad,

z których najważniejszą jest zapewne ograniczenie na minimalny czas trwania impulsu, jaki można w ten sposób otrzymać. Nie zamierzamy wdawać się w analizę tego problemu i ograniczymy się do stwierdzenia, że metoda aktywna pozwala wytwarzać impulsy rzędu pikosekund i jest zupełnie nieprzydatna do wytwarzania impulsów femtosekundowych. Inne wady metody aktywnej mają charakter techniczny. Po pierwsze, częstota Ω musi być równa $\delta\nu$ z dużą dokładnością; odstrojenie długości rezonatora nawet o kilka mikrometrów (bądź równoważna zmiana częstotliwości Ω) wystarcza do zniszczenia synchronizacji modów. Zatem praktyczne układy laserowe działające na tej zasadzie muszą być wyposażone w złożone, a tym samym kosztowne układy stabilizacji długości wnęki laserowej. Dodatkową wadą metody jest konieczność stosowania równie kosztownych układów elektronicznych do sterowania przetwornikami.

Wyżej wymienionych wad pozbawiona jest druga metoda synchronizacji modów – metoda pasywna. Dzięki wykorzystaniu procesów nieliniowych w ośrodkach materialnych umieszczonych w rezonatorze, powstaje sytuacja, w której straty rezonatora zależą od chwilowego natężenia światła wewnątrz rezonatora. Zadanie konstruktora sprowadza się wtedy do takiego dobrania parametrów lasera, żeby straty w rezonatorze malały wraz ze wzrostem natężenia promieniowania wewnątrz rezonatora. Aby zrozumieć, dlaczego laser taki pracuje w reżimie synchronizacji modów, dobrze jest posłużyć się heurystycznym argumentem, który brzmi: spośród wszystkich możliwych reżimów pracy laser „wybiera” ten z najmniejszymi stratami. Ponieważ w reżimie synchronizacji modów wewnątrz rezonatora porusza się krótka paczka światła o dużym natężeniu, taki rodzaj pracy zapewnia najmniejsze możliwe straty i jest uprzywilejowany. Mechanizm pasywnej synchronizacji modów przedstawia rys. 6. Rysunek 6a ilustruje zależność strat rezonatora laserowego od chwilowego natężenia światła w rezonatorze, a rys. 6b pokazuje, jak takie straty wpływają na kształt impulsu rozchodzącego się wewnątrz rezonatora. Jak widać, zależne od natężenia straty powodują, że czoło i ogon impulsu są osłabiane, podczas gdy centralna część impulsu jest wzmacniana. W rezultacie takiego kształtowania impulsu ulega skróceniu.

Powyższy obraz nie jest pełny bez wyjaśnienia, jak wygląda dynamika przejścia od pracy ciągłej do synchronizacji modów. Problem można sformułować następująco: wiadomo, że istnieje



Rys. 6. Pasywna synchronizacja modów lasera; zależność strat rezonatora od chwilowego natężenia światła (a) oraz kształtowanie impulsu wewnątrz rezonatora (b). Linia ciągłą oznaczono początkowy kształt impulsu, a linią przerywaną kształt impulsu po jednym obiegu rezonatora. Impuls ten został wzmocniony i równocześnie poddany działaniu zależnych od natężenia strat.

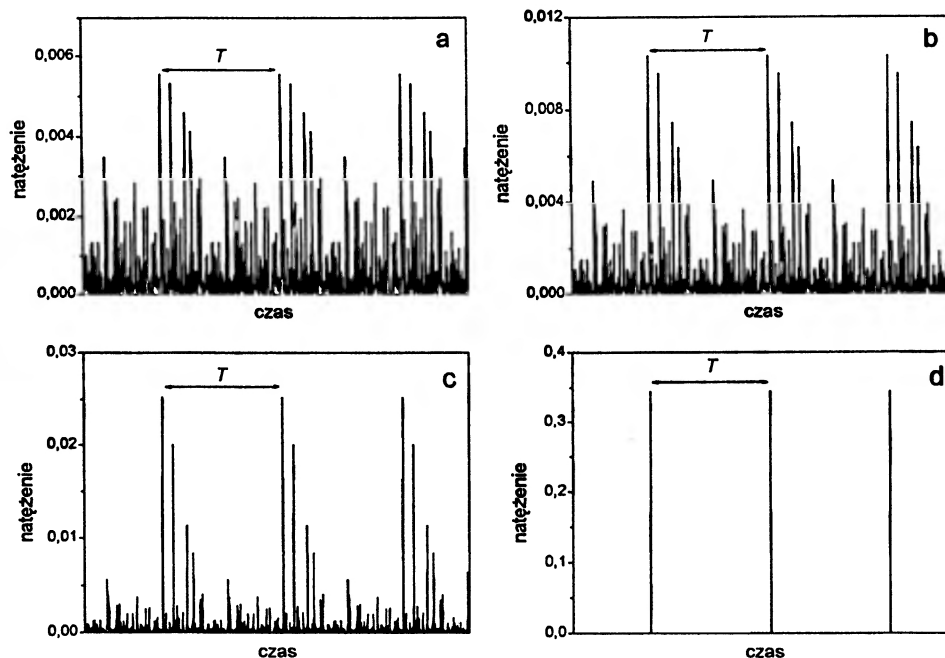
mechanizm skracania impulsów poruszających się w rezonatorze, jednakże nie bardzo wiadomo, jak takie impulsy powstają. Proces formowania impulsu ilustruje rys. 7, na którym pokazano ewolucję natężenia promieniowania emitowanego przez laser od momentu włączenia. Obliczenia wykonano przy założeniu, że w momencie włączenia laser działa na 100 modach o przypadkowych fazach, a straty rezonatora maleją liniowo z natężeniem światła. Założono także, że uśredniona po czasie T moc lasera jest stała; średnie straty są równe średniemu wzmocnieniu. Widać wyraźnie, że w takim modelu strat zależnych od natężenia, chwilowe fluktuacje natężenia wynikające z dudnienia modów ulegają selekcji – fluktuacja o największym natężeniu doznaje najmniejszych strat i po pewnym czasie jako jedyna pozostaje w rezonatorze, tworząc impuls rozchodzący się wewnątrz rezonatora. Procesy nieliniowe, które można wykorzystać do samoistnej (pasywnej) synchronizacji modów to np. nasycenie absorpcji, nasycenie wzmocnienia oraz nieliniowa zmiana współczynnika załamania światła.

Nasycenie absorpcji było historycznie pierwszym zjawiskiem wykorzystywanym do pasywnej synchronizacji modów. Technicznie metoda ta sprowadza się do umieszczenia wewnątrz rezonatora cienkiej kowety z nasycalnym absorberem. Jego przepuszczalność jest początkowo mała, ale pod wpływem światła absorpcja nasycy się i przepuszczalność rośnie. Mówimy wtedy o „wybieleniu” absorbera. Jeśli na nasycalny absorber pada impuls światła, to czoło impulsu zostanie pochło-

nięte i „wybieli” absorber, a pozostała część impulsu przejdzie bez istotnych strat. Zatem nasycalny absorber może być wykorzystany tylko do kształtowania czoła impulsu. Aby impulsy wewnątrz rezonatora mogły być kształtowane symetrycznie, potrzebny jest dodatkowy mechanizm. Jest nim nasycenie wzmocnienia w ośrodku aktywnym – zjawisko w pełni analogiczne do nasycenia absorpcji, tyle tylko, że pod wpływem impulsu maleje w tym przypadku nie absorpcja, a wzmocnienie. Połączenie obu zjawisk: nasycenia absorpcji i nasycenia wzmocnienia, daje zależność strat rezonatora w funkcji natężenia zilustrowaną na rys. 6a. Istotną wadą stosowania tej metody jest trudność znalezienia dobrych nasycalnych absorberów dla długości fali różnych laserów. W rezultacie stosowanie metody nasyceniowej jest efektywnie ograniczone do obszaru widmowego, w którym działają nasycalne barwniki organiczne.

Procesy nasycenia wykorzystywano do synchronizacji modów od dziesięcioleci. Wydaje się, że metoda ta osiągnęła szczyt swoich możliwości w latach 80. w femtosekundowych laserach barwnikowych [17]. Od początku lat 90. coraz większego znaczenia nabiera technika pasywnej synchronizacji modów [30], oparta na wykorzystaniu soczewki Kerra.

Istotę metody stanowi wykorzystanie zależnego od natężenia współczynnika załamania światła. Przy odpowiednio dużych natężeniach, współczynnik załamania światła w ośrodku materialnym jest funkcją natężenia: $n = n_0 + n_2 I$, gdzie n_0 jest klasycznym współczynnikiem załamania światła w ośrodku, n_2 nieliniowym współczynnikiem załamania, a I natężeniem światła. Dla wiązki z maksimum natężenia na osi i materiałów o dodatnim parametrze n_2 współczynnik załamania jest największy na osi wiązki i zmniejsza się wraz z odległością od osi. Zatem wiązka światła o płaskim froncie falowym, rozchodząca się w płaskorównoległej płytce materiału nieliniowego, doznaje największego opóźnienia fazowego na osi, co prowadzi do zakrzywienia frontu falowego i ogniskowania wiązki światła, jak na rys. 8a. W rezultacie płytka materiału działa jak soczewka o ogniskowej zależnej od chwilowego natężenia światła, a zjawisko nazywane jest często soczewką Kerra. Łatwo sobie wyobrazić, że umieszczenie materiału nieliniowego w rezonatorze laserowym spowoduje, iż rozmiary wiązki laserowej będą za-



Rys. 7. Dynamika przejścia od reżimu pracy ciągłej do pracy w reżimie synchronizacji modów w laserze z pasywną synchronizacją modów. Przedstawione są wyniki symulacji komputerowej dla lasera, w którym wzбудzonych jest jednocześnie 100 modów. We wnętrzu lasera umieszczono nasycalny absorber, o którym założono, że jego transmisja rośnie liniowo z natężeniem światła wewnątrz rezonatora. Dodatkowo założono, że straty natężenia wynikające z obecności nasycalnego absorbera są kompensowane przez wzmocnienie – moc średnia lasera jest stała w czasie. Kolejne wykresy pokazują natężenie światła emitowanego przez laser po 1 (a), 750 (b), 1500 (c) i 2250 (d) obiegach światła w rezonatorze. Podobnie jak na rys. 4, warto zwrócić uwagę na różne skale na osi rzędnych dla poszczególnych rysunków. T jest czasem obiegu światła w rezonatorze.

leżały od chwilowego natężenia światła (rys. 8b). Zatem wstawienie przesłony irysowej w odpowiednim miejscu rezonatora spowoduje, że również straty rezonatora będą zależały od chwilowego natężenia światła w sposób zilustrowany na rys. 6a.

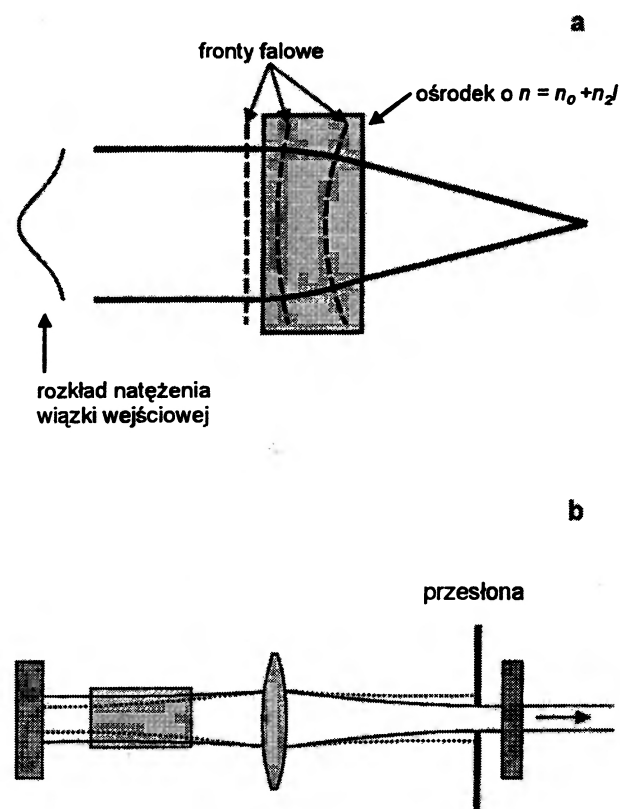
Metoda ta ma wiele ważnych zalet: pierwsza wynika stąd, że optyczne zjawisko Kerra nie wymaga rezonansu. Zatem omawianą metodę można stosować w szerokim zakresie widmowym, w odróżnieniu od omawianych wyżej zjawisk nasyceniowych, które ze swej natury są rezonansowe. Drugą zaletą to duża szybkość; nierezonansowe optyczne zjawisko Kerra jest w dobrym przybliżeniu natychmiastowe (czas relaksacji mniejszy niż 1 fs) i może być wykorzystywane do wytwarzania bardzo krótkich impulsów laserowych. W większości konstrukcji materiał aktywny lasera pełni również funkcję soczewki Kerra, co dodatkowo upraszcza budowę lasera – wewnątrz rezonatora umieszczamy tylko ośrodek aktywny i przesłonę. Ponieważ współczynnik n_2 jest zazwyczaj mały dla materiałów laserowych, zastosowanie dodatkowego materiału kerrowskiego pozwala znacznie

obniżyć moc potrzebną do osiągnięcia synchronizacji modów [31]. Lasery wykorzystujące soczewkę Kerra mogą wytwarzać impulsy krótsze niż 10 fs [27] – metoda ta jest w tej chwili uznawana za najlepszy sposób synchronizacji modów.

2.2. Przetwarzanie częstości impulsów femtosekundowych

Dobre materiały aktywne do budowy laserów z synchronizacją modów istnieją tylko w ograniczonym obszarze widmowym. Najważniejsze z nich to szafir domieszkowany tytanem, z pasmem wzmocnienia 700 – 1100 nm, LiSAF, z pasmem wzmocnienia 780 – 1000 nm, oraz szkło domieszkowane iterbem, z pasmem wzmocnienia 1440 – 1640 nm. Jeśli dodamy barwniki organiczne, to obszar działania laserów femtosekundowych rozciąga się również na długofalową część obszaru widzialnego. Okazuje się jednak, że potrzebne są ultrakrótkie impulsy światła o długości fali niedostępnej wprost z lasera. Aby można było stosować impulsy femtosekundowe w innych obszarach widma, potrzebna jest zatem metoda

przetwarzania impulsów laserowych, która zmienia ich długość fali. Można to osiągnąć na kilka różnych sposobów. Najprostsza metoda przetwarzania częstości to wytwarzanie wyższych harmonicznych impulsów femtosekundowych. Powsta-



Rys. 8. Samoogniskowanie światła w ośrodku o nieliniowym współczynniku załamania (a) i idea metody synchronizacji modów opartej na efekcie soczewki Kerra (b). Na rysunku (b) linią ciągłą oznaczony jest kształt wiązki o dużym natężeniu, a linią przerywaną oznaczony jest kształt wiązki o małym natężeniu.

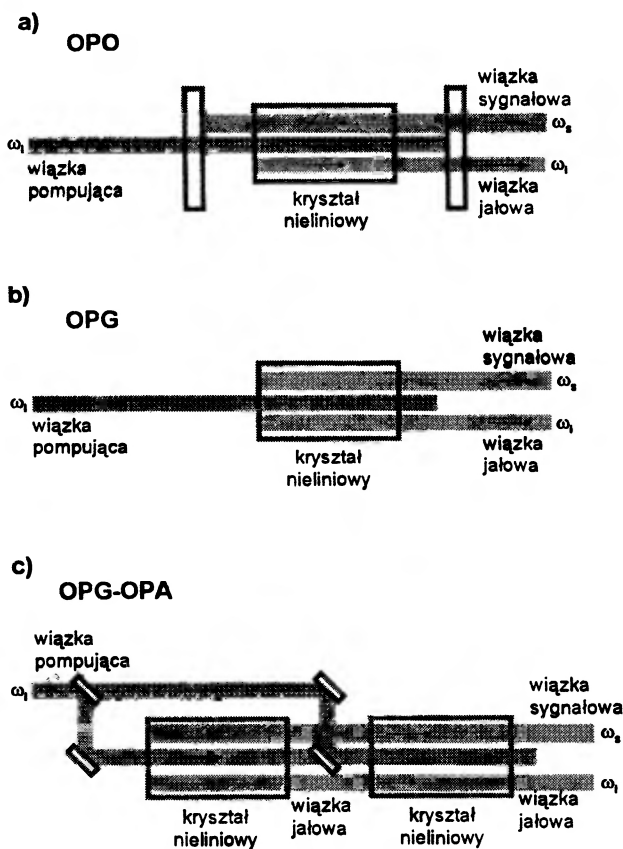
wanie n -tej harmonicznej to proces, w którym światło, oddziałując nieliniowo z ośrodkiem materialnym, wytwarza w nim polaryzację o częstości n razy większej niż częstość wejściowa [32]. Jeśli spełnione są dodatkowe warunki, nazywane dopasowaniem fazowym, to polaryzacja ta może stać się źródłem makroskopowej wiązki światła o długości fali n razy mniejszej niż długość fali światła na wejściu do ośrodka nieliniowego. Na przykład, druga harmoniczna światła z lasera $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ o długości fali 800 nm daje światło o długości fali 400 nm. Najczęściej wyższe harmoniczne wytwarzane są w nieliniowych kryształach dwójłomnych. To właśnie dwójłomność pozwala na uzyskanie dopasowania fazowego dzięki temu, że światło o różnych polaryzacjach ma tam różne współczynniki załamania, przy czym dla

wiązki zwyczajowo określanej mianem promienia nadzwyczajnego współczynnik załamania zależy także od kierunku rozchodzenia się.

W praktyce rzadko spotyka się układy do wytwarzania harmonicznych wyższych niż czwarta. Stosowanie ultrakrótkich impulsów światła do wytwarzania wyższych harmonicznych wiąże się z pewnymi trudnościami. Podstawowa trudność to zachowanie czasu trwania impulsu. Ponieważ widmo takich impulsów jest szerokie, z uwagi na dyspersję współczynnika załamania w kryształach nieliniowych warunków dopasowania fazowego można osiągnąć tylko dla cienkich kryształów, co oznacza ograniczoną sprawność procesu. Dodatkowo, ultrakrótkie impulsy o różnych długościach fali poruszają się w kryształach z różnymi prędkościami grupowymi, np. impuls laserowy ma inną prędkość rozchodzenia się niż impuls drugiej harmonicznej. Powoduje to, że impulsy harmoniczne są dłuższe niż impulsy wejściowe. Można temu zapobiec przez stosowanie rozwiązań, w których mamy równocześnie dopasowanie fazowe i dopasowanie prędkości grupowych [33].

Światło o częstości niższej niż częstość światła laserowego można otrzymać w procesie parametrycznym, w którym oddziaływanie światła laserowego o częstości ω_1 z kryształem nieliniowym prowadzi do wytwarzania wiązek o częstościach ω_s oraz ω_i ($\omega_s + \omega_i = \omega_1$), zwanych odpowiednio wiązką sygnałową (ang. signal) i wiązką jałową (ang. idler). Podobnie jak w przypadku wytwarzania harmonicznych, proces parametryczny jest wydajny tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek dopasowania fazowego, czyli tylko w kryształach dwójłomnych. Natomiast zasadniczą różnicą pomiędzy procesem wytwarzania drugiej harmonicznej a procesem parametrycznym jest duży zakres konfiguracji, w których warunek dopasowania fazowego jest spełniony. Jest to konsekwencją faktu, że w wyniku procesu parametrycznego powstają dwie częstości, które mogą się zmieniać pod warunkiem, że ich suma pozostanie stała. Zmieniając kąt, pod jakim rozchodzi się w kryształach wiązka laserowa, możemy płynnie przechodzić przez cały zakres dostępnych częstości, i w każdym miejscu suma wytwarzanej częstości sygnałowej oraz jałowej jest równa częstości wiązki laserowej. Zmieniają się tylko ich wzajemne relacje – w zależności od kierunku obrotu kryształu jedna z częstości zwiększa się bądź zmniejsza, przy

czym warunek dopasowania fazowego jest ciągle spełniony. Pozwala to zmieniać (przestrajając) częstotliwości ω_s oraz ω_i wiązek powstających w procesie parametrycznym. Podobny efekt można osiągnąć zmieniając temperaturę kryształu.



Rys. 9. Ilustracja zasady działania kilku urządzeń parametrycznych: a) optyczny oscylator parametryczny, b) optyczny generator parametryczny i c) tandem złożony z optycznego generatora parametrycznego i optycznego wzmacniacza parametrycznego. ω_1 oznacza częstotliwość fali wiązki pompującej, ω_s – częstotliwość fali wiązki sygnałowej, a ω_i – częstotliwość fali wiązki jałowej. Dla większej przejrzystości rysunku wiązki w kryształach nieliniowych zostały narysowane jako rozdzielone w przestrzeni, należy jednak pamiętać, że w rzeczywistości pokrywają się one ze sobą.

Procesy parametryczne można wykorzystać do wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła na dwa istotnie różne sposoby. Pierwszy z nich to synchronicznie pompowany, femtosekundowy, optyczny oscylator parametryczny (ang. Optical Parametric Oscillator – OPO) [34]. Kryształ nieliniowy umieszczony jest w rezonatorze optycznym, zapewniającym sprzężenie zwrotne dla fali o częstotliwości ω_s , i pompowany ciągiem impulsów femtosekundowych z lasera z synchronizacją modów (rys. 9a). Długość rezonatora generatora optycz-

nego wybiera się tak, by każdemu przejściu impulsu fali sygnałowej przez kryształ nieliniowy towarzyszył współbieżny impuls laserowy. Dzięki temu przy każdym przejściu przez kryształ nieliniowy impuls sygnałowy jest wzmacniany kosztem energii kolejnego impulsu laserowego. Zakres przestrajania OPO zależy od wyboru lasera pompującego i kryształu nieliniowego. Jako przykład można tu podać układ zbudowany z użyciem femtosekundowego lasera $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ i kryształu LBO (LiB_3O_5) [35]. Wytwarza on ciąg impulsów z częstotliwością powtarzania ok. 80 MHz i mocą średnią ok. 400 mW w wiązce sygnałowej. Impulsy wyjściowe o czasie trwania ok. 100 fs można w sposób ciągły przestrajać w zakresie od 1,1 μm do 2,4 μm .

Jeśli dysponujemy impulsami femtosekundowymi o odpowiednio dużym natężeniu, to możemy zrealizować drugi sposób wytwarzania przestrajalnych impulsów femtosekundowych w procesie parametrycznym. W odróżnieniu od OPO nie musimy w tym przypadku budować rezonatora optycznego. Cały proces wytwarzania wiązki sygnałowej (i jałowej) zachodzi w czasie pojedynczego przejścia impulsu laserowego przez kryształ nieliniowy (rys. 9b). Urządzenie tego typu nazywamy optycznym generatorem parametrycznym (ang. Optical Parametric Generator – OPG) [36,37]. Zalety OPG są oczywiste – nie musimy już budować (i stabilizować) rezonatora optycznego, niezbędnego w OPO. Istotną wadą OPG jest zwykle mała stabilność energii impulsu wyjściowego spowodowana tym, że proces wytwarzania impulsu sygnałowego rozpoczyna się od szumu. Można temu zaradzić przez dodanie do OPG optycznego wzmacniacza parametrycznego (ang. Optical Parametric Amplifier – OPA) [36,38] pompowanego częścią energii tego samego impulsu laserowego, który pobudza również OPG (rys. 9c). Wzmacniacz OPA jest skonstruowany tak samo jak OPG, tyle tylko, że na jego wejście podajemy impuls wytworzony w innym źródle, np. w OPG. Przy właściwej konstrukcji OPA można osiągnąć nasycenie procesu parametrycznego i zmniejszyć fluktuacje energii wyjściowej do poziomu porównywalnego z fluktuacjami energii impulsu laserowego. Typowe zestawy OPG-OPA są pompowane impulsami femtosekundowymi o energii rzędu 1 mJ (np. z wyjścia wzmacniacza) i mają sprawność rzędu kilku procent. W połączeniu z procesami generacji har-

monicznych pozwalają one na ciągłe przestrajanie długości fali impulsów femtosekundowych w obszarze 200 nm – 2500 nm.

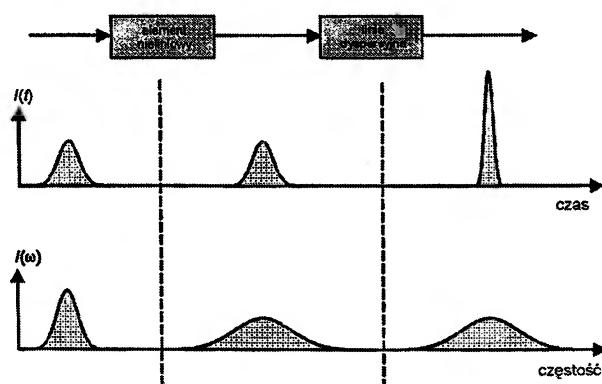
Inna metoda wytwarzania femtosekundowych impulsów światła w szerokim obszarze widmowym jest oparta na wykorzystaniu zjawiska niosącego nazwę generacji superkontinuum, odkrytego w 1983 r. [39]. W doświadczeniach tego typu femtosekundowe impulsy laserowe o energii rzędu $100 \mu\text{J}$ ogniskowane są w płytce wykonanej z dielektryka (np. szkła, szafiru itp.). Na skutek skomplikowanych procesów nieliniowych znacznie poszerza się widmo impulsu rozchodzącego się w dielektryku. Widmo impulsu wyjściowego może, przy dobraniu właściwych warunków doświadczenia, pokrywać obszar widma od nadfioletu do bliskiej podczerwieni. Jeśli na wyjściu układu umieścimy filtr przepuszczający promieniowanie z wybranego przedziału długości fal, to uzyskamy przestrajalne źródło impulsów femtosekundowych (możemy łatwo zmieniać długość fali światła przepuszczanego przez filtr). Tak wytwarzane impulsy można wzmacniać w OPA [40], uzyskując nie tylko większe wartości energii impulsów, ale także lepszą stabilność.

2.3. Skracanie femtosekundowych impulsów światła

Jak już pisaliśmy, fundamentalne ograniczenie na czas trwania femtosekundowych impulsów laserowych wynika z faktu, iż szerokość widma impulsu jest odwrotnie proporcjonalna do ich czasu trwania. Zatem szerokość pasma wzmocnienia ośrodka aktywnego określa najkrótszy impuls, jaki można wytworzyć w danym laserze. W rzeczywistości rzadko udaje się w pełni wykorzystać całą szerokość linii wzmocnienia, co czyni impulsy wyjściowe jeszcze dłuższymi. Dlatego też opracowano metodę skracania impulsów poza rezonatorem laserowym (w literaturze polskojęzycznej używa się czasami terminu „komprymowanie impulsów” jako odpowiednika angielskiego wyrażenia „pulse compression”, jednak naszym zdaniem termin „skracanie impulsów” jest lepszy i będzie konsekwentnie stosowany w tym artykule).

Skracanie femtosekundowych impulsów laserowych, zrealizowane po raz pierwszy przez Shanka i in. [41], przebiega w dwóch etapach. Najpierw wykorzystuje się procesy nieliniowe, które poszerzają widmo impulsu, a następnie używa się

linii dyspersyjnej do takiego manipulowania fazami składowych fourierowskich, by wytworzyć możliwie najkrótszy impuls. Ilustruje to rys. 10. W pracy [41] impulsy z lasera barwnikowego o czasie trwania 90 fs wpuszczono w jednomodowy światłowód kwarcowy o długości 15 cm. W wy-



Rys. 10. Idea skracania impulsów laserowych. Impuls wyjściowy o danym profilu czasowym i widmie najpierw rozchodzi się w idealnym ośrodku nieliniowym (czysta nieliniowość typu Kerra bez dyspersji) – natężenie impulsu pozostaje niezmienione, a jego widmo poszerza się w wyniku samoindukowanej modulacji fazy. Propagacja w linii dyspersyjnej powoduje czasowe ściśnięcie impulsu – w idealnym urządzeniu czas trwania impulsu byłby ograniczony nową (większą) szerokością widmową.

niku samoindukowanej modulacji fazy (ang. self-phase modulation – SPM) w światłowodzie powstawały dodatkowe częstotliwości – widmo impulsu na wyjściu ze światłowodu było znacznie szersze niż widmo wejściowe. Częstość światła w impulsie na wyjściu ze światłowodu jest funkcją czasu (czoło impulsu zawiera wyższe częstotliwości, a ogon częstotliwości niższe). Mówimy wtedy o impulsach świergoczących. Impulsy o tak poszerzonym widmie przechodziły następnie przez linię dyspersyjną, zbudowaną z dwóch siatek dyfrakcyjnych [42]. Ponieważ światło o różnych częstotliwościach rozchodzi się w linii dyspersyjnej po różnych drogach, to również opóźnienie zależy od częstotliwości. Przy właściwej konstrukcji układu można uzyskać sytuację, w której wyższe częstotliwości z czoła impulsu świergoczącego mają większe opóźnienie niż niższe częstotliwości z ogona impulsu – impuls zostanie ściśnięty w czasie. W omawianej pracy udało się autorom uzyskać trzykrotne skrócenie impulsów do 30 fs. Podobną metodę zastosowano w pracy [19], w której skracano impulsy z lasera barwnikowego o czasie trwania 50 fs. Dzięki użyciu specjalnej linii dyspersyjnej autorom udało się uzyskać na wyjściu układu impulsy o czasie trwa-

nia 6 fs. W ostatnich latach do poszerzania widma impulsu stosuje się gazy szlachetne (argon, ksenon) wewnątrz szklanych światłowodów w postaci cienkich rurek. Metoda ta umożliwia wytwarzanie impulsów krótszych niż 5 fs [28,43].

3. Wzmacniacze ultrakrótkich impulsów światła

Lasery z synchronizacją modów pracujące w sposób ciągły wytwarzają ciąg impulsów o częstotliwości powtarzania $f = c/2L$, gdzie L jest długością rezonatora, która dla typowego lasera laboratoryjnego jest rzędu 1 m. Zatem częstota powtarzania impulsów jest rzędu 100 MHz. Jeśli weźmiemy pod uwagę, że moc średnia lasera mieści się typowo w przedziale 10 mW – 1 W, to energia pojedynczego impulsu jest na poziomie 0,1 – 10 nJ. Zatem dla impulsów o czasie trwania rzędu 100 fs moc szczytowa w impulsie nie jest wcale imponująca i mieści się w przedziale 1 – 100 kW. Aby uzyskać większe moce, należy impulsy femtosekundowe wzmacniać. Można by naiwnie sądzić, że dzięki odpowiednio wielu stopniom wzmacniania jest możliwe osiągnięcie dowolnie dużej (ograniczonej tylko możliwościami technicznymi w budowie wzmacniaczy) energii impulsu femtosekundowego. Tak niestety nie jest, gdyż prosty rachunek pokazuje, że już przy umiarkowanej energii wzmacnianego impulsu femtosekundowego moc chwilowa, a co za tym idzie również natężenie impulsu są tak duże, że wzmacniany impuls jonizuje (w praktyce: niszczy) dowolny ośrodek materialny. Można tego uniknąć przez stosowanie wiązek o dużych średnicach, ale taka metoda rozwiązania problemu ma swoje oczywiste ograniczenia, gdyż trudno wyobrazić sobie np. pręt laserowy o średnicy 1 m, a jeszcze trudniej zasilacz lampy błyskowej do pompowania takiego gigantycznego wzmacniacza! Powstaje zatem pytanie, w jaki sposób poradzić sobie z problemem wzmacniania femtosekundowych impulsów laserowych. Jesteśmy w szczęśliwej sytuacji, ponieważ skądinąd wiemy, że rozwiązania istnieją, wystarczy bowiem sięgnąć po telefon i zadzwonić do jednej z firm, sprzedających femtosekundowe wzmacniacze laserowe. Czyli można – a w następnej części tego rozdziału spróbujemy odpowiedzieć na pytanie: jak?

Zanim przejdziemy do omówienia konkretnych rozwiązań, warto zastanowić się nad ce-

chami specyficznymi dla wzmacniaczy femtosekundowych – pułapkami czyhającymi na potencjalnych konstruktorów takich urządzeń. Wiążą się one bezpośrednio z bardzo krótkim czasem trwania wzmacnianych impulsów. Impulsy femtosekundowe mają szerokie widmo, co znaczy, że materiał wzmacniacza musi mieć odpowiednio szerokie pasmo wzmocnienia, gdyż tylko wtedy widmo impulsu na wyjściu wzmacniacza nie ulega istotnemu zawężeniu, co prowadziłoby do wydłużenia impulsu. Drugi problem, charakterystyczny dla wzmacniaczy femtosekundowych, wiąże się ze wspomnianą już wcześniej mocą szczytową. Posłużmy się konkretnym przykładem. Jeśli wzmacniany impuls ma czas trwania 100 fs i skromną energię 10 μ J, to przy średnicy wiązki równej 1 mm odpowiada to natężeniu rzędu 10 GW/cm². Przy takim natężeniu istotną rolę zaczynają odgrywać procesy nieliniowe, przede wszystkim samoogniskowanie wiązki wskutek optycznego zjawiska Kerra. Przy energii impulsu rzędu 1 mJ natężenie wynosi ok. 1 TW/cm² i jest wystarczająco duże, by jonizować atomy ośrodka wzmacniającego. W przypadku kryształów (szkieł) powszechnie używanych jako materiały aktywne we wzmacniaczach laserowych prowadzi to do przebiccia dielektrycznego i nieodwracalnego zniszczenia ośrodka wzmacniającego.

Wszystkich niebezpieczeństw związanych ze zbyt dużym natężeniem światła we wzmacniaczu pozwala uniknąć metoda wzmacniania impulsów **świergoczących** (ang. Chirped Pulse Amplification – CPA), zastosowana po raz pierwszy w latach 80. [44]. Wzmacniacz taki (rys. 10) składa się z trzech podzespołów: „rozciągacza” impulsów (ang. pulse stretcher), wzmacniacza oraz kompresora impulsów (ang. compressor). Krótki impuls wejściowy jest najpierw rozciągnięty w czasie przy użyciu linii dyspersyjnej [45], w której poszczególne składowe fourierowskie impulsu doznają różnych opóźnień. W zależności od konkretnej konstrukcji rozciągacza, impuls na jego wyjściu jest kilkaset do kilkudziesięciu tysięcy razy dłuższy niż impuls wejściowy. Rozciągnięty impuls ma odpowiednio małą moc chwilową, dzięki czemu może być wzmacniany bez niebezpieczeństwa pojawienia się zjawisk nieliniowych we wzmacniaczu. Na wyjściu układu kompresor „składa” wszystkie składowe fourierowskie widma z odpowiednimi opóźnieniami, co pozwala odzyskać orygi-

nalny kształt impulsu. Dzięki stosowaniu metody CPA możliwe stało się wzmacnianie impulsów femtosekundowych do energii rzędu ułamka dżula w małych układach laboratoryjnych, które mieszczą się na powierzchni stołu optycznego. Pojawiło się również w literaturze angielskojęzycznej pojęcie „Table Top Terawatt (TTT) laser” [46], oznaczające mały, mieszczący się na jednym stole optycznym układ laserowy, wytwarzający impulsy o mocy większej niż 1 terawat [47] ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$). Dla porównania, łączna moc wszystkich elektrowni w Polsce wynosi kilkadziesiąt gigawatów ($1 \text{ GW} = 10^9 \text{ W}$).

Przy wykorzystaniu metody CPA znikają ograniczenia wynikające ze zbyt dużej mocy impulsu w ośrodku wzmacniającym. Nie znaczy to wcale, że nie ma innych ograniczeń. Każdemu ośrodkowi wzmacniającemu można przypisać charakterystyczny strumień energii, nazywany strumieniem nasycającym $J_{\text{sat}} = h\nu/\sigma$, gdzie h jest stałą Plancka, ν częstotliwością optyczną, a σ przekrojem czynnym na emisję wymuszoną. Parametr J_{sat} mówi, jaka może być w przybliżeniu maksymalna energia, którą możemy uzyskać ze wzmacniacza laserowego o jednostkowym polu powierzchni przekroju. Typowe wartości J_{sat} dla szerokopasmowych materiałów na wzmacniacze laserowe wynoszą 2 mJ/cm^2 dla barwników organicznych, $0,6 \text{ J/cm}^2$ dla szafiru domieszkowanego tytanem, 26 J/cm^2 dla kryształu aleksandrytu i aż 32 J/cm^2 dla szkła domieszkowanego iterbem. Można zatem oczekiwać, że w przyszłości wzmacniacze typu CPA z ośrodkiem aktywnym o powierzchni przekroju kilku centymetrów kwadratowych będą mogły wzmacniać impulsy femtosekundowe do energii rzędu 100 J . Odpowiadałoby to mocy na poziomie 1 petawata ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) dla impulsów o czasie trwania 100 fs . W tej chwili istnieje już jeden układ laserowy o mocy większej niż 1 PW, skonstruowany w Lawrence Livermore National Laboratory (USA) [48]. Nie jest to jednak układ typu TTT – w rzeczywistości układ ten zajmuje cały olbrzymi budynek, a koszty jego budowy były proporcjonalne do rozmiarów.

4. Pomiary parametrów ultrakrótkich impulsów światła

Aby wykonywać pomiary z użyciem ultrakrótkich impulsów światła, musimy najpierw wie-

dzieć, jakie impulsy wytwarza nasz układ laserowy. Zadaajmy sobie pytanie: jakie wielkości należałoby mierzyć, aby uzyskać możliwie pełną informację o impulsie? Zaczniemy od łatwiejszych pomiarów:

1) Moc średnią wiązki lasera wytwarzającego femtosekundowe impulsy możemy monitorować przy użyciu standardowego miernika mocy.

2) Stabilność ciągu impulsów określamy za pomocą szybkiej fotodiody połączonej z oscyloskopem. Wprawdzie fotodioda, nawet najszybsza, nie jest w stanie oddać wiernie kształtu femtosekundowego impulsu laserowego (o czym za chwilę), ale do monitorowania stabilności ciągu impulsów laserowych nadaje się doskonale.

3) Widmo femtosekundowego impulsu laserowego możemy zmierzyć stosując spektrograf.

4) Profil czasowy femtosekundowego impulsu laserowego jest parametrem najtrudniejszym do pomiaru. Cały niniejszy rozdział będzie poświęcony pomiarom profilu czasowego impulsów femtosekundowych oraz pomiarom fazy tych impulsów (celowo używamy określenia „profil czasowy”, gdyż pomiar wyłącznie czasu trwania impulsu, czyli szerokości połówkowej tego profilu, choć jest bardzo wartościowy, nie daje jednak pełnej informacji).

W przybliżeniu klasycznym (pomijamy kwantową naturę światła) pole elektryczne impulsu femtosekundowego można zapisać jako:

$$E(t) = A(t)e^{i(\omega_0 t + \varphi(t))}, \quad (5)$$

gdzie ω_0 jest częstotliwością, $A(t)$ obwiednią pola, a $\varphi(t)$ oznacza zależną od czasu fazę (zarówno $A(t)$, jak i $\varphi(t)$ są funkcjami rzeczywistymi). Zatem pełna informacja o impulsie oznacza znajomość trzech wielkości: częstotliwości centralnej ω_0 , zależnej od czasu amplitudy $A(t)$ oraz zależnej od czasu fazy $\varphi(t)$. Najłatwiej można zmierzyć ω_0 – wystarczy do tego zwyczajny spektrograf. Niestety, to wszystko, co potrafimy zmierzyć łatwo. Nie potrafimy bezpośrednio zmierzyć $A(t)$ – detektory promieniowania potrafią mierzyć tylko natężenie światła, czyli $I(t) \propto |A(t)|^2$, ale są zbyt powolne, by zarejestrować profil czasowy impulsu femtosekundowego. Podobnie nie istnieje żadna prosta metoda pomiaru $\varphi(t)$.

Zaczniemy od profilu czasowego impulsu. Najprościej byłoby go zmierzyć w układzie składającym się z szybkiego fotodetektora połączonego

z oscyloskopem. Niestety, najszybsze dostępne obecnie detektory (fotodiody półprzewodnikowe) mają czas narastania wynoszący kilka pikosekund, a najszybszy oscyloskop (próbkujący) jest również ograniczony do czasów tego samego rzędu. Jedyne urządzenie elektroniczne, które może być szybsze niż powyższy układ pomiarowy, to kamera smugowa. Ale również rozdzielczość czasowa kamery smugowej, lepsza od 1 ps (w reżimie pracy synchronicznej – w reżimie pomiaru pojedynczego impulsu jest ona gorsza i wynosi zwykle ponad 5 ps) okazuje się niewystarczająca, gdy chcemy zmierzyć czas trwania impulsu np. dwudziestofemtosekundowego. Zatem femtosekundowe impulsy światła są poza możliwościami pomiarowymi urządzeń elektronicznych i do tego, aby móc je zmierzyć, konieczne jest wykorzystanie innych metod pomiarowych o znacznie większej rozdzielczości czasowej, czyli metod czysto optycznych.

4.1. Funkcja autokorelacji natężeniowej i autokorelatory

Załóżmy, że mamy impuls o nieznannej zależności natężenia od czasu, opisaną funkcją $I_s(t) = A^2(t)$. Funkcję $I_s(t)$ można łatwo zmierzyć, jeżeli prócz naszego nieznanego impulsu mamy do dyspozycji drugi, krótszy impuls o znanym kształcie $I_r(t)$, który jest zsynchronizowany z impulsem mierzonym. Ten drugi impuls nazwijmy impulsem odniesienia lub referencyjnym. Możemy wtedy zmierzyć funkcję natężeniowej korelacji wzajemnej (ang. intensity cross-correlation), zdefiniowaną jako:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t)I_r(t - \tau)dt, \quad (6)$$

gdzie τ jest opóźnieniem czasowym pomiędzy dwoma impulsami. Zakładamy, że w doświadczeniu potrafimy kontrolować to opóźnienie. Wyrażenie na $A_c(\tau)$ ma postać całki, gdyż pomiar wykonujemy za pomocą powolnego detektora, który nie jest w stanie mierzyć chwilowych wartości $I_s(t)I_r(t - \tau)$, a tylko całkę z tego iloczynu. Niech $A_c(\omega)$ oznacza transformatę Fouriera zmierzonej funkcji korelacji wzajemnej $A_c(\tau)$, a $I_r(\omega)$ – transformatę Fouriera funkcji $I_r(t)$. Wiadomo, że $I_s(\omega) = A_c(\omega)/I_r^*(\omega)$, gdzie gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone. Ponieważ potrafimy zmierzyć $A_c(\omega)$ i znamy $I_r(\omega)$, to znamy również $I_s(\omega)$. Kształt mierzonego impulsu $I_s(t)$ możemy zatem

uzyskać przez odwrotną transformatę Fouriera wyznaczonej w ten sposób funkcji $I_s(\omega)$. Jeśli impuls odniesienia jest impulsem nieskończenie krótkim, opisywanym funkcją $\delta(t)$, to $I_r(\omega) = 1$ oraz $I_s(\omega) = A_c(\omega)$. Wtedy zmierzona w doświadczeniu funkcja $A_c(\tau)$ jest identyczna z szukanym profilem czasowym $I_s(t)$. Jednak nawet w takim idealnym przypadku wzajemna korelacja natężeniowa ma pewne fundamentalne ograniczenie: nie daje żadnej informacji o fazie impulsu.

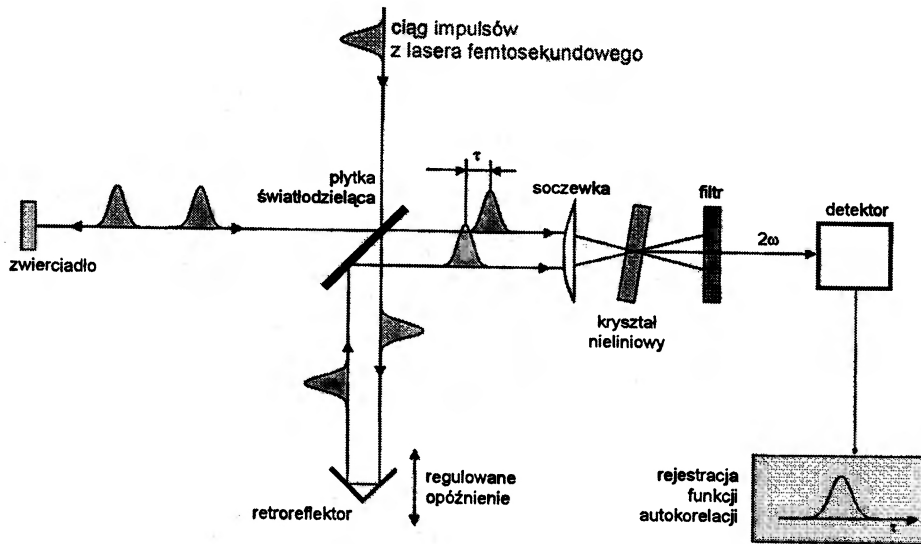
Niestety, niezwykle rzadko mamy do dyspozycji impuls odniesienia, który byłby znacznie krótszy niż impuls mierzony. Zatem przedstawiona wyżej metoda, aczkolwiek bardzo atrakcyjna, jest zwyczajnie niepraktyczna. Ale przecież nic nie stoi na przeszkodzie, by w roli impulsu odniesienia występował nasz nieznan impuls, tyle tylko, że opóźniony w czasie. Wówczas funkcją, którą mierzymy, jest natężeniowa funkcja autokorelacji zdefiniowana wyrażeniem:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt, \quad (7)$$

czyli funkcja korelacji wzajemnej dla $I_s(t) = I_r(t) = I(t)$. Funkcja autokorelacji natężeniowej jest zawsze funkcją symetryczną i jako taka nie może nam dostarczyć żadnych informacji o asymetrii profilu czasowego mierzonego impulsu. Ponadto pomiar $A_c(\tau)$ nic nie mówi o tym, jak od czasu zależy faza impulsu. Mimo tak istotnych wad, autokorelacja natężeniowa jest najczęściej używaną metodą diagnostyczną impulsów femtosekundowych, głównie z powodu łatwej realizacji doświadczalnej oraz dlatego, że była to historycznie pierwsza metoda pomiaru czasu trwania ultrakrótkich impulsów światła [49].

Urządzenie do pomiaru funkcji autokorelacji natężeniowej ultrakrótkich impulsów światła nazywamy autokorelatorem. Istnieją dwie istotnie różne klasy autokorelatorów. Pierwszą stanowią autokorelatory, w których pomiar funkcji $A_c(\tau)$ wymaga użycia ciągu (identycznych) impulsów laserowych. Tego typu urządzenia będziemy nazywali autokorelatorami pracy ciągłej. Autokorelatory należące do drugiej klasy mierzą funkcję autokorelacji dla pojedynczego impulsu laserowego. Nazwiemy je autokorelatorami „jednostrzałowymi” przez analogię do angielskiego określenia „single-shot auto-correlator”.

Zasada działania autokorelatora pracy ciągłej przedstawiona jest na rys. 11. Wiązka laserowa



Rys. 11. Schemat autokorelatora pracy ciągłej. Powstająca w kryształcie nieliniowym druga harmoniczna (światło o częstotliwości dwukrotnie większej niż częstotliwość światła laserowego) ma natężenie proporcjonalne do iloczynu natężeń obu impulsów ogniskowanych w kryształcie. Detektor światła mierzący natężenie drugiej harmonicznej jest powolny, zatem rejestrowany sygnał jest proporcjonalny do natężeniowej funkcji autokorelacji $A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt$. Ponieważ natężenie drugiej harmonicznej jest znacznie mniejsze niż natężenia impulsów laserowych, konieczne jest stosowanie filtru, który przepuszcza jedynie światło o częstotliwości 2ω .

(ciąg impulsów) dzielona jest na płytce światłodzielną na dwie wiązki, z których każda pokonuje pewien dystans i odbija się od zwierciadła lub retroreflektora. Retroreflektor umieszczony jest na precyzyjnym stoliku przesuwalnym, przez co zapewniamy regulowane opóźnienie czasowe τ pomiędzy impulsami. Wiązki są ogniskowane i przecinają się w kryształcie nieliniowym, w którym następuje wytwarzanie drugiej harmonicznej, czyli światła o częstotliwości dwukrotnie większej niż częstotliwość impulsów wejściowych.

Ponieważ natężenie drugiej harmonicznej jest proporcjonalne do iloczynu natężeń obu wiązek wejściowych $I_s(t)I_r(t - \tau)$, detektor rejestruje sygnał tylko wtedy, gdy impulsy wejściowe przynajmniej częściowo przekrywają się w czasie. Zmieniając opóźnienie τ pomiędzy impulsami wejściowymi przez przesuwanie retroreflektora, możemy zmierzyć funkcję autokorelacji $A_c(\tau)$. Z kształtu

zmierzonej w ten sposób funkcji autokorelacji można uzyskać informację o czasie trwania impulsu wejściowego. Warto zwrócić uwagę na to, że w autokorelatorze stosujemy powolny detektor, a bardzo krótkie czasy (opóźnienie τ) wyznaczamy przez pomiar przesunięcia retroreflektora.

Nie należy mylić zmierzonej w doświadczeniu szerokości funkcji autokorelacji z czasem trwania mierzonego impulsu. Aby uzyskać tę ostatnią wielkość, musimy z góry założyć, że mierzone impulsy posiadają pewien określony kształt – zwykle stosuje się założenie o czasowym kształcie impulsu opisanym funkcją sech^2 lub profilem Gaussa. Jeśli założymy określony kształt impulsu, to obliczając całkę z równ. (7) łatwo możemy znaleźć związek pomiędzy szerokością połówkową funkcji autokorelacji τ_{ac} i szerokością połówkową mierzonego impulsu τ_p (patrz tabela 2).

Tabela 2. Widmo i funkcja autokorelacji dla wybranych kształtów impulsów laserowych.

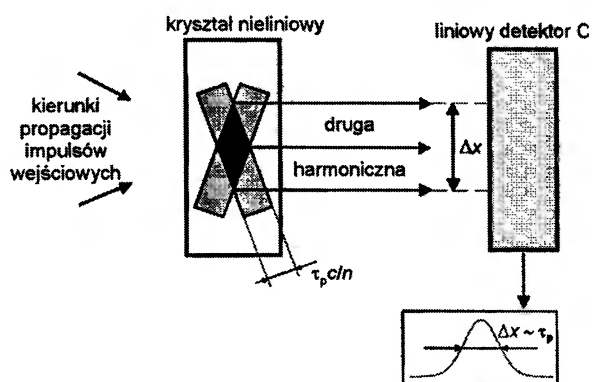
$I(t)$	$ E(\Omega) ^2$	$\tau_p \Delta\nu$	$A_c(t)$	τ_{ac}/τ_p
$\exp(-t^2)$	$\exp(-\Omega^2)$	0,441	$\exp(-\tau^2/2)$	1,414
$\text{sech}^2(t)$	$\text{sech}^2(\pi\Omega/2)$	0,315	$3(\tau \cosh(\tau) - \sinh(\tau))/\sinh^3(\tau)$	1,543

W kolumnie pierwszej znajduje się wyrażenie opisujące czasowy profil natężeniowy impulsu, w drugiej widmo impulsu, zaś w trzeciej – iloczyn czasu trwania i szerokości widmowej (obie wielkości to szerokości połówkowe odpowiednich krzywych). W kolumnie czwartej widnieje wyrażenie opisujące kształt funkcji autokorelacji natężeniowej. W kolumnie piątej znajduje się stosunek szerokości połówkowej funkcji autokorelacji do połówkowego czasu trwania impulsu.

Następny przykład to autokorelator do pomiaru pojedynczych impulsów femtosekundowych. Jako ciekawostkę warto powiedzieć, iż właśnie autokorelator jednostrzałowy, wykorzystujący pomiar dwufotonowo wzbudzonej fluorescencji barwników organicznych, był jednym z najwcześniej zbudowanych autokorelatorów optycznych [50]. Następne autokorelatory w przeważającej większości wykorzystywały zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej. Na rysunku 12 pokazano schematycznie zasadę działania tego rodzaju urządzenia [51]. Wiązkę światła również i w tym przypadku płytka światłodzielaćca dzieliła na dwie wiązki, które następnie przecinały się pod pewnym kątem w kryształach nieliniowych, wytwarzając drugą harmoniczną. Łatwo sprawdzić, że szerokość obszaru Δx , w jakim powstaje druga harmoniczna, jest wprost proporcjonalna do czasu trwania impulsu. Układ można łatwo wykalibrować, mierząc, o ile w dół (lub w górę) przesuwa się obszar, gdzie powstaje druga harmoniczna na skutek zadanej zmiany opóźnienia pomiędzy impulsami wejściowymi. Do bezpośredniej rejestracji rozkładu natężenia drugiej harmonicznej (czyli pośrednio również funkcji autokorelacji impulsu) użyty został liniowy element CCD, na którym za pomocą soczewki obrazowany był profil natężeniowy sygnału drugiej harmonicznej. Szczegółową analizę zależności przestrzennego profilu natężenia drugiej harmonicznej od profilu czasowego impulsów wejściowych zainteresowany Czytelnik może znaleźć w pracach [51,52].

Skoro już mówimy o sposobie doświadczalnej realizacji pomiaru funkcji korelacji, zatrzymajmy się trochę dłużej w tym miejscu i spróbujmy powiedzieć na ten temat trochę więcej. W dziedzinie optyki ultrakrótkich impulsów podstawą większości metod pomiaru korelacji drugiego rzędu światła jest zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej. Składa się na to kilka przyczyn, z których

chyba najważniejszą jest fakt, iż jest to nierezonansowy proces natury elektronowej. W konsekwencji nie tylko szybkość nieliniowej odpowiedzi ośrodka jest wystarczająca do pomiaru impulsów femtosekundowych, ale metoda działa również w szerokim obszarze widmowym. Jedynie w zakresie promieniowania nadfioletowego stosowanie tej metody jest ograniczone przez dużą absorpcję kryształów nieliniowych dla fal o długościach mniejszych niż ok. 300 nm. Wtedy musimy stosować metody pomiarowe oparte na innego rodzaju zjawiskach nieliniowych, z których można wymienić np. jonizację wielofotonową [53], powierzchniowe wytwarzanie drugiej harmonicznej [54], dwufotonową luminescencję [55] czy optyczne zjawisko Kerra [56]. Ten ostatni proces jest już procesem nieliniowym trzeciego rzędu i przy jego zastosowaniu mierzymy funkcje korelacji trzeciego rzędu.



Rys. 12. Schemat autokorelatora jednostrzałowego. Mierzony impuls jest dzielony i dwie identyczne jego repliki rozchodzą się pod pewnym kątem względem siebie w kryształach nieliniowych. Rysunek pokazuje położenie obu impulsów (zaciemnione prostokąty) dla danej chwili. Przestrzenny rozmiar impulsu w kierunku rozchodzenia się wynosi $\tau_p c/n$, gdzie τ_p jest czasem trwania impulsu, c to prędkość światła w próżni, a n jest współczynnikiem załamania światła w kryształach. Kryształ jest wycięty tak, że druga harmoniczna może być wytwarzana tylko wtedy, gdy obecne są oba impulsy wejściowe. Rozmiar obszaru (Δx), w którym powstaje druga harmoniczna jest wprost proporcjonalny do τ_p , a przestrzenny rozkład natężenia drugiej harmonicznej jest proporcjonalny do funkcji autokorelacji natężeniowej impulsu wejściowego. Warunki pomiaru są wybrane tak, że poprzeczne rozmiary obu impulsów są znacznie większe niż Δx .

Spróbujmy teraz przez chwilę dać się ponieść fantazji i zobaczymy, co się stanie, gdy zdefiniujemy funkcję autokorelacji natężeniowej n -tego rzędu.

Będzie ona wyglądać następująco:

$$A_n(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I^n(t - \tau)dt. \quad (8)$$

Czy zdefiniowana w ten sposób funkcja autokorelacji n -tego rzędu jest w jakiś sposób przydatna, a może nawet lepsza od funkcji autokorelacji natężenia? Zróbmy kilka prostych obserwacji. Po pierwsze, zdefiniowana w taki sposób funkcja ma dla $n > 1$ symetrię odpowiadającą symetrii impulsu. Zastanówmy się, co się stanie, jeżeli będziemy dążyli z liczbą n do nieskończoności. Wtedy funkcja $I^n(t)$ będzie oczywiście dążyć do funkcji $\delta(t)$ – przy milczącym założeniu, że impuls opisany przez $I(t)$ jest „porządnym” impulsem, tzn. ma wyraźne maksimum i monotonicznie zanikające skrzydła. Przyjmijmy, że nasze impulsy są „porządnymi” impulsami – wtedy następny wniosek jest taki, że jeżeli funkcja $I^n(t)$ zmierza do $\delta(t)$, to kształt naszej nowo zdefiniowanej funkcji autokorelacji n -tego rzędu jest w bardzo dobrym przybliżeniu kształtem impulsu $I(t)$. Widzimy zatem, że nasza nowa funkcja może być bardzo przydatnym i potężnym narzędziem do określania profilu czasowego femtosekundowych impulsów laserowych. I rzeczywiście nim jest, ale jak każde narzędzie ma swoje ograniczenia: u podstaw jego działania leżą optyczne zjawiska nieliniowe ($n + 1$) rzędu, zatem impulsy, które mają być mierzone, muszą posiadać dosyć dużą moc – tym większą, im większe n , tak jak np. femtosekundowe impulsy laserowe po wzmocnieniu we wzmacniaczu.

4.2. Rekonstrukcja fazy i amplitudy femtosekundowych impulsów światła

Wspomnieliśmy już wcześniej, że funkcja autokorelacji natężeniowej jest funkcją symetryczną i nie można przy jej zastosowaniu otrzymać informacji o ewentualnej asymetrii profilu czasowego femtosekundowego impulsu światła. Zasygnalizowaliśmy również, że aby taką informację uzyskać, musimy połączyć pomiar funkcji autokorelacji z dodatkowymi pomiarami lub zastosować inne metody pomiarowe. W rozdziale tym spróbujemy dokonać krótkiego przeglądu metod pomiarowych, pozwalających na pełną rekonstrukcję impulsu, czyli pomiar zarówno amplitudy, jak i fazy w funkcji czasu dla femtosekundowego impulsu światła.

Postawmy pytanie: jakie warunki powinna spełniać idealna metoda pomiarowa? Po pierwsze, powinna umożliwiać pomiar, najlepiej w czasie rzeczywistym, wszystkich ważnych parametrów impulsu. Następnie, powinna móc działać zarówno w reżimie pomiaru ciągu impulsów, jak i w reżimie pomiaru pojedynczych impulsów. Chcielibyśmy także, by taka idealna metoda nie była oparta na optycznych zjawiskach nieliniowych – mielibyśmy wtedy możliwość określania profilu czasowego także w przypadku bardzo słabych impulsów femtosekundowych, czyli np. takich, które pochodzą nie wprost z lasera, czy wręcz ze wzmacniacza, ale z dowolnego układu doświadczalnego. Przegląd zaczniemy od metod polegających na połączeniu informacji wynikających z pomiarów widma i informacji uzyskanych z pomiarów funkcji autokorelacji. Potem spróbujemy przedstawić pomysł pomiaru, polegający na takiej modyfikacji autokorelatora, która złamie jego symetrię. Przedstawimy także świeżącą obecnie chyba największe triumfy metodę, opartą na wykorzystaniu procesów nieliniowych trzeciego rzędu, znaną jako metoda FROG. Wymienione wyżej techniki działają w dziedzinie czasowej – na zakończenie wspomnimy o metodach pomiaru amplitudy i fazy femtosekundowych impulsów światła, które działają w dziedzinie częstości.

Niestety, wszystkie te metody będą się opierały na zjawiskach nieliniowych, czyli trzeci warunek, który powinna spełniać nasza idealna metoda, nie będzie spełniony. W pracy [57] pokazano, że jeżeli chcemy całkowicie scharakteryzować femtosekundowy impuls światła, to musimy zapewnić w używanej przez nas metodzie pomiarowej albo rozdzielczość czasową porównywalną z czasem trwania impulsu, albo zdecydować się na nieliniowy tor detekcji. Nieliniowość ta jednak wcale nie musi być nieliniowością optyczną, ale może równie dobrze występować w detektorze – przykład takiego przypadku można znaleźć w pracach [58,59]. Nowatorskie rozwiązanie przedstawione przez autorów polega na użyciu jako detektora fotodiody półprzewodnikowej w reżimie, w którym charakterystyka takiej fotodiody jest nieliniowa względem padającego na nią światła.

Jeżeli zmierzylśmy zarówno widmo impulsu, jak i funkcję autokorelacji, to można korzystając z tych informacji określić kształt impulsu dzięki pewnym procedurom dopasowującym [60].

W trakcie tych obliczeń niezbędne jest założenie określonego kształtu impulsu. Analityczne wyrażenia opisujące typowe kształty impulsów (impuls gaussowski i impuls opisany przez funkcję sech^2) oraz odpowiadające im widmo i funkcje autokorelacji pokazane zostały wcześniej w tabeli 2.

W przypadku bardziej złożonych profili czasowych impulsów także został opracowany algorytm prowadzący w rezultacie do wyznaczenia zależnych od czasu amplitudy i fazy impulsu bez znajomości a priori parametrów impulsu [61]. Inna metoda była oparta na pomiarze widma, wytwarzanego w autokorelatorze sygnału drugiej harmonicznej dla każdej wartości opóźnienia τ ; z pomiarów tych można zrekonstruować amplitudę i fazę mierzonego impulsu [62]. Poważną wadą tej metody, uniemożliwiającą powszechne jej stosowanie, jest konieczność przetworzenia bardzo dużej liczby danych.

Wspomnieć należy także o metodzie, u której podstaw leży złamanie symetrii autokorelatora. Najprostszym sposobem, by tego dokonać, jest umieszczenie w jednym z ramion autokorelatora zwykłej płytki szklanej. Spowoduje to pojawienie się w autokorelatorze dodatniej dyspersji i impulsy z ujemnym świergotem będą skracane. Zmieniając opóźnienie i mierząc funkcję korelacji wzajemnej można z wyników tych pomiarów otrzymać całkowitą informację o impulsie. Metoda ta jest jednak ograniczona wyłącznie do impulsów posiadających ujemny świergot. Impulsy bez świergotu lub ze świergotem dodatnim będą wydłużane po przejściu przez płytkę szklaną. Dokładniejsze omówienie tej metody znacznie przekracza ramy tego artykułu, więc Czytelników bardziej zainteresowanych tą metodą odsyłamy do literatury [63,64].

Metody oparte na zjawiskach nieliniowych wyższych rzędów pozwalają na lepsze przybliżenie kształtu profilu natężeniowego impulsu – ten wniosek sformułowaliśmy wcześniej i oczywiście jest on nadal słuszny. Nieliniowości owe można wykorzystać do wytworzenia impulsu krótszego od mierzonego i zastosować ten krótszy impuls jako „bramkę” do próbkowania impulsu mierzonego. Przykładem takiego podejścia jest kolejna metoda określania parametrów impulsów femtosekundowych, znana pod nazwą FROG (FROG jest akronimem od angielskiej nazwy tej metody: frequency resolved optical gating). W metodzie

tej korelacja drugiego rzędu została zastąpiona przez „migawkę Kerra”. Pomiar dokonany w metodzie FROG prowadzi wprost do dwuwymiarowej funkcji czasu i częstości, która całkowicie opisuje impuls [65,66]. Przykładowy schemat realizacji doświadczalnej tej metody jest zamieszczony na rys. 13. Impuls, który ma być analizowany, jest w ośrodku kerrowskim bramkowany przez swoją opóźnioną w czasie replikę. Sygnał transmitowany przez zbudowaną w ten sposób migawkę Kerra jest opisany przez następujące wyrażenie:

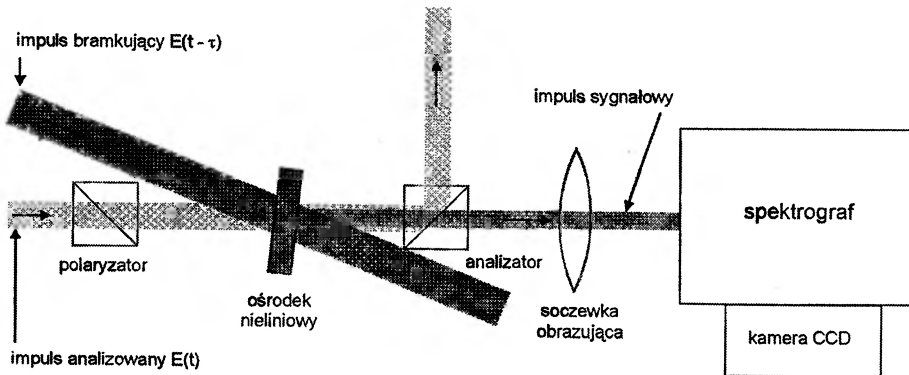
$$E_s(t, \tau) \propto E(t)g(t - \tau), \quad (9)$$

gdzie funkcja bramki $g(t - \tau) \approx |E(t - \tau)|^2$ (przybliżenie to można stosować tylko wtedy, gdy założymy, że odpowiedź ośrodka jest natychmiastowa), a $E(t)$ oznacza pole elektryczne fali świetlnej. Mierzone w doświadczeniu widmo bramkowanego impulsu jest funkcją częstości Ω i opóźnienia pomiędzy impulsami τ :

$$S(\Omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)g(t - \tau)e^{-i\Omega t} dt \right|^2. \quad (10)$$

Funkcja $S(\Omega, \tau)$, opisana powyższym równaniem, jest od dawna znana w akustyce, gdzie jest używana do opisu fal dźwiękowych i nazywana spektrogramem impulsu [67]. Różnica w przypadku impulsów femtosekundowych jest tylko taka, że w przeciwieństwie do akustyki, gdzie częstość nośna jest rzędu kiloherców, mamy do czynienia z zakresem petaherców, a opóźnienia czasowe są nie rzędu sekund, lecz femtosekund. Problem wydobycia potrzebnej informacji sprowadza się do iteracyjnego obliczenia funkcji $E(t)$ ze spektrogramu za pomocą specjalnego algorytmu numerycznego [65,66].

Na zakończenie przeglądu metod rekonstrukcji fazy i amplitudy impulsów femtosekundowych działających w dziedzinie czasowej wymienimy jeszcze jedną metodę, opracowaną przez Prade'a i in. [68]. Oparta jest ona na pomiarze zniekształcenia widma silnego impulsu femtosekundowego podczas przejścia przez przezroczysty ośrodek nieliniowy. Widmo to ma charakterystyczną strukturę, podobną do struktury prążków, która jest bardzo czuła na fazę i amplitudę impulsu i może służyć jako swego rodzaju „sygnatura” impulsu. Pomysł pomiaru jest prosty: widmo impulsu jest mierzone przed i po przejściu przez ośrodek kerrowski. Do rekonstrukcji amplitudy i fazy impulsu



Rys. 13. Schemat działania metody FROG. Spolaryzowany w płaszczyźnie rysunku impuls mierzony $E(t)$ jest bramkowany przez spolaryzowany pod kątem 45° do niego impuls bramkujący $E(t - \tau)$, będący jego opóźnioną repliką. Mocny impuls bramkujący wymusza w ośrodku nieliniowym dwójtomność (optyczne zjawisko Kerra w materiale z reakcją natychmiastową), dzięki której polaryzacja impulsu mierzonego ulega zmianie i część tego impulsu przechodzi przez analizator. Natężenie światła za analizatorem jest proporcjonalne do $E(t)|E(t - \tau)|^2$. Z geometrii układu doświadczalnego wynika, że różnym położeniom w kryształach (w płaszczyźnie rysunku) odpowiadają różne opóźnienia między obydwoimi impulsami. Obszar oddziaływania obu impulsów jest obrazowany na szczeliny wejściowej spektrografu (szczelina wejściowa też leży w płaszczyźnie rysunku). W płaszczyźnie obrazowej spektrografu umieszczona jest dwuwymiarowa kamera CCD (Charge Coupled Device). Dzięki takiemu układowi doświadczalnemu rejestrowane jest widmo sygnału odpowiadające różnym opóźnieniom pomiędzy impulsem bramkującym a impulsem mierzonym. Zarejestrowana w ten sposób funkcja (spektrogram impulsu) jest wykorzystywana w procedurze numerycznej, odtwarzającej $E(t)$.

ze zmierzonych widm służy specjalny algorytm numeryczny.

Wszystkie wymienione do tej pory metody służyły do pomiaru parametrów femtosekundowych impulsów światła w dziedzinie czasowej. Ponieważ sygnał jest jednoznacznie określony także przez swoją transformację Fouriera, więc równoważnym podejściem jest pomiar impulsów w dziedzinie częstości, zwłaszcza, że widmo impulsów femtosekundowych jest szerokie, więc jego pomiar nie powinien nastęrczać zbyt wielu trudności. Do doświadczalnej realizacji takiego pomiaru nie potrzeba specjalnie skomplikowanych narzędzi pomiarowych – wystarczy standardowy, ćwierćmetrowy spektrograf. Określenie fazy impulsu jest jednak trudniejsze i wymaga zastosowania albo bardzo szybkiej, albo nieliniowej detekcji. Metody, które charakteryzują impulsy femtosekundowe i działają w dziedzinie częstości, są dość skomplikowane i nawet ogólne ich omówienie wykraczałoby poza ramy tego artykułu. Zainteresowanych tym tematem Czytelników odsyłamy do literatury przedmiotu [69-73].

5. Zastosowania femtosekundowych impulsów światła

Rozwój metod femtosekundowych jest tylko w małej części stymulowany naturalną u naukow-

ców ciekawością i chęcią poznania, czy też rywalizacją o ustanowienie nowego rekordu świata w tej dziedzinie. Zasadniczym motorem napędzającym postęp są całkiem rzeczywiste potrzeby stosowania takich impulsów w różnych dziedzinach nauki i techniki. Wszystkie zastosowania impulsów femtosekundowych można w zasadzie podzielić na dwie kategorie. Do pierwszej z nich należą te zastosowania, w których decydującą rolę odgrywa krótki czas trwania impulsów, podczas gdy do drugiej kategorii należą te, w których najważniejsza jest duża moc szczytowa impulsów. Lista badań wykonanych z użyciem laserów femtosekundowych jest tak długa, że nawet pobieżne ich omówienie wymagałoby napisania książki pokaźnych rozmiarów. Dlatego też w ramach tego artykułu ograniczymy się do kilku wybranych przykładów zastosowań, najlepiej, naszym zdaniem, ilustrujących wyjątkowe możliwości ultrakrótkich impulsów laserowych. Należy pamiętać, że jak każdy tego typu wybór, nasz też jest w jakiejś mierze arbitralny i podyktowany zainteresowaniami oraz upodobaniami autorów.

5.1. Badania ultraszybkiej dynamiki procesów fizycznych i chemicznych

Zajmijmy się najpierw badaniami, w których najistotniejszy jest bardzo krótki czas trwania

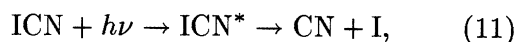
impulsów. Każdy z nas pamięta zapewne ogólnie znaną anegdotę, jak to Isaac Newton odkrył prawo powszechnego ciężenia po tym, jak upadło mu na głowę jabłko, gdy leżąc pod jabłonią oddawał się rozmyślaniom. Historia ta jest zapewne zmyślona, ale posłużmy się analogią do słynnego „jabłka Newtona” w celu wyjaśnienia stosowanej bardzo często w doświadczeniach z wykorzystaniem femtosekundowych impulsów laserowych metody pomiaru nazywanej „pump-probe”.

Wyobraźmy sobie przez chwilę, że chcemy powtórzyć legendarne doświadczenie Newtona i chcemy zbadać ruch spadającego jabłka. Używany przez nas przyrządem pomiarowym będzie aparat fotograficzny, którym będziemy robili zdjęcia spadającego jabłka. Przy założeniu, że migawka aparatu jest dostatecznie szybka (a najlepiej nieskończenie szybka) pojedyncze zdjęcie niejako „zamraża” ruch spadającego jabłka. Jeśli wykonamy całą serię zdjęć, to na jej podstawie jesteśmy w stanie uzyskać informację o ruchu jabłka. Uważny czytelnik mógł już dostrzec pewną fundamentalną trudność w przeprowadzeniu takiego doświadczenia: nie wiemy, kiedy jabłko się urwie z gałęzi i zacznie spadać, i skazani jesteśmy na nie wiadomo jak długie czekanie na ten moment. Mówiąc bardziej precyzyjnie: niezbędna jest dokładna znajomość czasu od momentu rozpoczęcia procesu do chwili pierwszego pomiaru. Rozwiązanie tego problemu jest proste: musimy zainicjować (wyzwolić) proces – w przypadku wiszącego na gałęzi jabłka może to być np. mikrowybuch – i jednocześnie uruchomić zegar, który będzie synchronizował przyrząd pomiarowy, czyli nasz aparat fotograficzny. Dzięki takiemu ustawieniu doświadczenia jesteśmy w stanie dokładnie znać czas wykonania poszczególnych pomiarów (zdjęć) i sami inicjujemy proces. W dziedzinie femtosekundowych impulsów światła metoda ta nosi nazwę techniki „pump-probe” – jeden impuls świetlny oddziałuje z badanym układem i wzbudza go do stanu nierównowagowego; impuls ten nazywany jest impulsem pompującym („pump”); układ następnie powraca („relaksuje”) do położenia równowagi, a proces tego powrotu badany jest przez znacznie słabszy impuls próbkujący („probe”). Wielkością mierzoną w takim doświadczeniu jest zmiana jakichś właściwości optycznych układu. Zmieniając opóźnienie pomiędzy impulsem pompującym i impulsem próbkującym, jesteśmy w stanie zmie-

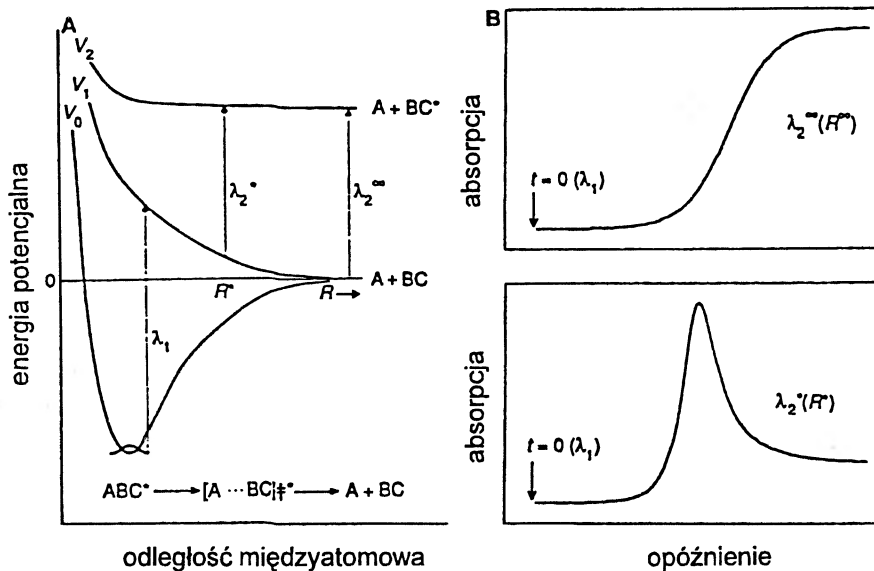
nić zmianę mierzonych w doświadczeniu właściwości układu z rozdzielczością czasową ograniczoną jedynie przez czas trwania używanych impulsów – w przypadku impulsów femtosekundowych rozdzielczość ta jest właśnie rzędu femtosekund.

Aby ocenić przydatność ultrakrótkich impulsów laserowych w badaniach różnego typu procesów, warto uświadomić sobie, co się może zdarzyć w ciągu, powiedzmy, 10 fs. W takim czasie elektron na najniższej orbicie atomu wodoru w modelu Bohra obiega proton ok. 70 razy. Zatem trudno sobie wyobrazić, że impulsy o czasie trwania 10 fs będą dobrą lampą błyskową do śledzenia ruchu takiego elektronu. Przyjrzyjmy się zatem obiektom cięższym. Dla przykładu rozważmy drgania jąder cząsteczki Na₂. Klasyczny okres drgań tego układu to 300 fs, zatem w czasie 10 fs jądra zdążą wykonać ok. 1/30 klasycznie rozumianego drgania. Takie kwaziklasyczne drgania jąder w dimerze sodu można rzeczywiście wzbudzić i obserwować za pomocą femtosekundowych impulsów laserowych [74-76]. Zatem impuls światła o takim czasie trwania to dobry stroboskop do „oglądania” ruchów jąder atomowych w cząsteczkach, podobnie jak ruchów cząsteczek w cieczach, czy wreszcie deformacji cząsteczek. Badania femtosekundowej dynamiki w układach molekularnych zilustrujemy trzema konkretnymi przykładami: fotojonizacją cząsteczki ICN, fotoizomeryzacją rodopsyny oraz femtosekundową siecią kwazikrystaliczną w cieczach.

Pierwszy przykład to badania dynamiki procesu fotojonizacji cząsteczki ICN przeprowadzone przez Ahmeda Zewaila i jego współpracowników z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego w 1987 r. [77]. Badany przez nich proces to fotodysocjacja cząsteczki ICN, która przebiega według następującego schematu



i jest jedną z najprostszych reakcji chemicznych. Cząsteczka ICN najpierw pochłania foton o długości fali λ_1 i przechodzi do odpychającego stanu wzbudzonego, a następnie rozpada się na atom jodu (I) i cząsteczkę cyjanku (CN). Jeśli do wzbudzenia cząsteczki użyjemy femtosekundowego impulsu światła, to odległość pomiędzy atomem jodu i cząsteczką cyjanku zaraz po wzbudzeniu jest taka sama, jak przed wzbudzeniem, bowiem oba te obiekty są zbyt ciężkie, a siła odpychająca

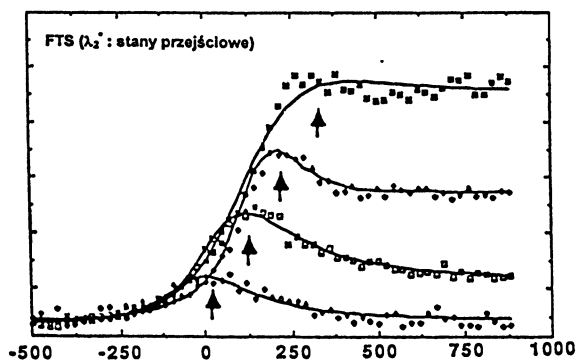


Rys. 14. Rysunek A przedstawia krzywe energii potencjalnej dla stanu podstawowego (V_0) i dla dwóch stanów wzbudzonych (V_1 oraz V_2). Femtosekundowy impuls wzbudzający o długości fali λ_1 wzbudza cząsteczkę ze stanu podstawowego do stanu V_1 . W trakcie rozpadu cząsteczki femtosekundowe impulsy laserowe o długości fali λ_2^* (lub λ_2^∞) próbują absorpcję. Rysunek B przedstawia oczekiwane sygnały femtosekundowej absorpcji przejściowej w funkcji opóźnienia pomiędzy impulsem wzbudzającym i impulsem próbującym odpowiednio dla λ_2^∞ i dla λ_2^* .

między nimi zbyt mała, by fragmenty rozpadu rozsunęły się znacząco w czasie trwania impulsu laserowego. Możemy zatem założyć, że w chwili po wzbudzeniu cząsteczki ICN odległość między fragmentami rozpadu jest dość dobrze zdefiniowana – tak dobrze, jak może być zdefiniowana ta odległość dla stanu podstawowego ICN. Łatwo sobie również wyobrazić, że po odpowiednio długim czasie fragmenty rozpadu będą położone daleko od siebie. Co się dzieje w czasach pośrednich?

Odpowiedź na to właśnie pytanie mówi nam, jak wygląda dynamika rozpadu cząsteczki. Wspomnianej już grupie z Caltechu udało się opracować metodę pomiaru odległości pomiędzy fragmentami rozpadu w funkcji czasu, jaki upłynął od impulsu laserowego, wywołującego fotodysocjację. Rozpadająca się cząsteczka ICN może pochłaniać światło, a z pomiarów spektroskopowych wiadomo, że długość fali pochłanianego promieniowania zależy od odległości pomiędzy fragmentami rozpadu. Ilustruje to rys. 14, gdzie schematycznie pokazano, że dwóm różnym odległościom pomiędzy produktami rozpadu odpowiadają różne długości fali pochłanianego światła. Zatem mierząc widmo absorpcji z femtosekundową rozdzielczością czasową możemy uzyskać informację o interesującej nas dynamice rozpadu cząsteczki.

W opisywanym doświadczeniu komórkę z gazowym ICN oświetlano dwoma impulsami femtosekundowymi. Pierwszy z nich miał ustaloną długość fali (λ_1) i wywoływał fotodysocjację cząsteczek. Drugi impuls femtosekundowy pojawiał się z pewnym (dobrze kontrolowanym) opóźnieniem w stosunku do pierwszego, a długość fali (λ_2) była zmieniana w trakcie doświadczenia. Wyniki uzyskane w doświadczeniu ilustruje rys. 15, na



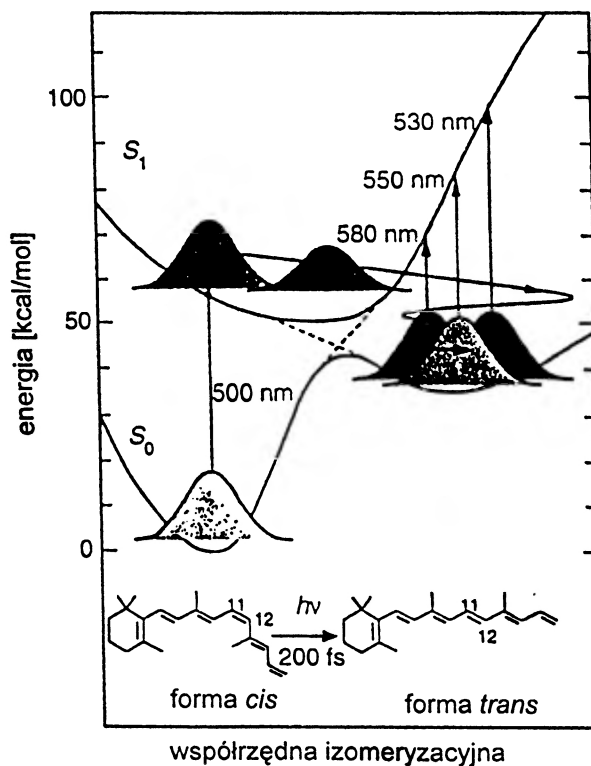
Rys. 15. Zmierzona zależność czasowa absorpcji przejściowej produktów fotodysocjacji cząsteczki ICN dla kilku wybranych długości fal impulsu próbującego (389,7 nm, 389,8 nm, 390,4 nm i 391,4 nm, zaczynając od krzywej górnej) [77].

którym pokazana jest czasowa zależność absorpcji produktów fotodysocjacji dla kilku wybranych

długości fali impulsów próbkujących. Postępującymi takimi danymi oraz znajomością poziomów energetycznych cząsteczki ICN, autorzy omawianej pracy wyznaczyli odległość pomiędzy produktami rozpadu w funkcji czasu. W czasie pierwszych 180 femtosekund odległość ta rośnie od ok. 3 Å do 8,5 Å. Można przyjąć, że w takiej odległości pomiędzy atomem jodu i cząsteczką cyjanku ich oddziaływanie jest do pominięcia i dalsza ewolucja układu sprowadza się do swobodnego ruchu produktów rozpadu.

Drugi przykład badania dynamiki cząsteczek w femtosekundowej skali czasu dotyczy pomiarów zależnej od czasu absorpcji stanu przejściowego w cząsteczce rodopsyny [78]. Jest to białko występujące, między innymi, w siatkówce oka ludzkiego. Pełni ono tam bardzo ważną rolę w skomplikowanym procesie fizykochemicznym, odpowiedzialnym za widzenie. Rola rodopsyny w tym procesie jest szczególna – cząsteczka ta, a właściwie jej przekształcenie konformacyjne stanowi bowiem pierwszy etap całego procesu. Połknięciem fotonu z widzialnego zakresu widmowego cząsteczka rodopsyny zmienia kształt; z zagiętej w kształcie litery L (forma *cis*) na prawie wyprostowaną pałeczkę (forma *trans*) (rys. 16). Zdumiewająca jest wydajność kwantowa tego procesu: w 67 przypadkach na 100 absorpcja fotonu prowadzi do przekształcenia konformacyjnego i zapoczątkowuje proces, którego wynikiem końcowym jest sygnał elektryczny, interpretowany przez mózg jako „błysk światła”. Niezwykle wysoka sprawność kwantowa procesu fototransformacji izomerycznej nie może być wyjaśniona, jeśli przyjmiemy, że energia pochłoniętego fotonu rozkłada się równo na wszystkie stopnie swobody w elektronowo wzbudzonej cząsteczce, czyli zachodzi termalizacja obsadzeń w stanie wzbudzonym (rys. 16). Autorzy pracy zaproponowali inny mechanizm, zgodnie z którym absorpcja fotonu prowadzi do utworzenia spójnej superpozycji stanów oscylacyjnych jąder w stanie wzbudzonym, a tak utworzona paczka falowa „ześlizguje się” po wielowymiarowej powierzchni ekwipotencjalnej wprost do minimum, odpowiadającego formie *trans*. Hipoteza ta została potwierdzona przez wyniki pomiarów femtosekundowej absorpcji przejściowej w rodopsynie. Podobnie jak w doświadczeniu z fotojonizacją ICN, zastosowano schemat „pump-probe”. Impuls pompujący o czasie trwania

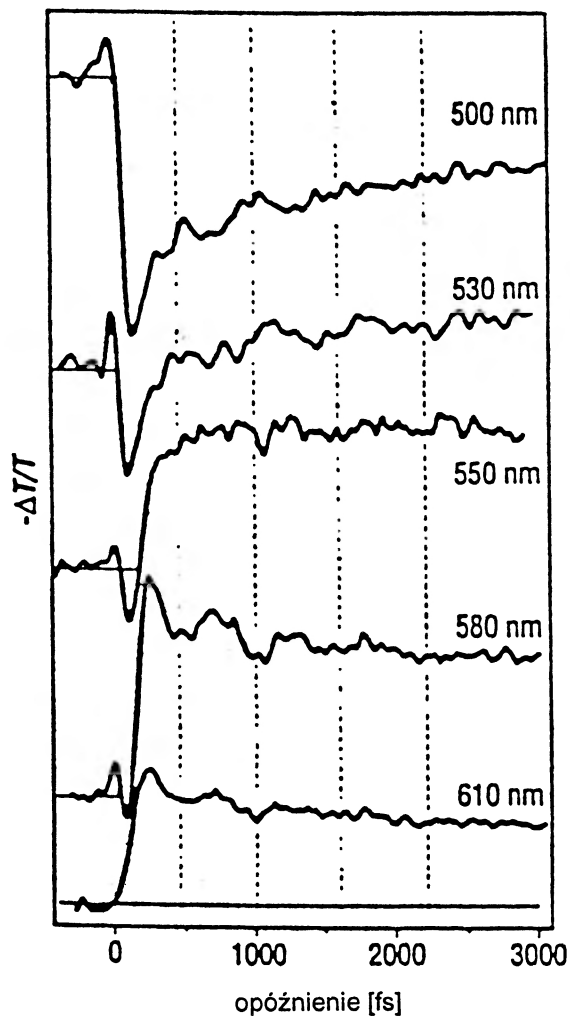
35 fs i długości fali 500 nm wzbudzał próbkę zawierającą cząsteczki rodopsyny, a opóźniony w czasie impuls próbkujący o czasie trwania 10 fs mierzył absorpcję w obszarze 450 – 640 nm dla różnych opóźnień.



Rys. 16. Schemat krzywych energii potencjalnej dla procesu femtosekundowej izomeryzacji rodopsyny. Zaznaczono wzbudzenie optyczne cząsteczki rodopsyny ze stanu podstawowego S_0 do stanu wzbudzonego S_1 . Absorpcja fotonu prowadzi do powstania w stanie wzbudzonym spójnej superpozycji stanów oscylacyjnych – paczki falowej. Utworzona w ten sposób paczka falowa oscyluje wewnątrz bariery potencjału i może „ześlizgnąć” się do lokalnego minimum, odpowiadającego zmianie konformacyjnej cząsteczki z formy *cis* na formę *trans*. W nowym minimum potencjału paczka również oscyluje wewnątrz bariery i w zależności od położenia paczki falowej absorpcja do wyższych stanów może zachodzić dla światła o różnych długościach fal. W dolnej części rysunku umieszczone są wzory strukturalne cząsteczki rodopsyny w konfiguracji *cis* i w konfiguracji *trans* [78].

Wyniki pomiarów przedstawione na rys. 17 pokazują, że wzbudzona cząsteczka osiąga stan równowagi bardzo szybko; już po ok. 200 fs widma absorpcji są ustalone, zatem można przyjąć, że czas trwania procesu transformacji izomerycznej cząsteczki jest krótszy niż 200 fs. Można, używając niezbyt precyzyjnego języka, powiedzieć, że cząsteczka nie ma dość czasu na to, by energia wzbudzenia została „zmarnowana” na wzbudzenie niepotrzebnych drgań. Według autorów

pracy ewolucja czasowa absorpcji dla różnych długości fali światła dowodzi, iż zaproponowana przez nich hipoteza spójnej dynamiki (ewolucja paczki falowej zamiast termalizacji drgań) jest poprawna i dobrze wyjaśnia zmierzoną we wcześniejszych doświadczeniach niezwykle wysoką wydajność procesu fotoizomeryzacji rodopsyny.

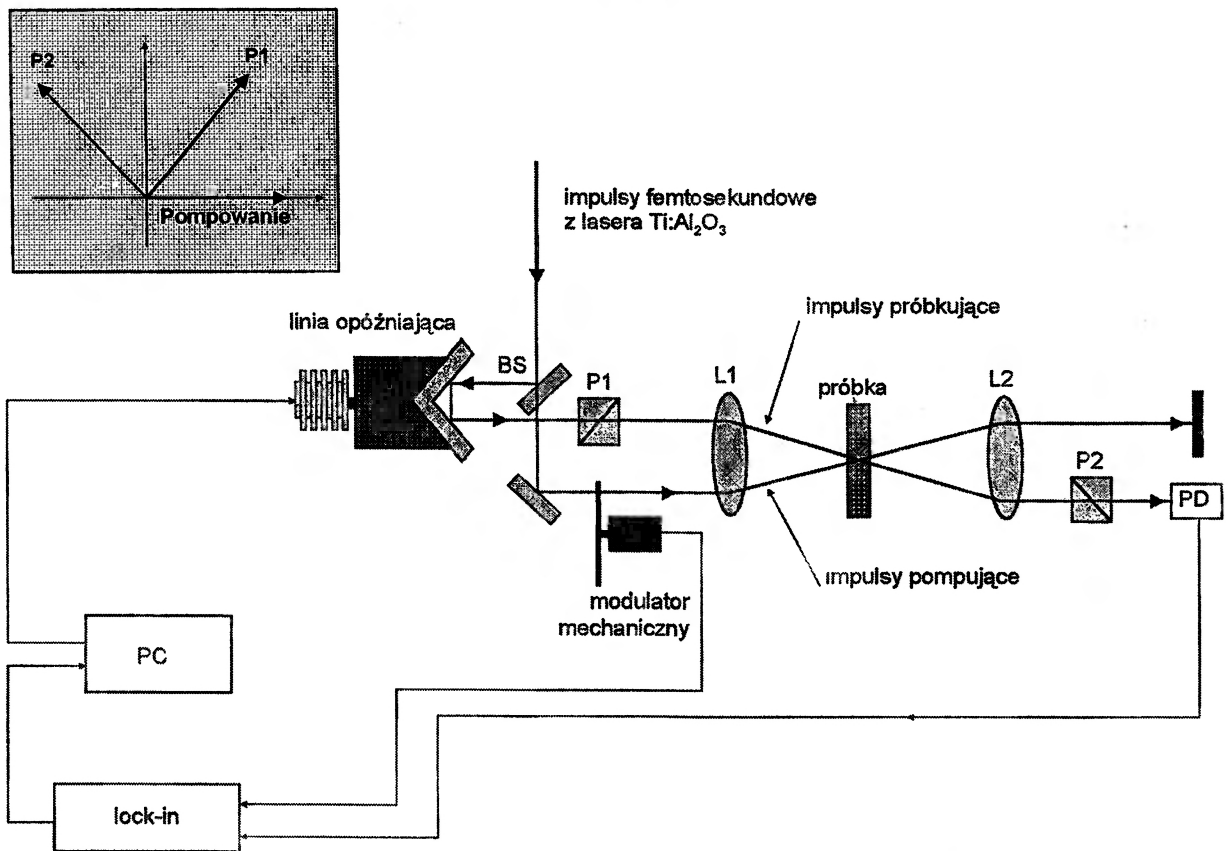


Rys. 17. Wyniki pomiarów femtosekundowej absorpcji przejściowej w rodopsynie [78].

Ostatni przykład pomiarów femtosekundowej dynamiki procesów oprzemy na wynikach wykonanych w naszym laboratorium pomiarów femtosekundowego optycznego zjawiska Kerra w cieczach molekularnych. Dynamika cząsteczek w cieczy była badana od wielu lat. Już w latach 50. pojawiły się sugestie, że przestrzenne ułożenie cząsteczek w cieczy nie jest w istocie zupełnie przypadkowe, a wykazuje pewne uporządkowanie, z tym, że uporządkowanie owo jest bardzo krótkotrwałe, a jego zasięg przestrzenny jest bardzo

mały. Zgodnie z tym podejściem, uporządkowanie przestrzenne cząsteczek cieczy jest etapem pośrednim pomiędzy zupełnym brakiem uporządkowania cząsteczek w gazie a dobrze określonym porządkiem w ciele stałym (struktura krystaliczna). W przypadku cieczy można zaryzykować stwierdzenie, że jej cząsteczki tworzą rodzaj zlepków (klasterów – mikrokryształów), których granice płynnie się zacierają wraz ze wzrostem odległości od ich środka. Innymi słowy, jeżeli wybierzemy sobie jakąś jedną cząsteczkę w cieczy, to możemy powiedzieć, że jest ona umieszczona w klatce, utworzonej przez swych najbliższych sąsiadów, sąsiedzi troszkę dalsi tworzą podobną klatkę, ale znacznie gorzej zdefiniowaną, a owo rozmycie zwiększa się przy przejściu do jeszcze dalszych sąsiadów, prowadząc w końcu do nie wykazującego żadnej struktury przestrzennej kontinuum. W dodatku tę kwazistrukturę krystaliczną charakteryzuje bardzo krótki czas życia, bowiem energia dostarczona do cząsteczki na skutek wzbudzeń termicznych jest już wystarczająca do zniszczenia uporządkowania. Z takiego punktu widzenia ciecz jawi nam się teraz jako obiekt o bardzo bogatym „życiu wewnętrznym” – zachodzą w niej nieustannie procesy budowy i niszczenia lokalnych kwazistruktur krystalicznych.

Wracając do dynamiki ruchów cząsteczek w cieczy, naturalną drogą wydaje się zastosowanie do jej opisu modelu akustycznych wzbudzeń elementarnych (fononów sieci), prowadzących do powstawania kolektywnych drgań cząsteczek cieczy wokół chwilowego położenia równowagi. Podejście takie zostało przez nas zastosowane – wspólnie z kolegami z Wydziału Chemii Uniwersytetu Warszawskiego zmierzaliśmy femtosekundową dynamikę uporządkowania przestrzennego cząsteczek w ciekłym benzenu przy zastosowaniu metody pomiarowej wykorzystującej optyczne zjawisko Kerra i zbudowaliśmy model teoretyczny, w którym założyliśmy istnienie femtosekundowego uporządkowania krótkiego zasięgu, który wyjaśniał wyniki pomiarów [79]. Na rysunku 18 pokazany jest schemat układu doświadczenia. Wiązka femtosekundowych impulsów z lasera $Ti:Al_2O_3$ dzielona jest na płytce światłodzielną na wiązkę pompującą i znacznie od niej słabszą wiązkę próbkującą. Następnie obie wiązki są ogniskowane w próbce (w naszym przypadku jest to szklana kuweta wypeł-



Rys. 18. Schemat układu doświadczalnego do pomiaru optycznego zjawiska Kerra. BS oznacza płytkę światłodzielną, która dzieli liniowo spolaryzowaną wiązkę impulsów femtosekundowych z lasera Ti:Al₂O₃ na silną wiązkę impulsów pompujących i znacznie słabszą wiązkę impulsów próbkujących. P1 i P2 to odpowiednio polaryzator wejściowy i skrzyżowany z nim analizator, L1 i L2 oznaczają soczewki, PD oznacza fotodiode używaną jako detektor. Sygnał z fotodiody mierzony jest za pomocą wzmacniacza fazoczułego oznaczonego na rysunku jako „lock-in”. Opóźnienie pomiędzy impulsami zmienia się za pomocą optycznej linii opóźniającej połączonej z silnikiem krokowym. Symbol PC oznacza sterujący doświadczeniem i zbierający wyniki komputer osobisty klasy IBM PC. W górnym lewym rogu rysunku zamieszczony jest schemat ustawień polaryzacji: „pump” oznacza kierunek polaryzacji wiązki impulsów pompujących, P1 oznacza kierunek polaryzacji wyznaczony przez polaryzator wejściowy, natomiast P2 oznacza kierunek polaryzacji wyznaczony przez analizator. Mierzony sygnał rejestrowany jest w funkcji opóźnienia pomiędzy impulsami.

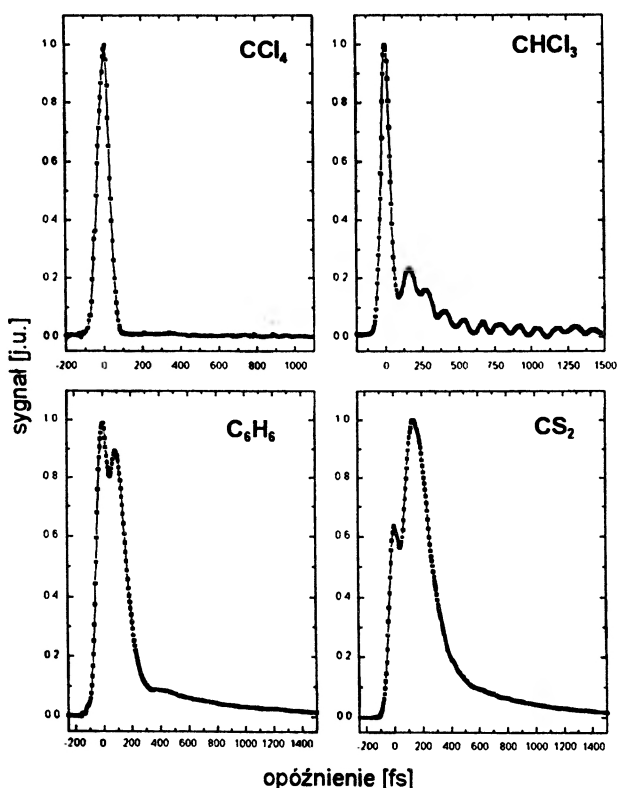
niona badaną cieczą), gdzie przecinają się pod małym kątem (ok. 2°). W wiązce próbkującej umieszczone są dwa skrzyżowane polaryzatory krystaliczne, dzięki czemu natężenie światła mierzonego przez detektor jest z dobrym przybliżeniem równe zero, chyba że badana próbka zmienia polaryzację światła, czyli wykazuje anizotropię optyczną. W optycznym zjawisku Kerra anizotropia ośrodka jest wywoływana przez falę świetlną; w naszym przypadku jest to impuls pompujący, który jest również liniowo spolaryzowany, a kierunek jego polaryzacji tworzy kąt 45° z kierunkiem polaryzacji wiązki próbkującej (schemat ustawień polaryzacji obu wiązek jest pokazany na rys. 18).

Dzięki stosowaniu ultrakrótkich impulsów światła możemy mierzyć nie tylko wielkość anizotropii wywołanej wiązką pompującą, ale także jej

zmienność w czasie. Wystarczy w tym celu zmierzyć natężenie wiązki próbkującej za drugim polaryzatorem zmieniając opóźnienie pomiędzy impulsem pompującym i próbkującym. Ponieważ sygnały są małe, to w doświadczeniu stosowany jest wzmacniacz fazoczuły i mechaniczny modulator natężenia wiązki pompującej.

Na rysunku 19 pokazane są wyniki pomiarów femtosekundowego optycznego zjawiska Kerra dla czterech przykładowych cieczy: czterochlorku węgla (CCl₄), chloroformu (CHCl₃), benzenu (C₆H₆) i dwusiarczku węgla (CS₂). Widać, że głównym czynnikiem wpływającym na kształt sygnału jest symetria cząsteczki – sferycznie symetryczna cząsteczka CCl₄ nie ma trwałego momentu dipolowego i w konsekwencji sygnał optycznego zjawiska Kerra pochodzi wyłącznie od elektronowej hiper-

polaryzowalności cząsteczki (nieliniowej deformacji chmury elektronowej), która jest tak szybka, że nie jesteśmy w stanie prześledzić jej dynamiki i sygnał zmierzony dla CCl_4 odtwarza kształt impulsu laserowego. Cząsteczka chloroformu nie jest cząsteczką sferycznie symetryczną i ma niezerowy moment dipolowy – sygnał optycznego zjawiska Kerra ma zatem oprócz dominującej części hi-



Rys. 19. Wyniki pomiarów femtosekundowego optycznego zjawiska Kerra dla czterech cieczy molekularnych: czterochloru węgla (CCl_4), chloroformu (CHCl_3), benzenu (C_6H_6) i dwusiarczku węgla (CS_2).

perpolaryzacyjnej także część związaną z dynamiką orientacyjną cząsteczki. Moment dipolowy cząsteczki chloroformu nie jest zbyt duży i dlatego część pochodząca od hiperpolaryzowalności jest wyraźnie większa od reszty sygnału. Ciekawą cechą jest oscylacyjna natura sygnału, widoczna wyraźnie przy większych wartościach opóźnienia – przyczyną oscylacji są ramanowskie wzbudzenia jednego z wewnętrznych modów drgań cząsteczki CHCl_3 . Dokonując transformaty Fouriera danych doświadczalnych otrzymamy częstość charakteryzującą wzbudzony mod: wynosi ona ok. 262 cm^{-1} , a stała tłumienia jest około 2 ps. O pomiarach w benzenie napiszemy dokładniej później, teraz tylko zwracamy uwagę na fakt, że wielkość wkładu orientacyjnego do sygnału jest po-

równywalna z wkładem hiperpolaryzacyjnym – benzen ma większy moment dipolowy niż chloroform. W ostatnim przykładzie, którym jest cząsteczka dwusiarczku węgla, wkład orientacyjny jest większy niż wkład hiperpolaryzacyjny. Dokładna analiza otrzymanego sygnału pokazała, że na kształt krzywej zaniku sygnału ma wpływ kilka zjawisk, m.in. wzmiankowana już wcześniej hiperpolaryzowalność cząsteczki oraz wkład będący sumą trzech zaników wykładniczych ze stałymi zaniku odpowiednio ok. 140 fs, ok. 520 fs i ok. 1 ps [80]. Fizyczna natura tych trzech przyczynków do sygnału mierzonego w doświadczeniu nie jest zbyt dobrze określona – czasami w literaturze przedmiotu mówi się, że poszczególne przyczynki pochodzą od ruchu libracyjnego cząsteczki w otoczeniu najbliższych sąsiadów, oddziaływań międzymolekularnych skorelowanych z fluktuacjami gęstości i ruchów rotacyjnych cząsteczki, określonych głównie przez wielkość cząsteczki i lepkość ośrodka.

Wróćmy do cząsteczki benzenu, by na jej przykładzie wyjaśnić kształt otrzymanego w doświadczeniu sygnału Kerra. Nasz model opiera się na wspomnianej wcześniej kwazisieci krystalicznej. Zakładamy, że:

1) Każda cząsteczka w cieczy wraz ze swoimi najbliższymi sąsiadami tworzy strukturę o symetrii takiej, jak w kryształach. Wraz ze wzrostem odległości od cząsteczki konfiguracja ta przechodzi w nie wykazujące żadnej struktury kontinuum.

2) Cząsteczki cieczy mogą wykonywać drgania translacyjne i rotacyjne wokół swoich położeń równowagi.

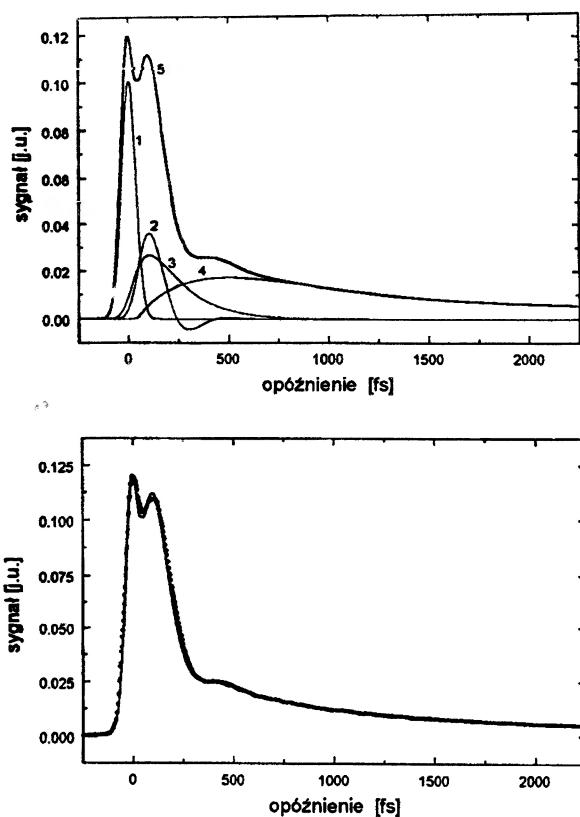
3) W wyniku oddziaływania z kontinuum kwazisieci krystaliczna ma bardzo krótki czas życia, rzędu odwrotności średniej częstości zderzeń cząsteczek w cieczy, tzn. ok. 10^{-13} s .

4) Cząsteczki struktury kwazikrystalicznej oddziałują z polem fali świetlnej padającej na ośrodek i z polem dipoli wyindukowanych w najbliższych sąsiednich cząsteczkach.

5) Polaryzowalność kwazisieci krystalicznej opisana w języku amplitud normalnych modów oscylacyjnych jest sumą translacyjnych i rotacyjnych modów kwazisieci oraz wewnątrz-molekularnych modów oscylacyjnych.

Stworzony model, opierający się na wymienionych założeniach, przewiduje, że wektor opisujący nieliniową polaryzację ośrodka składa się

z trzech części: części pochodzącej od hiperpolarizowalności cząsteczek (czas zaniku ok. 10^{-16} s), części pochodzącej od nieliniowej, nierezonansowej odpowiedzi modów oscylacyjnych kwazisieci krystalicznej wzbudzonych przez ultrakrótki impuls laserowy i z wolnej części odpowiedzialnej za reorientację cząsteczek w czasach większych niż czas życia struktury kwazikrystalicznej (w literaturze często nazywa się ten wkład wkładem dyfuzyjnym, ponieważ jego ewolucja jest opisana równaniem dyfuzji). Obliczenia wykonane dla benzenu zakładały, że każda pojedyncza cząsteczka



Rys. 20. Model teoretyczny i porównanie modelu z doświadczeniem dla benzenu. Wykres górny przedstawia obliczony teoretycznie sygnał optycznego zjawiska Kerra w benzenu. Krzywe oznaczone cyframi od 1 do 4 są wkładami do całkowitego sygnału oznaczonego liczbą 5. Krzywa 1 reprezentuje wkład do pochodzący od hiperpolarizowalności elektronowej cząsteczki, krzywa 2 reprezentuje wkład od najsilniejszego modu oscylacyjnego wzbudzonego w strukturze kwazikrystalicznej przez femtosekundowe impulsy pompujące, krzywa 3 jest natomiast sumą trzech innych modów oscylacyjnych struktury kwazikrystalicznej (wkłady od pozostałych modów są znacznie słabsze i nie zostały umieszczone na rysunku), krzywa 4 reprezentuje najwolniejszy wkład dyfuzyjny. Wykres dolny przedstawia porównanie obliczonego teoretycznie sygnału (krzywa 5 z górnego wykresu) z wynikami doświadczalnymi. Sygnał obliczony na podstawie modelu oznaczono linią ciągłą, natomiast punkty doświadczalne oznaczono za pomocą kropek.

jest otoczona przez 12 sąsiadów i wraz z nimi tworzy strukturę romboedryczną. W układzie takim istnieje 21 modów normalnych (9 translacyjnych i 12 rotacyjnych). Obliczony sygnał pokazany jest w górnej części rys. 20. Dla przejrzystości rysunku umieszczono na nim tylko cztery największe wkłady, opisane liczbami od 1 do 4. Krzywa nr 5 jest całkowitym sygnałem, będącym sumą wszystkich wkładów częściowych. W dolnej części tego samego rysunku pokazany jest sygnał optycznego efektu Kerra zmierzony w benzenu wraz z sygnałem obliczonym zgodnie z modelem teoretycznym. Jak widać, wyniki teoretyczne wyjątkowo dobrze zgadzają się z doświadczeniem. Jednym z bezpośrednich rezultatów doświadczenia jest zmierzony czas życia kwazistruktury krystalicznej w benzenu – wynosi on ok. 200 fs. Jest to także bezpośredni doświadczalny dowód na istnienie w cieczach krótkoczasowej struktury uporządkowania bliskiego zasięgu.

5.2. Zastosowania femtosekundowych impulsów laserowych o bardzo dużym natężeniu

Jak już pisaliśmy wcześniej, wzmacniając femtosekundowe impulsy laserowe możemy uzyskać bardzo duże moce szczytowe i bardzo duże natężenia światła. Warto posłużyć się tu przykładami liczbowymi. Bardzo umiarkowane, jak na obecne możliwości laserów femtosekundowych, natężenie rzędu 10^{16} W/cm² oznacza natężenie pola elektrycznego fali świetlnej ok. 10^{12} V/m. Podobnej wielkości jest natężenie pola elektrycznego wytwarzanego przez proton, działającego na elektron w najniższym stanie energetycznym w atomie wodoru. Przy wyższych natężeniach światła pole fali świetlnej może być wielokrotnie większe niż pole kulombowskie pochodzące od jąder atomowych. W rezultacie, dobrze ugruntowany, klasyczny model oddziaływania światła z atomami załamuje się całkowicie; nie możemy już posługiwać się rachunkiem perturbacyjnym opartym na założeniu, że fala świetlna nieznacznie zaburza poziomy energetyczne atomu. W przypadku największych osiągalnych obecnie natężeń jest wręcz odwrotnie – to siła Coulomba, z jaką jądro działa na elektron, jest małym dodatkiem do siły pochodzącej od pola elektrycznego fali świetlnej. Konsekwencje tego faktu, pomijając nawet konieczność opracowania zupełnie nowych modeli teoretycznych, są bardzo istotne. Po pierwsze, od-

działywanie światła z ośrodkiem jest procesem bardzo nieliniowym, np. w doświadczeniu z neone obserwowano generację 135. harmoniki światła z lasera na szkłe neodymowym, czyli promieniowanie o długości fali ok. 8 nm [81]. Po drugie, przy odpowiednio dużych natężeniach energia fotonu nie musi być wcale większa od energii jonizacji atomu, by jonizacja była możliwa – stosownie duże natężenie gwarantuje, że atom zostanie zjonizowany niezależnie od długości fali światła laserowego. Przy natężeniach rzędu 10^{20} W/cm² atom uranu zostanie odarty ze wszystkich elektronów (U⁸²⁺) w czasie krótszym niż 1 ps! Możemy zatem spodziewać się bardzo wydajnej jonizacji ośrodka materialnego, przez który rozchodzi się odpowiednio mocny femtosekundowy impuls laserowy. Ponieważ jonizacja następuje w bardzo krótkim czasie, uzyskujemy nierównowagową plazmę o dużej gęstości (równej gęstości ośrodka przed jonizacją). Jedno z potencjalnych zastosowań takiej plazmy to konstrukcja laserów pracujących w obszarze promieniowania rentgenowskiego. Wielokrotnie zjonizowane atomy rekombinują z elektronami, przy czym najchętniej obsadzone są wysokie stany energetyczne. W rezultacie można uzyskać inwersję obsadzeń (i wzmocnienie) dla przejść z obszaru promieniowania rentgenowskiego. Jako przykład może tu posłużyć doświadczenie, w którym całkowicie zjonizowane atomy litu wykorzystywano do wzmacniania promieniowania z pogranicza dalekiego nadfioletu i promieniowania rentgenowskiego (13,5 nm) [82].

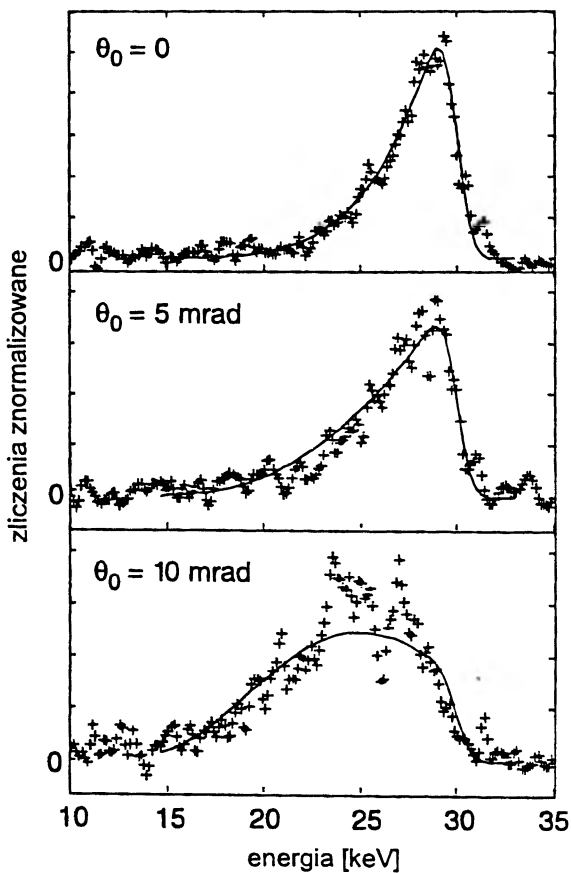
Spośród wielu zagadnień dotyczących oddziaływania bardzo mocnych impulsów laserowych z materią szerzej omówimy tylko dwa o największym, naszym zdaniem, potencjale w przyszłych zastosowaniach. Pierwszy przykład to badania wykonane w Lawrence Berkeley National Laboratory w USA [83]. Autorzy tej pracy mierzyli rozpraszanie światła laserowego na wiązce relatywistycznych elektronów. W procesie tym, nazywanym rozpraszaniem Thomsona, energia rozpraszanego fotonu rośnie kosztem energii kinetycznej elektronu, dzięki czemu można generować promieniowanie z obszaru nadfioletu próżniowego i promieniowanie rentgenowskie przez rozpraszanie światła widzialnego. W omawianym doświadczeniu na zogniskowaną wiązkę elektronów padała pod kątem 90° również zogniskowana wiązka z lasera femtosekundowego (50 fs, 2 TW).

Obserwowano rozpraszanie fotonów w kierunku ruchu elektronów. Dzięki użyciu femtosekundowych impulsów laserowych osiągnięto dwie korzyści. Po pierwsze, bardzo duże natężenie chwilowe światła (ponad 10^{21} W/cm²) umożliwiło obserwację rozpraszania Thomsona mimo niezwykle małego przekroju czynnego na ten proces. Dodatkowo, czas oddziaływania impulsu laserowego z wiązką elektronów jest w tej konfiguracji minimalny i równy czasowi przelotu impulsu laserowego przez wiązkę elektronów. W omawianym doświadczeniu średnica wiązki elektronowej w ognisku wynosiła 90 μm, co odpowiada czasowi oddziaływania ok. 300 fs. W rezultacie generowane w wyniku rozpraszania promieniowanie rentgenowskie miało postać impulsu subpikosekundowego. Obserwowano promieniowanie rentgenowskie o energii fotonu do 30 keV (0,4 Å), bardzo małej rozbieżności kątowej (ok. 0,6°) i dużej liczbie fotonów w impulsie (ok. 5×10^4). Rysunek 21 pokazuje widmo generowanego impulsu rentgenowskiego dla trzech różnych kątów pomiędzy kierunkiem wiązki elektronowej i kierunkiem obserwacji. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, najwęższe widmo odpowiada obserwacji pod kątem zerowym. Przy większych kątach szerokość widma rośnie w następstwie rozbieżności wiązki elektronowej. Jak słusznie zauważają autorzy pracy, generacja małej rozbieżnej wiązki impulsów rentgenowskich o czasie trwania 300 fs otwiera zupełnie nowe perspektywy w badaniach własności materiałów, a zwłaszcza procesów ultraszybkich, których nie da się badać przy użyciu klasycznych źródeł promieniowania rentgenowskiego.

Swobodny elektron drga w polu elektrycznym fali świetlnej. Energia kinetyczna elektronu związana z tymi drganiami (ang. quiver energy) jest proporcjonalna do natężenia światła i może być bardzo duża, np. przy natężeniu 10^{20} W/cm² energia elektronu wynosi ok. 10 MeV, czyli jest 20 razy większa niż jego energia spoczynkowa. Jeśli światło laserowe ma postać krótkiego impulsu, to dla danej chwili czasu energia drgań (uśredniona po okresie optycznym) jest funkcją położenia i odtwarza przestrzenny rozkład natężenia światła. W rezultacie energię drgań elektronu można opisać funkcją potencjału nazywanego potencjałem ponderomotorycznym, o rozkładzie przestrzennym takim, jak rozkład przestrzenny natężenia impulsu laserowego. Na elek-

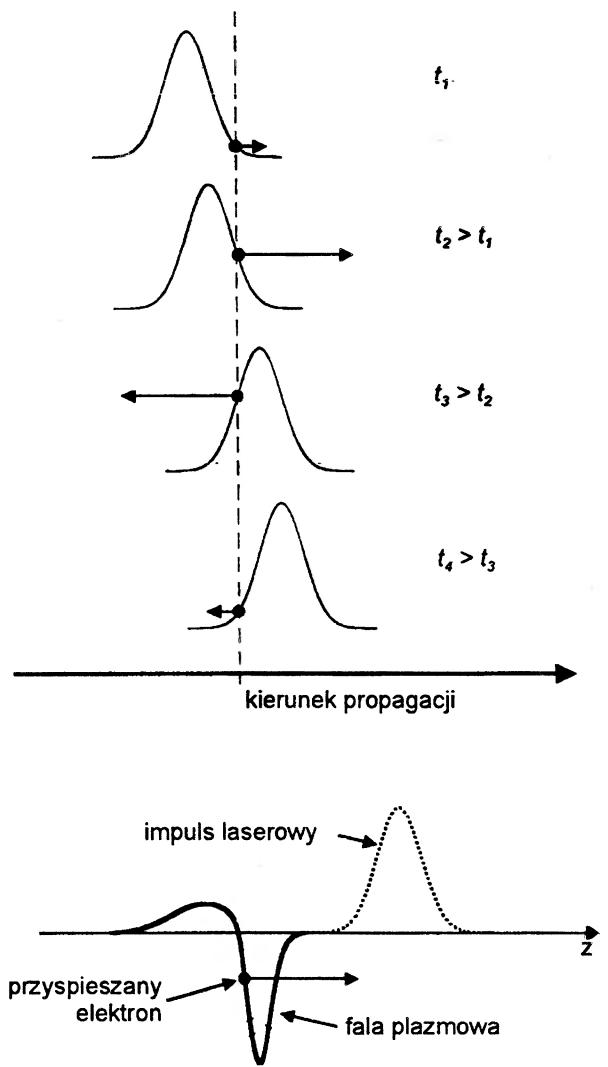
trony działa siła równa gradientowi potencjału ponderomotorycznego. Na zboczu narastającym

co przetłumaczone na język polski oznacza kilwatter, czyli falę powstającą za rufą płynącej łodzi. W przypadku plazmy łodzią jest impuls laserowy,



Rys. 21. Widmo femtosekundowych impulsów promieni X dla trzech różnych kątów obserwacji: 0 mrad, 5 mrad i 10 mrad. Kąty mierzone są w stosunku do kierunku rozchodzenia się wiązki elektronów w płaszczyźnie wyznaczonej przez wiązkę elektronową i wiązkę laserową. Linia ciągłą oznaczono teoretycznie obliczony kształt widma, krzyżyki reprezentują dane doświadczalne [83].

impulsu elektron jest przyspieszany w kierunku rozchodzenia się impulsu, a na zboczu opadającym – w kierunku przeciwnym. Zatem elektron znajdujący się w danym punkcie przestrzeni najpierw doznaje pchnięcia do przodu, a w chwili później (chwila w tym miejscu to czas trwania impulsu) – do tyłu, tak jak to ilustruje rys. 22a. Jeśli impuls laserowy porusza się w plazmie, to potencjał ponderomotoryczny zaburza gęstość elektronów (jony są zbyt ciężkie, by odczuły obecność impulsu) i wytwarza lokalne fluktuacje gęstości elektronów. Takie fluktuacje są źródłem powstających w plazmie fal gęstości ładunku – fal plazmowych. Okazuje się, że można tak wybrać warunki doświadczenia, by fala plazmowa poruszała się z tą samą prędkością co impuls światła. Taka fala ma w języku angielskim nazwę „wake-field”,



Rys. 22. (a) Ilustracja siły ponderomotorycznej pochodzącej od ultrakrótkiego impulsu światła i działającej na cząstkę naładowaną, np. elektron w plazmie. W górnej części rysunku pokazany jest impuls światła i oddziałujący z nim elektron w czterech różnych chwilach (od t_1 do t_4). Energia kinetyczna elektronu drgającego w polu fali świetlnej jest proporcjonalna do natężenia światła. Można zatem przedstawić tę energię jako potencjał – jest to właśnie potencjał ponderomotoryczny o kształcie przestrzennym odpowiadającym przestrzennemu rozkładowi natężenia światła w danej chwili. Siła działająca na elektron to gradient tego potencjału. Kierunek i zwrot siły ponderomotorycznej są takie, że elektron jest zawsze popychany w kierunku obszaru o mniejszym natężeniu światła. W rezultacie elektron jest przyspieszany w kierunku rozchodzenia się impulsu, kiedy oddziałuje z czołem impulsu, i w kierunku przeciwnym, gdy oddziałuje z jego ogonem. (b) Ilustracja fali plazmowej, wytwarzanej przez ultrakrótki impuls laserowy. Zaburzenie gęstości ładunku wywołane przez siłę ponderomotoryczną jest źródłem fali plazmowej, która rozchodzi się z prędkością równą prędkości grupowej światła (prędkości rozchodzenia się impulsu w plazmie). Pole elektryczne fali plazmowej przyspiesza elektron.

a kilwater to fala plazmowa, która „przykleiła” się do impulsu laserowego (rys. 22b). Już w roku 1979 Tajima i Dawson zaproponowali wykorzystanie takiej fali plazmowej do budowy akceleratora elektronów [84]. Zgodnie z ich pomysłem wstępnie przyspieszone elektrony wstrzykiwano by razem z impulsem laserowym w obszar wypełniony plazmą (może to być również obszar wypełniony gazem, który jest jonizowany przez czoło impulsu laserowego) i przyspieszane w polu fali plazmowej typu kilwater. Już przy natężeniu światła rzędu 10^{18} W/cm² teoretycznie można przyspieszać elektrony do energii 1 GeV na drodze 1 cm.

Ten fascynujący pomysł został zrealizowany doświadczalnie w Center for Ultrafast Optical Science na Uniwersytecie stanu Michigan w Ann Arbor [85]. Impulsy laserowe o czasie trwania 400 fs i energii 3 J (co odpowiada mocy szczytowej 7,5 TW) zostały zogniskowane w helu na takiej powierzchni, że gęstość mocy wynosiła $6,2 \times 10^{18}$ W/cm². Obserwowano przyspieszanie strumienia ok. 10^9 elektronów do energii relatywistycznych ok. 2 MeV. Najnowsze doniesienia z laboratorium Japońskiego Instytutu Badań Energii Atomowej w Osace mówią o przyspieszeniu wiązki elektronów do energii 300 MeV [86]. Energia, do jakiej mogą zostać przyspieszone elektrony w takim „laserowym” akceleratorze, jest ograniczona przez kilka fundamentalnych zjawisk, z których najbardziej ważkim jest dyfrakcja światła. Aby proces przyspieszenia był wydajny, potrzebne są fale plazmowe o jak największej amplitudzie, a ta z kolei zależy od natężenia fali świetlnej – innymi słowy, przy danej energii impulsów laserowych amplituda fali plazmowej jest odwrotnie proporcjonalna do rozmiarów ogniska wiązki laserowej. Jednakże, kiedy próbujemy jak najbardziej zogniskować wiązkę laserową, dyfrakcja światła powoduje, że efektywna droga oddziaływania światła z plazmą maleje. Aby uniknąć tej pułapki, Dufree i Milchberg zaproponowali wykorzystanie zjawiska samoogniskowania światła w plazmie [87], dzięki któremu impuls laserowy porusza się w swego rodzaju światłowodzie wytworzonym w plazmie, a efektywna droga oddziaływania nie jest ograniczona dyfrakcją. W najnowszych pracach z tej dziedziny impulsy laserowe o czasie trwania 100 fs i natężeniu powyżej 5×10^{15} W/cm² podróżują w takim kanale plazmowym na odległość ok. 1 cm [88].

Można się zastanawiać, jaka jest największa zaleta laserowych akceleratorów cząstek. W naszej opinii, oprócz niewątpliwego piękna samego zjawiska fizycznego, najważniejszy jest aspekt ekonomiczny. Wiadomo, ile kosztują współczesne akceleratory – ich koszt jest tak wysoki, że przekracza możliwości finansowe nawet najbogatszych krajów. Tymczasem akcelerator, o którym mowa, nie przekracza, jak się wydaje, możliwości finansowych średnio zamożnego uniwersytetu. Pozwoli to na uprawianie bardzo zaawansowanych badań naukowych bez zawrotnych nakładów finansowych i powrót tych badań na uniwersytety, gdzie jest ich właściwe miejsce.

5.3. Ultrakrótkie impulsy światła w telekomunikacji

Najbardziej spektakularnym przykładem zastosowań ultrakrótkich impulsów światła w technice jest zapewne rozwój światłowodowych sieci telekomunikacyjnych. Podobnie jak w większości innych współczesnych systemów telekomunikacyjnych, kodowanie i przesyłanie informacji ma postać cyfrową – przez łącze telekomunikacyjne przepływa strumień zer i jedynek, reprezentujących bity informacji. Łatwo sobie wyobrazić układ, w którym poszczególne bity przesyłamy przez światłowód jako impulsy światła (impuls światła oznacza wtedy jedynekę logiczną, a jego brak – zero logiczne). Przy takim sposobie transmisji danych pojemność linii światłowodowej (łącza telekomunikacyjnego) będzie tym większa, im krótsze będą impulsy światła rozchodzące się w światłowodzie, bowiem im krótsze impulsy, tym większą ich liczbę można przesłać w danym przedziale czasowym. Warto zdać sobie sprawę z zakresu możliwości takich rozwiązań. Jeden światłowód z impulsami światła odległymi od siebie o 1 ps ma pojemność wystarczającą do przesyłania wszystkich rozmów telefonicznych pomiędzy Europą a USA! Dlaczego zatem nie mamy jeszcze takiej autostrady informacyjnej? Powody mają charakter fundamentalny. Ultrakrótki impuls światła rozchodzący się w dowolnym ośrodku materialnym ulega dyspersji – jego składowe widmowe o różnych częstościach rozchodzą się z różnymi prędkościami, co prowadzi do wydłużenia impulsu. Efekt ten jest proporcjonalny do dyspersji materiału i odwrotnie proporcjonalny do czasu trwania impulsu. Dla przykładu impuls o czasie

trwania 25 fs i długości fali $0,63 \mu\text{m}$ po przejściu przez płytkę o grubości 10 mm wykonaną ze szkła kwarcowego zwiększa swą długość dwukrotnie. Można by zatem sądzić, że przesyłanie takich impulsów przez linie światłowodowe o długości rzędu tysiąca kilometrów jest mało praktyczne – na wyjściu ze światłowodu impulsy będą bardzo długie, będą nakrywały się i stracimy całą informację zawartą w ciągu impulsów wejściowych. Na szczęście nie jest aż tak źle. Średnica wiązki światła w światłowodzie jest raczej mała (kilka mikrometrów), a to znaczy, że natężenie jest wystarczająco duże, by obserwować zjawiska nieliniowe, np. optyczne zjawisko Kerra. Okazuje się, że wpływy dyspersji ośrodka i optycznego zjawiska Kerra mogą się w pewnych warunkach kompensować, dzięki czemu impuls światła rozchodzi się w światłowodzie bez zmiany kształtu. Impulsy takie nazywamy solitonami optycznymi [89,90]. To właśnie dzięki odkryciu solitonów optycznych możliwe stało się wydajne przesyłanie informacji na duże odległości przez światłowody. W światłowodach ze szkła kwarcowego, obecnie powszechnie stosowanych w telekomunikacji, solitony można wytwarzać dla długości fali światła większej niż $1,3 \mu\text{m}$. W układach praktycznych stosuje się światło o długości fali ok. $1,5 \mu\text{m}$, dla którego tłumienie w światłowodach jest najmniejsze. W pięknej demonstracji możliwości, jakie niesie ze sobą łączność oparta na solitonach, naukowcy japońscy pokazali, że w połączeniu ze światłowodowymi wzmacniaczami optycznymi można takie impulsy przesyłać na odległość $1,8 \times 10^{11}$ m, czyli dalej niż z Ziemi do Słońca [91].

6. Podsumowanie

Często mówi się, że wiek XX jest wiekiem elektroniki. To właśnie niesłychany postęp w tej dziedzinie leży u podstaw rewolucji informatycznej, zmieniającej w zasadniczy sposób życie ludzi i wpływającej na to, jak pracujemy, jak spędzamy wolny czas itd. Nikt nie potrafi z całą pewnością przewidzieć, jakie technologie będą decydowały o rozwoju cywilizacji w nadchodzącym XXI w., ale wiele wskazuje na to, że będzie to wiek optyki. Już dzisiaj optyka, optoelektronika i pokrewne dziedziny przemysłu wykazują największe tempo wzrostu, a optyczne metody gromadzenia, przetwarzania i przechowywania informacji zaczynają

wygrywać wyścig z metodami opartymi wyłącznie na elektronice. A wszystko to zawdzięczamy jednemu faktowi: fotony mają zerową masę spoczynkową. Fundamentalne ograniczenie szybkości urządzeń elektronicznych wynika stąd, że elektrony mają skończoną masę, a zatem szybkie sterowanie ich ruchem, które stanowi podstawę elektroniki, wymaga bądź to stosowania odpowiednio dużych napięć, bądź też dalszej miniaturyzacji układów. W tej ostatniej dziedzinie postęp jest wręcz niesłychany, ale istnieją fundamentalne bariery, które trudno będzie ominąć. Stąd olbrzymie zainteresowanie alternatywnymi rozwiązaniami, jakie oferuje optyka nieliniowa, która umożliwia sterowanie fotonami za pomocą fotonów. Jakkolwiek technologie optyczne nie są jeszcze tak dojrzałe jak technologie elektroniczne, to nie ulega wątpliwości, że w dziedzinie szeroko rozumianej informatyki przyszłość należy do tych pierwszych. Jaka będzie rola ultrakrótkich impulsów światła? Aby odpowiedzieć na to pytanie, posłużmy się przykładem hipotetycznego komputera optycznego. Częstota zegara w takim komputerze jest odwrotnie proporcjonalna do czasu trwania impulsów światła i przy obecnym stanie technologii mogłaby być większa od 1 THz, czyli ponad tysiąc razy większa niż w najszybszych komputerach obecnie dostępnych. Nawet jeśli nigdy nie uda się zbudować komputera optycznego (a podejmowane od kilkadziesiątu lat próby przynoszą mało zachęcające rezultaty), to nie ulega wątpliwości, że zakres zastosowania ultrakrótkich impulsów laserowych w badaniach naukowych będzie coraz szerszy. Nie tylko, a nawet nie przede wszystkim w fizyce, ale także w chemii, biologii i pokrewnych dziedzinach, dla których zrozumienie femtosekundowej dynamiki procesów w układach molekularnych ma fundamentalne znaczenie. Omawiane w tym artykule badania nad dynamiką fotoizomeryzacji rodopsyny to tylko jeden przykład na to, jak zastosowanie impulsów femtosekundowych może pomóc w zrozumieniu podstawowych procesów biologicznych.

Rozwój optycznych metod femtosekundowych zaowocował już powstaniem nowych gałęzi nauk, jak np. femtochemia, a w przyszłości można oczekiwać powstania dalszych dyscyplin, w nazwie których znajdować się będzie przedrostek „femto”, jak np. femtofizyka czy femtobiologia. Lawinowy wzrost badań naukowych, w których

podstawowym narzędziem badawczym są lasery wytwarzające femtosekundowe impulsy światła, spowodowany jest przede wszystkim coraz większą dostępnością i łatwością obsługi tych urządzeń – nie są to już ogromnie skomplikowane i kapryśne układy wymagające od użytkownika wielkiego doświadczenia, którego trudno oczekiwać od przeciętnego biologa czy chemika, ale urządzenia działające niemalże już po włączeniu do sieci. I właśnie owa łatwość obsługi i dostępność laserów wytwarzających femtosekundowe impulsy światła powoduje, że zakres ich zastosowań w nauce oraz technice jest tak olbrzymi i zwiększa się coraz bardziej.

Literatura

- [1] Galileo Galilei, *Discorsi e dimonstrazioni matematiche intorno a due nuove scienze* (Lejda 1638); wyd. pol.: *Rozmowy i dowodzenia matematyczne w zakresie dwóch nowych umiejętności dotyczących mechaniki i ruchów miejscowych*, tłum. F. Kucharzewski (Wydawnictwo Kasy im. Mianowskiego, Warszawa 1930).
- [2] L.E. Hargrove, R.L. Fork, M.A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [3] M.H. Crowell, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-1**, 12 (1965).
- [4] H. Stutz, C.L. Tang, *J. Appl. Phys.* **36**, 3923 (1965).
- [5] O.L. Gaddy, E.M. Schaefer, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 281 (1966).
- [6] M.A. Duguay, S.L. Shapiro, P.M. Rentzepis, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1014 (1967).
- [7] E.B. Treacy, *Phys. Lett.* **28A**, 34 (1968).
- [8] D.J. Bradley, A.J.F. Durant, F. O'Neill, B. Sutherland, *Phys. Lett.* **30A**, 535 (1969).
- [9] E.P. Ippen, C.V. Shank, A. Dienes, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 348 (1972).
- [10] G.H.C. New, *Opt. Commun.* **6**, 188 (1972).
- [11] L. Dahlstrom, *Opt. Commun.* **5**, 157 (1972).
- [12] E.P. Ippen, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 373 (1974).
- [13] E.P. Ippen, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 488 (1975).
- [14] I.S. Ruddock, D.J. Bradley, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 296 (1976).
- [15] R.I. Fork, B.I. Greene, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671 (1981).
- [16] J.M. Halbout, C.L. Tang, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19**, 487 (1983).
- [17] J.A. Valdamis, R.L. Fork, J.P. Gordon, *Opt. Lett.* **10**, 131 (1985).
- [18] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, *Opt. Lett.* **9**, 13 (1984).
- [19] R.L. Fork, C.H. Brito-Cruz, P.C. Becker, C.V. Shank, *Opt. Lett.* **12**, 483 (1987).
- [20] P.M.W. French, J.A.R. Williams, J.R. Taylor, *Opt. Lett.* **14**, 668 (1989).
- [21] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, „Sub 100 fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser”, w: *Conf. on Laser and Electro-Optics (Anaheim, 1990)*, praca CPDP10-1 (Optical Society of America, Washington, DC), s. 619.
- [22] M. Piche, *Opt. Commun.* **86**, 156 (1991).
- [23] D.K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt, G. Feuket, „Sub 100 fs pulse generation by Kerr lens Mode-locking in Ti:Al₂O₃”, w: *OSA Proc. on Advanced Solid-State Lasers (Hilton Head, 1991)*, praca PDP4 (Optical Society of America, Washington, DC), s. 120.
- [24] Ch. Spielman, P.F. Curley, T. Brabec, E. Wintner, F. Krausz, *Electron. Lett.* **28**, 1532 (1992).
- [25] C-P. Huang, M.T. Asaki, S. Backus, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **17**, 1289 (1992).
- [26] B.E. Lemoff, C.P.J. Barty, *Opt. Lett.* **17**, 1367 (1992).
- [27] L. Xiu, Ch. Spielmann, F. Krausz, R. Szipöcs, *Opt. Lett.* **21**, 1259 (1996).
- [28] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, F. Krausz, *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
- [29] W. Schmidt, F.P. Schafer, *Phys. Lett.* **26A**, 558 (1968).
- [30] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991).
- [31] C. Radzewicz, G.W. Pearson, J.S. Krasinski, *Opt. Commun.* **102**, 464 (1993).
- [32] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, Boston 1992).
- [33] C. Radzewicz, Y.B. Band, G.W. Pearson, J.S. Krasinski, *Opt. Commun.* **117**, 295 (1995).
- [34] D.C. Edelstein, E.S. Wachman, C.L. Tang, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1728 (1989).
- [35] J.D. Kafka, M.L. Watts, J.W. Pieterse, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2147 (1995).
- [36] W. Joosen, H.J. Bakker, L.D. Noordan, H.G. Muller, H.B. van Linden van Heuvell, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2357 (1991).
- [37] R. Danielius, A. Piskarskas, D. Podenas, P. Di Trapani, A. Varanavicius, *Opt. Commun.* **87**, 23 (1992).
- [38] V. Petrov, F. Seifert, O. Kittelmann, J. Ringling, F. Noack, *J. Appl. Phys.* **76**, 7704 (1994).
- [39] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 1 (1983).
- [40] K.R. Wilson, V.V. Yakovlev, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 444 (1997).
- [41] C.V. Shank, R.L. Fork, R.H. Yen, R.H. Stolen, W.J. Tomlinson, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 761 (1982).
- [42] E.B. Treacy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 454 (1969).
- [43] A. Baltuska, Z. Wei, M.S. Pshenichnikov, D.A. Wiersma, *Opt. Lett.* **22**, 102 (1997).
- [44] D. Strickland, G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).

- [45] E.E. Martinez, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 59 (1987).
- [46] M.D. Perry, F.G. Patterson, J. Weston, *Opt. Lett.* **15**, 381 (1990).
- [47] A. Antonetti, F. Blasco, J.P. Chambaret, G. Cheriaux, G. Darpentigny, C. Le Blanc, P. Rousseau, S. Ranc, G. Rey, F. Salin, *Appl. Phys. B* **65**, 197 (1997).
- [48] M. Perry, B.C. Stuart, A. Tietbohl, J. Miller, J.A. Britten, R. Boyd, M. Everett, S. Herman, H. Nguyen, H.T. Powell, B.W. Shore, w: *CLEO 1996* (Opt. Soc. America, Washington, DC, 1996), t. 9, s. 307.
- [49] H.P. Weber, *J. Appl. Phys.* **38**, 2231 (1967).
- [50] J.A. Giordmaine, P.M. Rentzepis, S.L. Shapiro, K.W. Wecht, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 216 (1967).
- [51] J. Jansky, G. Corradi, R.N. Gyuzalian, *Opt. Commun.* **23**, 293 (1977).
- [52] R. Danielius, V. Sirutkaitis, A. Stabinis, G. Valikulis, A. Yankauskas, *Opt. Commun.* **105**, 67 (1994).
- [53] S. Szatmari, F.P. Schaefer, „Generation of high power UV femtosecond pulses”, w: *Ultrafast Phenomena VI*, red. T. Yajima, K. Yoshihara, C.B. Harris, S. Shionoya (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg 1988), s. 82.
- [54] E.S. Kintzel, C. Rempel, *Appl. Phys. B* **28**, 91 (1987).
- [55] R. Deich, F. Noack, W. Rudolph, V. Postovalos, *Solid State Commun.* **74**, 269 (1990).
- [56] H.S. Albrecht, P. Heist, J. Kleibschmidt, D. van Lap, T. Schroeder, *Meas. Sci. Technol.* **4**, 1 (1993).
- [57] V. Wong, I.A. Walmsley, *Opt. Lett.* **19**, 287 (1994).
- [58] D.T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W.E. Sleat, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **22**, 233 (1997).
- [59] J.K. Ranka, A.L. Gaeta, A. Baltuska, M. Pshenichnikov, D.A. Wiersma, *Opt. Lett.* **22**, 1344 (1997).
- [60] J.C. Diels, J.J. Fontaine, I.C. McMichel, F. Simoni, *Appl. Opt.* **24**, 1270 (1985).
- [61] K. Naganuma, K. Mogi, H. Yamada, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 1225 (1989).
- [62] Y. Ishida, K. Nagunama, T. Yajima, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 69 (1985).
- [63] Chi Yan, J.C. Diels, *Appl. Opt.* **34**, 6869 (1991).
- [64] J.C. Diels, J.J. Fontaine, W. Rudolph, *Rev. Phys. Appl. (France)* **22**, 1605 (1987).
- [65] R. Trebino, D.J. Kane, *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 1101 (1993).
- [66] D.J. Kane, R. Trebino, *Opt. Lett.* **18**, 823 (1993).
- [67] W. Koenig, H.K. Dunn, L.Y. Lacy, *J. Acoust. Soc. Amer.* **18**, 19 (1946).
- [68] B.S. Prade, J.M. Schins, E.T.J. Nimering, M.A. Franco, A. Mysyrowicz, *Opt. Commun.* **113**, 79 (1994).
- [69] S. Diddams, Xin Miao Zhao, J.C. Diels, *Proc. SPIE* **2116**, 238 (1994).
- [70] K.D. Li, A.S. Hou, E. Ozbay, B.A. Auld, D.M. Bloom, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 3104 (1992).
- [71] J.L.A. Chilla, O.E. Martinez, *Opt. Lett.* **16**, 39 (1991).
- [72] M.T. Kauffman, W.C. Banyai, A.A. Godil, D.M. Bloom, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 270 (1994).
- [73] J.A. Valdmanis, G.A. Mourou, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 69 (1986).
- [74] P. Kowalczyk, C. Radzewicz, J. Mostowski, I.A. Walmsley, *Phys. Rev. A* **42**, 5622 (1990).
- [75] P. Kowalczyk, C. Radzewicz, *Acta Phys. Pol.* **79**, 429 (1991).
- [76] T.J. Dunn, J.N. Sweetser, I.A. Walmsley, C. Radzewicz, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3388 (1993).
- [77] A.H. Zewail, *Science* **242**, 1645 (1988).
- [78] Q. Wang, R.W. Schoenlein, L.A. Peteanu, R.A. Mathies, C.V. Shank, *Science* **266**, 422 (1994).
- [79] B. Ratajska-Gadomska, W. Gadomski, P. Wiewiór, C. Radzewicz, *J. Chem. Phys.*, w druku.
- [80] D. McMorrow, W.T. Lotshaw, G.A. Kenney-Wallace, *IEEE J. of Quantum Electron.* **24**, 443 (1988).
- [81] A. L’Huillier, Ph. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993).
- [82] Y. Nagatasa, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, K. Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993).
- [83] R.W. Schoenlein, W.P. Leemans, A.H. Chin, P. Volfbeyn, T.E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, C.V. Shank, *Science* **274**, 236 (1996).
- [84] T. Tajima, M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [85] D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou, R. Wagner, *Science* **273**, 472 (1996).
- [86] D. Normile, *Science* **275**, 481 (1997).
- [87] C.G. Dufree III, H.M. Milchberg, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2409 (1993).
- [88] S.P. Nikitin, T.M. Antonsen, T.R. Clark, Yuelin Li, H.M. Milchberg, *Opt. Lett.* **22**, 1787 (1997).
- [89] V.E. Zakharov, A.B. Shabat, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 118 (1971).
- [90] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095 (1980).
- [91] M. Nakazawa, „Ultrahigh-speed optical soliton communication and new aspects of soliton-transmission technology”, w: *Digest of Conference on Optical Fiber Communication, 1993*, t. 4, Conference Edition (Optical Society of America, Washington, D.C. 1993), praca WC1.

Droga życiowa Aleksandra Jabłońskiego*

Stanisław Dembiński

Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń

Life and work of Aleksander Jabłoński

Jest dla mnie wielkim zaszczytem móc przedstawić Państwu drogę życiową oraz osiągnięcia Profesora Aleksandra Jabłońskiego, wielkiego Polaka i uczonego. Przygotowując to wystąpienie miałem szczęście korzystać ze wspomnień, które o swym ojcu napisała córka Profesora, pani profesor Danuta Frąckowiak. Mogę też przedstawić Państwu te fragmenty życiorysu Profesora, które opuszczane były ze względu na polityczną cenzurę w notach biograficznych wydawanych przed 1990 r.

Aleksander Jabłoński urodził się 26 lutego 1898 r. w Woskriesieniowce w guberni kurskiej na Ukrainie. Jego ojciec Władysław, pochodzący z Wołynia, ukończył studia w Instytucie Rolniczym w Puławach i zarządzał wielkimi dobrami ziemskimi księcia Jusupowa. Dziadek Aleksandra oraz jego wujowie kończyli także rolnictwo bądź prawo na uniwersytetach. Matką Aleksandra była Maria z Bilińskich, pochodząca z zamożnej rodziny ziemiańskiej z Podola, z majątku Widły. Pani Maria kochała muzykę, grała na fortepianie i dbała o muzyczne wykształcenie swych dzieci. Aleksander miał dwóch braci i siostrę. W domu rodzinnym Władysławostwa Jabłońskich panowała patriotyczna atmosfera i rodzice dbali, by w warunkach wynaradawiającej polityki rosyjskiej mówiąca po ukraińsku i ucząca się w rosyjskich

szkołach młodzież pamiętała o swym polskim rodowodzie. W 1916 r. Aleksander ukończył gimnazjum w Charkowie. W Charkowie także uczęszczał do szkoły muzycznej. Tutaj rozpoczął w 1916 r. studia fizyki.



Rok 1898: Aleksander na kolanach babki, jego starszy brat Feliks na rękach matki, Władysław Jabłoński – ojciec. Z tyłu niania Aleksandra.

*Wystąpienie w dniu 27 lutego 1998 r. na ogólnopolskiej sesji naukowej: „Fizyka u progu trzeciego tysiąclecia”, zorganizowanej w Toruniu z okazji setnej rocznicy urodzin Aleksandra Jabłońskiego.

Studia te musiał po kilku miesiącach przerwąć i wstąpił do Wojskowej Szkoły Inżynierskiej. Ze szkoły przeniesiony został w stopniu „praporczyka” do armii rosyjskiej. Pod koniec 1917 r. służy jako podporucznik w I Korpusie Polskim gen. Dowbora-Muśnickiego. Gdy Korpus rozformowano, Aleksander Jabłoński wraca na Uniwersytet w Charkowie i kontynuuje studia fizyczne. W 1918 r. Polska odzyskuje niepodległość. Wraz z grupą kolegów Aleksander Jabłoński jedzie do Warszawy i wstępuje do Wojska Polskiego. Jako podporucznik zaczyna studiować fizykę na Uniwersytecie Warszawskim. Wojnę z bolszewikami w 1920 r. odbywa w 14 Batalionie Saperów. Za budowę w ciągu jednej nocy mostu, tuż obok wojsk nieprzyjacielskich, i po udanym rannym ataku polskich oddziałów, zostaje odznaczony Krzyżem Walecznych. Wspominając ten epizod opowiadał Jabłoński, że po sprawdzeniu konstrukcji mostu, by nie zaalarmować nieprzyjaciela spędził wraz ze swymi saperami resztę nocy na polskim brzegu. Dowódca powiedział mu później, że gdyby był nocował na drugim brzegu, otrzymałby order *Virtuti Militari*. Jabłoński uważał, że była to bardzo polska decyzja, premiująca nieuzasadnione ryzyko ponad logicznym działaniem. Po zakończeniu działań wojennych podejmuje po raz czwarty studia fizyki, powtórnie na Uniwersytecie Warszawskim. Rozpoczyna jednocześnie studia w klasie skrzypiec na Akademii Muzycznej w Warszawie. W latach 1921–26 gra w orkiestrze Opery Warszawskiej w grupie pierwszych skrzypiec. W 1922 r. poślubia Wiktorię Gutowską. Pannę Wiktorię poznał był jeszcze w Charkowie na lekcjach muzyki. Państwo Jabłońscy mają dwie córki: Halinę i Danutę.

W 1926 r. Jabłoński zostaje młodszym asystentem w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, kierowanej przez prof. Stefana Pieńkowskiego. Stopień doktora filozofii otrzymuje w roku 1930 na podstawie dysertacji „O wpływie zmiany długości fali wzbudzającej na widma fluorescencji”.

Lata 1930–31 spędza jako stypendysta Fundacji Rockfellera w katedrze prof. Petera Pringsheima na Uniwersytecie w Berlinie. Pringsheim był bardzo znanym specjalistą w dziedzinie fotoluminescencji, a Berlin był w owych latach najbardziej chyba liczącym się ośrodkiem fizyki na świecie. Na seminariach, które Jabłoński wspo-

minał zawsze z wielkim sentymentem, występowali bądź brali w nich udział najznakomitsi fizycy pierwszych dekad naszego stulecia. Zwyczaj cotygodniowych, ogólnoinstitutowych kolokwium czwartkowych, wprowadzony przez Aleksandra Jabłońskiego, przetrwał w Toruniu – *toutes proportions gardées* – do dzisiejszego dnia. Na kilka miesięcy wyjeżdża Jabłoński do Hamburga, do pracowni Otto Sterna, późniejszego laureata Nagrody Nobla. Prowadzone tam dyskusje z W.I. Lenzem, jednym z twórców klasycznej zderzeniowej teorii ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych, będą miały niewątpliwy wpływ na jego dalsze zainteresowania naukowe. W 1934 r. dr Aleksander Jabłoński habilituje się na Uniwersytecie Warszawskim, przedstawiając rozprawę pt. „O wpływie oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła”. Po habilitacji zostaje docentem na Uniwer-



Aleksander Jabłoński przy swoim biurku w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

sytecie Warszawskim. Ze wspomnień córki, prof. Danuty Frąckowiak, dowiadujemy się, że w latach tych, poza intensywnymi badaniami naukowymi Jabłońskiego, biorą państwo Jabłońscy aktywny udział w kulturalnym, głównie muzycznym życiu stolicy. Wtedy to powstają, pierwsze zapewne, zorganizowane przez Aleksandra Jabłońskiego kwartety i kwintety. Gra w nich wraz

z żoną i przyjaciółmi. Kolejne już kwintety Profesora pamiętamy z Torunia. Grał w nich m.in. obecny tu dzisiaj na sali prof. Lutostaw Wolniewicz. W 1935 r. publikuje Jabłoński swą fundamentalną pracę, wyjaśniającą jakościowo i ilościowo fluorescencję, fosforescencję i fluorescencję długotrwałą.

Współpraca z prof. Stefanem Pieńkowskim układała się bardzo dobrze, jednak dzięki namowom profesorów Józefa Patkowskiego i Wacława Dziewulskiego, Jabłoński przenosi się w 1938 r. na Uniwersytet Stefana Batorego w Wilnie. Rozwija tu badania w dziedzinie ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych, publikując je m.in. ze swym doktorantem (Litwinem, późniejszym profesorem USB) Henrykiem Horodniczym.

Wybuch wojny 1939 r. przerywa działalność naukową Aleksandra Jabłońskiego. W sierpniu zostaje zmobilizowany. Wraz ze 136 Kompanią Saperów bierze udział w bitwie pod wsią Wizna oraz w twierdzy Osowiec. Jest ranny, krótko przebywa w szpitalu, dowodzi nową kompanią saperów i w dniu 19 września, tj. w dwa dni po ataku Armii Czerwonej na Polskę, wraz ze swą kompanią przekracza granicę polsko-litewską w miejscowości Zawiasy. Następnie przebywa w obozie dla internowanych oficerów w Kołotowie. W grudniu 1939 r., zwolniony przez Litwinów z obozu, przybywa do Wilna. Spędzi tu kolejnych 6 miesięcy. Zajmuje się problemami teoretycznymi i w rezultacie powstaje praca na temat ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych, która opublikowana będzie następnie w czasopiśmie *Physica*. W tym czasie Litwa traci stopniowo niepodległość i staje się republiką radziecką. Polscy oficerowie zwolnieni z obozu dla internowanych zostają przez bolszewików aresztowani, a w lipcu 1940 r. przetransportowani (Aleksander Jabłoński wraz z nimi) do obozu w Kozielsku. Obóz był pusty. Nie wiedziano wówczas, że dwa miesiące wcześniej, w kwietniu, kilka tysięcy polskich oficerów więzionych w tym obozie zostało zamordowanych przez NKWD w lesie katyńskim. Gdy Aleksander Jabłoński znalazł wyskrobane na desce w baraku imię i nazwisko swego brata Feliksa, sędziego, pomyślał, że więźniowie zmienili obóz. Brat był niestety jedną z ofiar katyńskich. Rodzina Profesora przebywała w tym czasie w Wilnie. Aż do wybuchu wojny z Niemcami, tj. do czerwca 1941 r., możliwa była korespondencja z Kozielskiem. W czerwcu przetransportowano

oficerów do obozu w Griazowcu. Na początku września wraz z grupą oficerów udał się Jabłoński do miejscowości Tockoje, jednego z punktów, gdzie gen. Władysław Anders organizował polską armię. W grudniu zostaje awansowany do stopnia kapitana. Wraz z kompanią saperów stacjonuje w miejscowości Kołtulanka w Uzbekistanie.



Kapitan Aleksander Jabłoński w armii gen. Andersa.

Choruje na żółtaczkę i nabawia się malarii. Po przeszło półrocznym pobycie w Uzbekistanie Jabłoński przybywa 22 sierpnia 1942 r. do Iranu, skąd przeniesiony zostaje do centrum szkolenia saperów w Iraku. Ze względu na zły stan zdrowia – ataki malarii – przeniesiony zostaje do pracy biurowej i wyraża zgodę na czasowe odejście z armii, by wykładać fizykę na Polskim Wydziale Lekarskim w Edynburgu, w Szkocji. Opuszcza Irak w kwietniu 1943 r. i drogą morską wokół Afryki dociera do Anglii. W Edynburgu wykłada i intensywnie pracuje naukowo. Rozwija swą kwantową teorię ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych. Tu powstaje fundamentalna praca ogłoszona w *Physical Review* w 1945 r.

W listopadzie 1945 r., po uprzedniej rozmowie z odwiedzającym Anglię prof. Pieńkowskim, wraca Jabłoński do Polski. Sześć lat i dwa miesiące minęło od pamiętnego 19 września 1939 r., gdy przekroczył granicę polsko-litewską, chroniąc

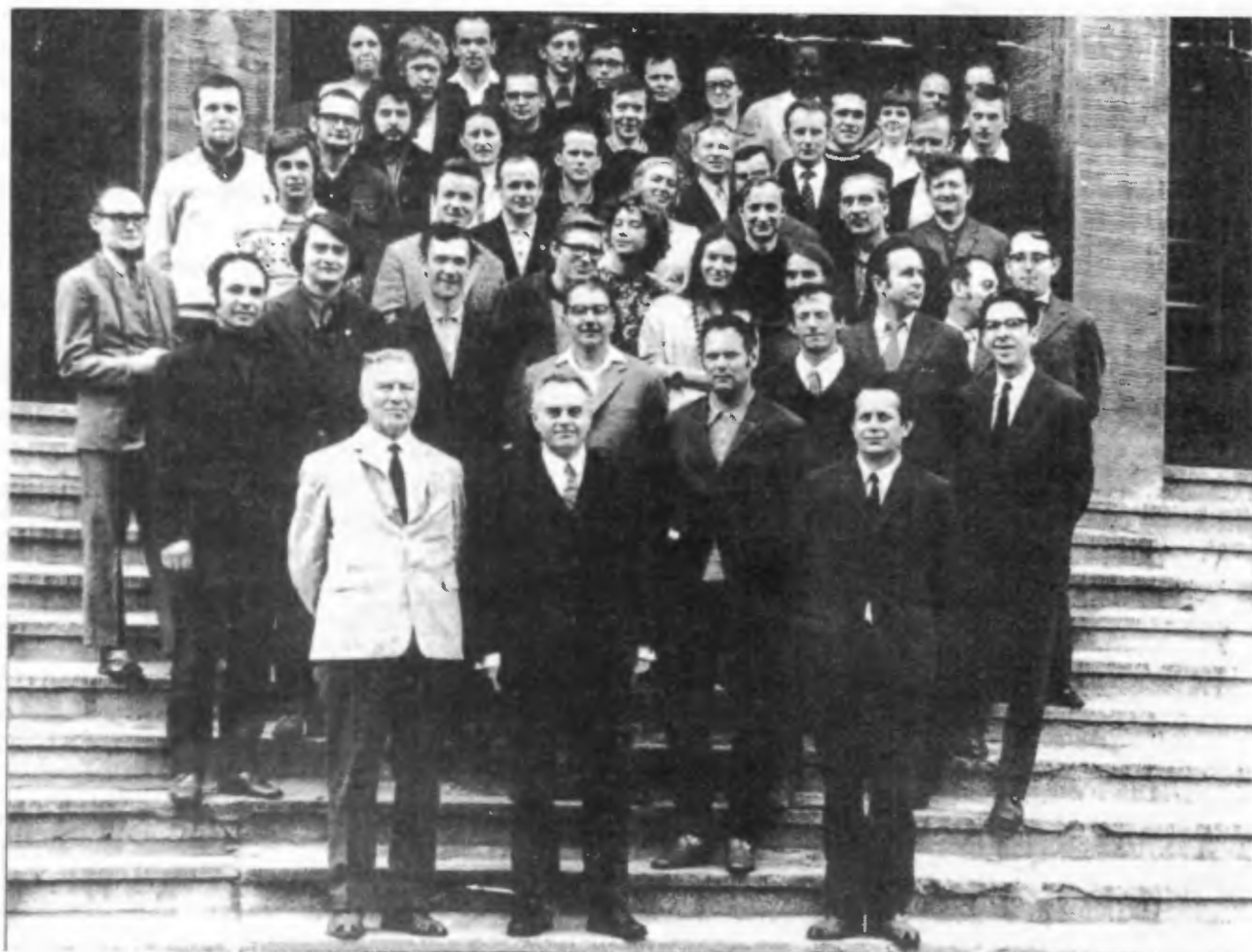
się wraz ze swym oddziałem przed Armią Czerwoną. Zaczyna wykładać na Uniwersytecie Warszawskim i rektor Stefan Pieńkowski chce, by objął drugą Katedrę Fizyki Doświadczalnej. Jabłoński podejmuje jednak inną decyzję: 1 stycznia 1946 r. zostaje profesorem zwyczajnym na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. W dzienniku prorektora UMK prof. Władysława Dziewulskiego pod datą 15 grudnia 1945 r. można przeczytać m.in.: „Wrócił Rektor. Posiedzenie Senatu. Przyjechał pan Jabłoński i pan Zonn”. Nie bez wpływu na decyzję przeniesienia się do Torunia był dla Profesora fakt, że przebywała tutaj liczna grupa wybitnych profesorów Uniwersytetu Stefana Batorego. W dniu 17 lutego 1946 r., a więc prawie dokładnie 52 lata temu, odbył się w Collegium Maius pierwszy wykład prof. Jabłońskiego dla studentów fizyki, matematyki i chemii. Datę tę uważamy za początek fizyki na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. Zaczęły regularnie odbywać się czwartkowe kolokwia fizyczne. Wspomina astronom, pani dr Cecylia Iwaniszewska, wówczas Łubieńska: „...przy stole zasiadali profesorowie, dalej starsi pracownicy, wreszcie w ostatnim rzędzie krzesel, tuż pod szafami bibliotecznymi, studenci. Ale kiedyś prof. Jabłoński odkrył, że studenci niezbyt uważnie przysłuchiwali się wywodom prelegenta i zarządził zmianę. Odtąd studenci zasiadali w pierwszym rzędzie. Zapamiętałam prof. Jabłońskiego zasiadającego sobie wygodnie pod samą szafą i pykającego z nieodstępnej fajki...” Scenę tę pamięta też pewnie obecny tu dzisiaj prof. Andrzej Hrynkiewicz.

Nie sposób w kilku zdaniach przedstawić ogromu wysiłku, który włożył Jabłoński w budowę i rozwój toruńskiego ośrodka. Kierował nim do momentu przejścia na emeryturę w 1968 r. Osobiście brał udział w projektowaniu budynku Collegium Physicum, w którym to gmachu dzisiaj go wspominamy. Budynek ukończono w 1951 r. Ruszyć wreszcie mogły badania doświadczalne. Uczniowie Profesora zaczęli uzyskiwać stopnie i tytuły. Dzięki zabiegom prof. Jabłońskiego w Toruniu pracował przez szereg lat prof. Jerzy Rajski i prof. Jan Rzewuski. Poczęły tworzyć się grupy fizyki teoretycznej, chemii kwantowej i fizyki matematycznej, którym Jabłoński był zawsze bardzo życzliwy. Patronował też powstającej w Toruniu grupie, która zajmowała się rezonansem magnetycznym i fizyką węglą (K. Antonowicz, F. Roz-

płoch i A. Gutsze). W ciężkich latach stalinizmu Jabłoński zawsze zachowywał niezależność postaw i poglądów. Wielkie uznanie, którym cieszył się w światowej społeczności uczonych, uchroniło go być może od represji, którym poddano wówczas niektórych profesorów naszego Uniwersytetu. W opublikowanych w 1955 r. materiałach źródłowych jest m.in. protokół z posiedzenia Egzekutywy KU PZPR przy UMK w dniu 30 grudnia 1954 r., na którym opiniowano wniosek o przyznanie medalu 10-lecia Polski Ludowej. Czytamy tam: „Ob. Jabłoński Aleksander (...) dopuszczał się takich czynów, jak: dawał polecenia w dni poprzedzające święta narodowe zdjęć portretów dostojników państwowych, sam nie brał nigdy udziału w manifestacjach w święta narodowe itp. Z wszystkich tych posunięć zdradza on wrogą postawę i w związku z tym Egzekutywa jednogłośnie odrzuciła wniosek o odznaczenie prof. Jabłońskiego”. W latach późniejszych postawa i działalność prof. Jabłońskiego zostały wielokrotnie uhonorowane. Został doktorem honoris causa trzech uniwersytetów, otrzymał Medal Smoluchowskiego, liczne nagrody i order. Przewodniczył Zarządowi Głównemu Polskiego Towarzystwa Fizycznego, był członkiem Polskiej Akademii Umiejętności (przed jej rozwiązaniem), członkiem Warszawskiego Towarzystwa Naukowego i członkiem Polskiej Akademii Nauk.

W 1968 r. prof. Jabłoński przechodzi na emeryturę. W dalszym ciągu bywa codziennie w Instytucie, pracuje i dyskutuje ze współpracownikami. Chodzi regularnie na koncerty, organizuje kwintety i kwartety. Wielką stratą była dla niego śmierć żony w 1970 r.

Prace naukowe prof. Jabłońskiego zaowocowały intensywnymi badaniami w licznych światowych laboratoriach w dwóch zasadniczych kierunkach. Są to badania szeroko rozumianej luminescencji oraz badania profili linii widmowych i wpływu na nie zderzeń z zaburzającymi atomami. Pragnę obecnie krótko scharakteryzować główne osiągnięcia Profesora i jego uczniów w obu tych dziedzinach fizyki. Ze względu na fakt, że w kolejnym dzisiejszym wystąpieniu pan profesor Zbigniew Grabowski mówić będzie o zagadnieniach związanych z luminescencją, problematyce tej poświęcę mniej miejsca, a trochę bardziej szczegółowo omówię problematykę spektroskopową.



Uczestnicy kolokwium czwartkowego w dniu 27 maja 1972 r. W pierwszym rzędzie: A. Jabłoński, R.S. Ingarden, S. Pruski.

Znaczące wyniki w badaniu luminescencji roztworów miał Aleksander Jabłoński już w 1926 r., kiedy to, używając fotograficznej metody pomiarów, wykazał doświadczalnie, że rozkład natężeń w widmie fluorescencji nie zależy od długości fali światła wzbudzającego. Powojenne już studia, przeprowadzone m.in. przez jednego z jego uczniów, prof. Alfonsa Kawskiego, wykazały słuszność tej obserwacji dla roztworów z jednym typem tzw. centrów luminezujących. Koncepcja centrów luminezujących zaowocowała także wytłumaczeniem faktu ciągłości pasm absorpcji i fotoluminescencji oraz wzajemnego przesunięcia tych pasm. Najbardziej znane stało się jednak teoretyczne wytłumaczenie przez Jabłońskiego współhistnienia fluorescencji długożyciowej i fosforescencji. Są to prace z lat 1933 i 1935. Tak pisał o nich w 1986 r. M. Kasha z Uniwersytetu stanu Floryda: „Prace Jabłońskiego

z 1933 i 1935 r. są wielkimi krokami w przekształceniu posiadających długą historię jakościowych obserwacji luminescencji w początki nauki ilościowej, jaką jest fotofizyka molekularna”. W ośrodku toruńskim prowadzono liczne badania dotyczące własności przejść promienistych i bezpromienistych pomiędzy stanami w słynnym diagramie Jabłońskiego, jak również zastosowania drobin luminezujących w fizyce i technice laserowej. Wspomnieć tu należy o pracach Andrzeja Bączyńskiego, Mieczysława Czajkowskiego, Tadeusza Marszałka i ich współpracowników. Kolejnym ważnym wkładem Aleksandra Jabłońskiego do fizyki zjawisk fotoluminescencyjnych były prowadzone w latach trzydziestych doświadczalne i teoretyczne prace dotyczące polaryzacji światła luminescencji barwników w roztworach o dużej lepkości. Rozwazał on także różne możliwe czynniki depolaryzacyjne. Teorie te, uogólnione

po wojnie, służyły do interpretacji szeregu doświadczeń wykonywanych w Toruniu przez inną grupę uczniów, m.in. R. Bauera, J. Heldta i innych.

W laboratoriach prof. Jabłońskiego stosowano oryginalne metody pomiarowe. R. Bauer i D. Frąckowiak opracowali metodę pomiaru względnej wydajności fluorescencji. R. Bauer i M. Rozwadowski skonstruowali polarymetr do pomiaru polaryzacji fluorescencji. Ten sam zespół zbudował też fluorymetr do pomiarów czasów życia. Teorię fluorymetru fazowego podał Jabłoński wraz z Duschinskyim już w 1935 r. Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na fakt, że jedna z ostatnich prac Profesora, a mianowicie praca „Fluorescence of Isotropic Solutions Excited by Intensity Modulated Primary Light”, opublikowana w 1973 r., nawiązuje do problematyki fluorymetru fazowego, która miała zdaniem specjalistów fundamentalne znaczenie dla pomiarów przesunięć fazowych i względnego stopnia modulacji emitowanego światła w funkcji modulacji częstotliwości światła wzbudzającego. Obecnie problematyką tą zajmuje się A. Balter ze swymi współpracownikami.

Drugą dziedziną badań Jabłońskiego była spektroskopia atomowa i molekularna, a w szczególności problemy ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych. Przedstawiając osiągnięcia prof. Jabłońskiego w tej dziedzinie, korzystać będą z opracowań napisanych przez prof. J. Szudego, który jest specjalistą w dziedzinie profili linii widmowych i wraz z grupą współpracowników kontynuuje to dzieło prof. Jabłońskiego.

Na początku lat 30. w Berlinie i w Hamburgu poznał Jabłoński prace doświadczałne O. Oldenberga, R. Minkowskiego i C. Füchtbauera o wpływie ciśnienia gazów zaburzających na kształt, szerokość i przesunięcie linii rtęci i sodu, poznał także prace teoretyczne H.A. Lorentza i W.I. Lenza. W 1931 r. publikuje w *Zeitschrift für Physik* swą pierwszą i zarazem fundamentalną, albowiem wytyczającą nowy kierunek badań pracę, w której wprowadza kwazimolekularny model ciśnieniowego rozszerzenia. W czasie zderzenia powstaje kwazidrobina, a rozkład natężeń w rozszerzonej linii można obliczyć analogicznie do obliczeń natężeń w pasmach oscylacyjnych elektronowych widm drobin dwuatomowych. Znając krzywe potencjalne opisujące oddziaływanie z zaburzaczem

promieniującego atomu w jego dolnym i górnym stanie oraz stosując zasadę Francka-Condon można przyporządkować danej częstości w ramach profilu linii określoną wartość odległości atomu zaburzającego i radiatora. Wychodząc z teorii Jabłońskiego, H. Margenau, H.G. Kuhn i F. London opracowali w latach 1932–35 tzw. kwazistatyczną teorię rozszerzenia ciśnieniowego. Dawała ona inne profile niż te, które wynikały z teorii zderzeniowej H.A. Lorentza i z rozwiniętej przez W. Lenza i V. Weisskopfa tzw. teorii przesunięć fazowych. Dopiero w latach pięćdziesiątych P.W. Anderson, J. Talman, M. Baranger i I.I. Sobelman pokazali, że zarówno profile lorentzowskie, jak i kwazistatyczne można otrzymać w odpowiednich granicach z kwazimolekularnego modelu Jabłońskiego dla centrum i skrzydeł linii. Najogólniejszą postać kwantowej wersji swej teorii publikuje Jabłoński w 1945 r. w *Physical Review*. Wychodząc z tej pracy, I.I. Sobelman i M. Baranger stworzyli teorię starkowskiego rozszerzenia linii przez elektrony. W 1968 r. F.H. Mies wytłumaczył, opierając się na teorii Jabłońskiego, odkryty przez Y. Tanakę i K. Yoshino w 1963 r. oscylacyjny charakter ciągłych pasm emisyjnych helu w dalekim nadfiolecie próżniowym. W latach 60. pojawiły się inne teorie opisujące zjawisko ciśnieniowego rozszerzania. Powstaje m.in. relaksacyjna teoria U. Fano. Rozwijając tę teorię J. Fiutak pokazał, że na skrzydłach linii metoda Fano daje rezultaty zgodne z teorią Jabłońskiego.

Przyporządkowanie częstości odległości wzajemnej emitera i perturbatora, charakterystyczne dla metody Jabłońskiego, wykorzystano w latach 70. w tzw. technice odwracania profilu linii. Dokonał tego A. Gallagher w Joint Institute for Laboratory Astrophysics w Boulder, który wyznaczył krzywe potencjalne dla wielu układów atomowych. Wychodząc z teorii Jabłońskiego i interpretując istniejące w niej osobliwości, które pojawiają się, gdy różnica krzywych potencjalnych osiąga ekstremum, można było wytłumaczyć istnienie i własności pasm satelickich na skrzydłach linii. W pracach K.M. Sanda, J.C. Wormhoudta, W.E. Baylisa i J. Szudego satelickie pasma utożsamiono ze znanymi tęczowymi maksimumami, w analogii do teorii tęczowego rozpraszania Forda-Wheelera. Szudy i Baylis poświęcili tym problemom kilka swych prac. Całkiem niedawno, w 1995 r., D. Koester znalazł za pomocą teleskopu

Hubble'a w atmosferze białego karła czerwone tęcze satelity w linii α serii Lymana zaburzonej przez protony i neutralne atomy wodoru.

Nie sposób opisać tu wszystkich aspektów teorii Jabłońskiego, ani implikacji, które wywołała ona w różnych dziedzinach fizyki. Pewnymi teoretycznymi i obliczeniowymi aspektami kształtów linii w obecności wielu zaburzczy zajmowali się m.in. S. Łęgowski, A. Kossakowski, J.S. Kwiatkowski i S. Pruski. W 1972 r. Andrzej Bielski zbudował w naszym Instytucie ciśnieniowo przestrajany interferometr Fabry'ego-Pérota. Z wielką dokładnością rejestruje on, za pomocą metody zliczania fotonów, profile neonu, argonu, talu i kadmu, rozszerzone przez zderzenia z różnymi gazami.



Toruń, 26 lutego 1978 r. – Aleksander Jabłoński w dniu swoich 80 urodzin.

Tak mniej więcej przedstawia się w wielkim skrócie spuścizna naukowa Aleksandra Jabłońskiego. Wychowankowie Profesora przenieśli jego tematykę do wielu innych ośrodków akademickich: prof. Alfons Kawski do Gdańska, prof. Danuta

Frąckowiak do Poznania, gdzie powstało znane na świecie laboratorium, zajmujące się zjawiskami luminescencji w procesach biologicznych. Inicjatywą prof. Jabłońskiego było także rozpoczęcie w Toruniu badań nad elektroluminescencją związków nieorganicznych, w szczególności monokryształów ze złączami p-n. Badania na tym polu prowadzili m.in. H. Łożykowski, H. Męczyńska, W. Bała i H. Oczkowski. Warto tu jeszcze dodać, że przedwojenny doktorant Jabłońskiego z Uniwersytetu Stefana Batorego, wspomniany już Henryk Horodniczy, pozostał po wojnie w Wilnie i kontynuował – już pod nazwiskiem Hanrikas Horodnicius – na radzieckim Uniwersytecie im. Kapsukasza badania wpływu temperatury na profile linii, które to badania rozpoczął z Jabłońskim w 1938 r. Tematyka ta jest w Wilnie do dziś uprawiana i pięć lat temu dr Kaulakys habilitował się na podstawie rozprawy poświęconej ciśnieniowemu rozszerzeniu linii widmowych emitowanych przez atomy rydbergowskie.

Profesor Aleksander Jabłoński zmarł w Warszawie w dniu 9 września 1980 r. Jest pochowany w grobowcu rodzinnym na Cmentarzu Powązkowskim.

Nie każdy uczony pozostawia po sobie szkołę. Aleksander Jabłoński stworzył dwie znakomite szkoły: szkołę fotoluminescencji i szkołę optyki atomowej. Rozwijając i wzbogacając idee Mistrza, trzecie już pokolenie jego uczniów otrzymuje obecnie tytuły i stopnie naukowe. Aleksander Jabłoński był bowiem bez wątpienia typem człowieka i profesora, któremu ten tradycyjny, aczkolwiek ginący niestety, akademicki tytuł Mistrza naprawdę przysługiwał.

Cokolwiek czynił w ciągu swego życia, było zawsze godne najwyższego szacunku. W 1920 r. walczył o niepodległość Polski, w czasach II Rzeczypospolitej miał wielki wkład w ugruntowanie silnej pozycji nauki polskiej na świecie, na polu bitwy bronił Polski w wojnie 1939 r., zniósł godnie represje sowieckie, po wojnie stworzył fizykę na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika.

W 1973 r. senat naszego Uniwersytetu nadał mu tytuł doktora honoris causa, a fizycy toruńscy w 1982 r. postanowili nazwać Collegium Physicum Instytutem Aleksandra Jabłońskiego.

Doświadczenie Francka i Hertza: 85 lat później

Wacław Świątkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Wrocławski

The Franck and Hertz experiment: 85 years after

Abstract: In many books, where the known Franck and Hertz experiment is presented, one can find numerous mistakes. This problem is discussed using some drastic examples.

W bieżącym roku mija dokładnie 85 lat od ogłoszenia przez Nielsa Bohra postulatów dotyczących kwantowania energii atomu wodoru. Również 85 lat temu James Franck i Gustav Hertz przeprowadzili doświadczenie (opis i wyniki zostały opublikowane w następnym roku [1]), które przeszło do historii nauki pod nazwą doświadczenia Francka i Hertza. Zazwyczaj spotykamy się z sytuacją, że we współczesnych podręcznikach, gdy są omawiane postulaty Bohra, to w sąsiedztwie jest nawiązanie do tego doświadczenia, często ilustrowane kopią rysunku wziętego z pracy [1] (por. rys. 2).

Po przejrzeniu sporej liczby podręczników, w których to zachodzi, stwierdziłem, że mamy tam do czynienia z licznymi potknięciami, i to potknięciami o charakterze merytorycznym. Odniosłem wrażenie, że często sposób przedstawienia wydaje się wskazywać (czasem jest to jednoznaczne), iż autor (autorzy) chce przekonać czytelnika, że:

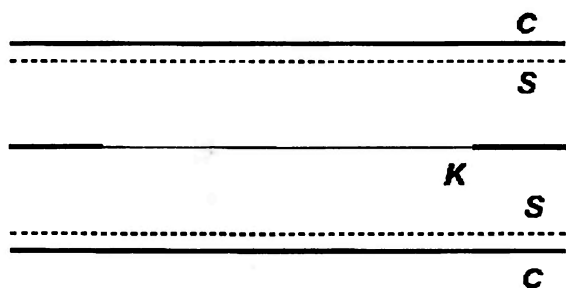
1. impulsem do przeprowadzenia przez Francka i Hertza ich doświadczenia było pojawienie się teorii Bohra;
2. Franck i Hertz chcieli w zderzeniach elektronów z atomami (bez udziału światła) stwierdzić istnienie skwantowanych stanów energetycznych atomów;

3. odległości (wzdłuż osi napięcia) pomiędzy kolejnymi maksimami na uzyskanej przez Francka i Hertza charakterystyce prądowo-napięciowej (rys. 2) są po pomnożeniu przez ładunek elementarny równe różnicy energii między pierwszym stanem wzbudzonym i stanem podstawowym w atomie rtęci.

Ponieważ jednak żadne z tych trzech stwierdzeń nie jest prawdziwe, a autorzy podręczników nie zawsze sobie to uświadamiają (najczęściej dotyczy to ostatniego stwierdzenia), pojawiają się kłopoty.

Zacznijmy jednak od początku. W 1913 r., gdy została ogłoszona koncepcja kwantowania energii atomu, doświadczenie Francka i Hertza było pewnie już przeprowadzone, albo właśnie kończono pomiary, stąd – choćby ze względów kalendarzowych – jakkolwiek związek przyczynowo-skutkowy z koncepcją Bohra nie był możliwy. Również Franck i Hertz nie mieli własnej koncepcji kwantowej, a ich zamiarem było wyznaczenie energii jonizacji atomu rtęci, i wspomniane już odległości sąsiednich maksimów na uzyskanej charakterystyce prądowo-napięciowej (rys. 2) zinterpretowali – jak dziś wiemy, błędnie – jako potencjał jonizacyjny rtęci (więcej szczegółów w tym względzie można znaleźć w książce Trigga [2]).

Idea doświadczenia Francka i Hertza była następująca. W lampie wypełnionej parami rtęci (rys. 1) elektrony emitowane z umieszczonej centralnie katody K mogły być przyspieszane dodatnim, regulowanym napięciem U_{SK} przyłożonym między siatką S i katodą. Na zewnątrz siatki była elektroda-kolektor C o nieco niższym potencjale niż potencjał siatki. Napięcie hamujące między siatką i kolektorem (o wartości $U_h \approx 0,5$ V) pozwalało docierać do kolektora tylko tym elektronom, których energia kinetyczna przy przekraczaniu siatki była nie mniejsza niż eU_h . Dalej, Franck i Hertz założyli, że te elektrony, których ener-

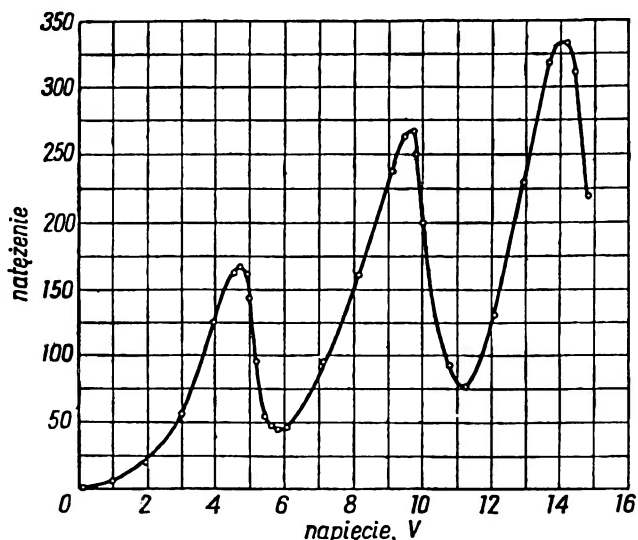


Rys. 1. Schemat rozmieszczenia elektrod w doświadczeniu Francka i Hertza z 1913 r., które miało na celu pomiar energii jonizacji atomów rtęci: K – katoda, S – siatka, C – anoda (kolektor).

gia kinetyczna jest mniejsza niż energia jonizacji atomu rtęci, mogą doznawać z tymi atomami tylko zderzeń sprężystych (przewodzących jedynie do rozprożeń elektronów, praktycznie bez zmiany ich energii). Jeżeli natomiast wartości energii kinetycznej elektronów stawały się większe od energii jonizacji atomu rtęci, mogły one z dużą efektywnością doznawać zderzeń niesprężystych, prowadzących do jonizacji atomów rtęci. Dla układu z rys. 1 oznaczało to, że dopóki napięcie U_{SK} było mniejsze niż $\Delta U = E_j/e$, gdzie E_j oznacza energię jonizacji, należało się liczyć jedynie ze zderzeniami sprężystymi elektronów, a zaraz po przekroczeniu tej wartości powinna bardzo efektywnie zachodzić jonizacja i w wyniku każdego jednostkowego aktu jonizacji zamiast jednego elektronu o energii bliskiej E_j w lampie powinny być dwa elektrony o wartościach energii kinetycznej bliskich zeru, przy czym żaden z tych elektronów nie mógłby dotrzeć do kolektora – prąd kolektora powinien gwałtownie zmaleć. Również i te elektrony – dopóki ewentualnie nie byłyby dodatkowo przyspieszane do energii równej E_j , co można byłoby osiągnąć zwiększając bardziej napięcie U_{SK}

– mogłyby doznawać jedynie zderzeń sprężystych itd. W wyniku należało oczekiwać, że jeżeli ta koncepcja jest prawdziwa, to zależność natężenia prądu kolektora od napięcia U_{SK} powinna mieć kształt w przybliżeniu piłokształtny z odległością „zębów” równą ΔU .

Jak widać z rys. 2, uzyskany przez Francka i Hertza wynik spełniał te oczekiwania, a odległości „zębów” równe 4,9 eV pozwalały przyjąć, że energia jonizacji atomów rtęci E_j jest równa 4,9 eV.



Rys. 2. Zależność natężenia prądu kolektora (jednostki względne) od napięcia U_{SK} , uzyskana w doświadczeniu Francka i Hertza z 1913 r. [1]; wersja rysunku z opisem w języku polskim według książki [5]. Uwaga: położenie zera na osi napięcie jest skorygowane m.in. ze względu na napięcia kontaktowe.

Dzisiaj wiemy, że w rzeczywistości energia jonizacji atomów rtęci jest znacznie większa (10,4 eV) i rys. 2 należy interpretować inaczej. Jeśli założyć, że w zderzeniach elektronów z atomami są możliwe jedynie zderzenia sprężyste, dopóki wartości energii kinetycznej elektronów nie przekraczają energii wzbudzenia pierwszego stanu wzbudzonego ΔE_1 (umówmy się przyjmować energię stanu podstawowego za zero), a po przekroczeniu przez nie wartości ΔE_1 są możliwe efektywne zderzenia niesprężyste, w wyniku których elektrony tracą swoją energię (ściślej zmniejsza się ona o ΔE_1), to powinniśmy oczekiwać wyniku jak na rys. 2, ale odległości „zębów” należałoby wiązać nie z energią jonizacji, a z energią przejścia ze stanu podstawowego do pierwszego stanu wzbudzonego ($\Delta U = \Delta E_1/e$). Jed-

nakże w przypadku atomów rtęci takie założenie też nie jest spełnione. Pierwszy stan wzbudzony atomu rtęci (6^3P_0) jest oddalony od stanu podstawowego (6^1S_0) o 4,68 eV, z tym, że przejście promieniste z tego stanu do stanu podstawowego jest wzbronione. Jest to więc stan charakteryzujący się długim czasem życia, czyli małym rozmiem energetycznym, co objawia się między innymi małym przekrojem czynnym na wzbudzenie atomu do tego stanu przy zderzeniach z elektronami. W warunkach doświadczenia Francka i Hertza nie tylko nie byłoby słuszne założenie o dużej efektywności zderzeń niesprężystych zaraz po przekroczeniu przez elektrony energii ΔE_1 , ale wręcz zderzenia takie są praktycznie niemożliwe. Dopiero przekroczenie przez energię elektronów energii drugiego stanu wzbudzonego (rezonansowego stanu 6^3P_1) $\Delta E_2 = 4,88$ eV mogło wywoływać dużą efektywność zderzeń niesprężystych. Stąd obserwowane na rys. 2 odległości „zębów” równe ok. 4,9 V należy interpretować jako odpowiadające energii ΔE_2 . Późniejsze eksperymenty, w zmienionych w stosunku do doświadczenia Francka i Hertza układach, pozwoliły na charakterystykach analogicznych do tej z rys. 2 ujawnić także zjawiska związane z niesprężystymi zderzeniami elektronów z atomami rtęci, prowadzącymi do strat energii elektronów różnych od 4,88 eV, w tym również 4,68 eV (por. rys. 3). Warto tu jeszcze dodać, że energii $\Delta E_2 = 4,88$ eV odpowiada długość fali linii rezonansowej w widmie rtęci $\lambda = 2537$ Å.

Ponieważ zasadniczym celem tego artykułu nie jest opis doświadczenia Francka i Hertza oraz innych doświadczeń będących jego kontynuacją, a zwrócenie uwagi na spotykane potknięcia przy jego omawianiu, dalsza część artykułu zostanie poświęcona przedstawieniu kilku przykładów błędów popełnionych przez autorów podręczników.

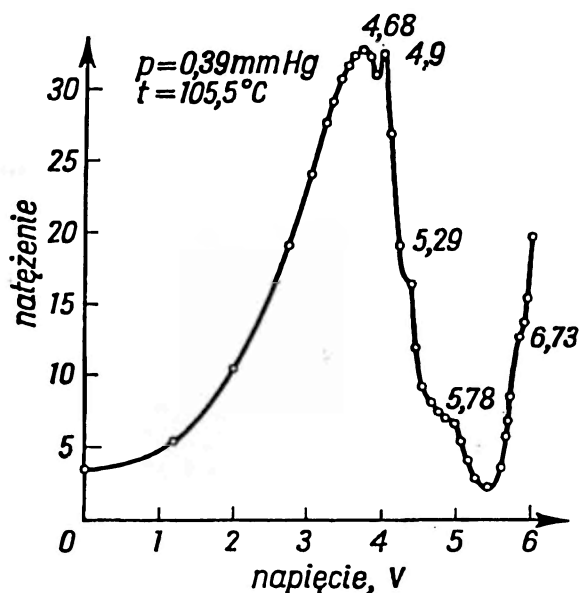
Przykład 1.

Autor znanej książki zatytułowanej *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego* [3] Jerzy Ginter w innej swojej książce, *Fizyka fal* [4], przedstawia w paragrafie 15.10 rysunek identyczny z rys. 2 z tego artykułu. Jednakże J. Ginter wie, że energia pierwszego stanu wzbudzonego atomu rtęci to ok. 4,7 eV, a nie ok. 4,9 eV. Konsekwencją tego jest, że chociaż Franck i Hertz

(a również wielu innych) widzieli na tym rysunku charakterystyczną sekwencję napięć: 4,9 V; $2 \times 4,9 = 9,8$ V; $3 \times 4,9 = 14,7$ V, J. Ginter widzi sekwencję: 4,7 V; $2 \times 4,7 = 9,4$ V; $3 \times 4,7 = 14,1$ V, odpowiadającą jego pomysłowi na interpretację rys. 2. Nie można się więc dziwić, że i nawiązanie w tym samym paragrafie przez J. Gintera do doświadczenia znanego pod nazwą doświadczenia Lejpunskiego i Łatyszewa (omówionego np. w [5]), w którym obserwowano przejmowanie przez elektrony energii od atomów rtęci będących w pierwszym stanie wzbudzonym, nie jest przejrzyste.

Przykład 2.

S. Szczeniowski komentując doświadczenie Francka i Hertza w swojej *Fizyce atomowej* [5] pisze, że „Atom nie może natomiast pobrać od elektronu energii mniejszej od 4,9 eV; poziom nasz jest więc pierwszym (podkreślenie – W.Ś.) wzbudzonym poziomem rtęci”, a nieco dalej, że „Zgodnie z II postulatem Bohra atomy rtęci muszą pochłaniać promieniowanie o długości fali $\lambda = 2537$ Å, przechodząc przy tym na pierwszy (podkreślenie – W.Ś.) z poziomów wzbudzonych”.



Rys. 3. Zależność natężenia prądu (jednostki względne) od napięcia przyspieszającego elektrony w doświadczeniu Francka, Knippinga i Einsporna, będącym udoskonalonym wariantem doświadczenia Francka i Hertza; wersja rysunku z opisem w języku polskim według książki [5].

Nie prostuje on też tego omawiając doświadczenie Francka, Knippinga i Einsporna (por. rys. 3), pisząc, że chodziło tam o ujawnienie

wyższych poziomów wzbudzonych i zaznacza, że oprócz energii 4,9 eV znaleziono jeszcze energie 4,68 eV, 5,29 eV i wyższe. Wyraźnie brak komentatora, że 4,68 eV to jednak mniej niż 4,9 eV.

Przykład 3.

Z podobną sytuacją spotykamy się także w *Fizyce atomowej* Szpolskiego [6]. W pierwszym tomie przy omawianiu wyników doświadczenia można przeczytać, że: „Jeśli E_1 jest zapasem energii »nie wzbudzonego« atomu rtęci, to następną możliwą (podkreślenie – W.Ś.) wartością energii atomu będzie $E_1 + 4,9$ eV”. Nie przeszkadza to napisać w II tomie przy omawianiu doświadczenia Lejpuskiego i Łatyszewa, że wzbudzone atomy rtęci oddające energię elektronom (w tzw. zderzeniach niesprężystych drugiego rodzaju) znajdowały się w stanach o energii wzbudzenia 4,7 eV.

W przykładach 2 i 3 autorzy nie naginają faktów do swoich koncepcji interpretacji doświadczenia Francka i Hertza, ale też nie wyciągają wniosków z przytaczanych wyników obserwacji.

Przykład 4.

W książce V. Acosty i in. *Podstawy fizyki współczesnej* [7] na s. 173 możemy przeczytać: „Bezpośrednią i pomysłową demonstracją istnienia dyskretnych stanów stacjonarnych postulowanych w teorii Bohra, było doświadczenie zaprojektowane przez Jamesa Francka i Gustava Hertza”. Tu już całkiem jednoznacznie Autorzy sugerują, że doświadczenie było odpowiedzią na postulaty Bohra (byłoby to spójne z błędną informacją na s. 167 – w życiorysie Hertza – że zostało ono wykonane w 1931 r.).

Przykład 5.

W książce Zofii Lesiowej *Wstęp do spektroskopii atomowej* [8] na s. 46-47 też można się doczytać, że 4,9 eV jest energią wzbudzenia atomu rtęci do pierwszego stanu wzbudzonego, i że linia widmowa o długości fali $\lambda = 2537$ Å odpowiada przejściu atomu rtęci z pierwszego stanu wzbudzonego do stanu podstawowego; a przecież na s. 325 jest schemat poziomów energetycznych rtęci wskazujący, że poziom, z którego emitowana jest linia $\lambda = 2537$ Å, nie jest pierwszym poziomem wzbudzonym.

Przykład 6.

Tu ustosunkuję się łącznie do książki *Podstawy fizyki* Jaworskiego i Pińskiego [9] oraz książki *Modern Physics* R. Sproulla [10]. W pierwszej z nich, podobnie jak w poprzednim przykładzie, Autorzy piszą, że teoria Bohra została zweryfikowana doświadczalnie w 1914 r. przez Francka i Hertza. Wspólnym novum w stosunku do innych autorów jest zauważenie na rys. 2 sekwencji: 4,86 V; $2 \times 4,86 = 9,72$ V; $3 \times 4,86 = 14,58$ V, przy czym wyraźnie jest zaznaczone, że wynikająca stąd energia 4,86 eV jest odległością pierwszego stanu wzbudzonego atomu rtęci od stanu podstawowego. Trudno dociec, skąd Autorzy wzięli tę wartość 4,86 eV, ale może się ona kojarzyć (wzrokowo) z faktyczną wartością energii pierwszego stanu wzbudzonego (4,68 eV). Warto też zwrócić uwagę, że w obu książkach podjęto próbę obliczenia długości fali odpowiadającej energii fotonu równej 4,86 eV. W książce Jaworskiego i Pińskiego jako wynik obliczeń podano $\lambda = 2537$ Å, entuzjasmując się zgodnością tego wyniku z długością fali linii obserwowanej w widmie rtęci (też mamy $\lambda = 2537$ Å). Dokładnie te same obliczenia przytaczane w książce Sproulla dały $\lambda = 2551$ Å, i tu też podkreśla się zgodność z $\lambda = 2537$ Å.

Przykład 7.

Wreszcie w książce L. Coopera *Istota i struktura fizyki* [11] na s. 613 możemy przeczytać, że w 1914 r. Franck i Hertz strzelali elektronami w zimną parę miedzi (sic! – red.), i że energia 4,9 eV odpowiada różnicy między stanem podstawowym i pierwszym stanem wzbudzonym atomu miedzi.

Jak widać z przytoczonych przykładów, piękne i istotne dla rozwoju fizyki doświadczenie Francka i Hertza nie jest przedstawiane rzetelnie. Wprawdzie idea przyświecająca autorom, aby poinformować czytelników, że stany wzbudzone atomów mogą być ujawnione poprzez zderzenia niesprężyste z elektronami, zostaje przekazana, ale szkoda, że popełniane są przy tym błędy. Przecież prawda jest tu bardzo ciekawa. Tak jak Kolumb chciał dopłynąć do Indii, a po drodze napotkał nowy, nie znany wówczas ląd, tak i Franck oraz Hertz, którzy chcieli dotrzeć z energią elektronów do energii jonizacji atomu rtęci, natrafili na swej

drodze na stan wzbudzony tego atomu. I tak jak Kolumb uznał napotkanych ludzi za mieszkańców Indii (stąd nazwa Indianie), oni uznali napotkaną energię za energię jonizacji. Jest też trochę różnic. Kolumb zmarł nie wiedząc, że odkrył nowy ląd, a Franck i Hertz szybko zrozumieli istotę swego wyniku i kontynuowali badania z jej świadomością. Jak wiemy, zostało to uhonorowane przyznaniem im w roku 1925 Nagrody Nobla.

Literatura

- [1] J. Franck, G. Hertz, *Verhandl. Deut. phys. Ges.* **16**, 457 (1914).
- [2] G.L. Trigg, *Crucial Experiments in Modern Physics* (Van Nostrand, New York 1971).
- [3] J. Ginter, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego* (PWN, Warszawa 1986).
- [4] J. Ginter, *Fizyka fal* (PWN, Warszawa 1993).
- [5] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna – cz. V: Fizyka atomowa* (PWN, Warszawa 1967).
- [6] E. Szpolski, *Fizyka atomowa* (PWN, Warszawa 1953).
- [7] V. Acosta, C.L. Cowan, B.J. Graham, *Podstawy fizyki współczesnej* (PWN, Warszawa 1987).
- [8] Z. Leś, *Wstęp do spektroskopii atomowej* (PWN, Warszawa 1970).
- [9] B.M. Jaworski, A.A. Piński, *Podstawy fizyki*, t. 2 (PWN, Warszawa 1976).
- [10] R. Sproull, *Modern Physics. The Quantum Physics of Atoms, Solids and Nuclei*, wyd. 2 (John Wiley, New York 1963).
- [11] L.N. Cooper, *Istota i struktura fizyki* (PWN, Warszawa 1975).

Skaningowa Spektroskopia Próbująca i Metody Pokrewne

Gwałtowny rozwój metod skaningowej mikroskopii i spektroskopii tunelowej wymaga szybkich i wydajnych sposobów wymiany idei i osiągnięć pomiędzy fizykami posługującymi się tymi metodami. Stąd obok dużych, organizowanych zwykle co dwa lata konferencji poświęconych skaningowej mikroskopii tunelowej, bardzo pożyteczne jest organizowanie konferencji mniejszych, bardziej kameralnych i wyspecjalizowanych, ułatwiających bezpośrednio dyskusje i kontakty.

I Międzynarodowe Sympozjum nt. Skaningowej Spektroskopii Próbującej i Metod Pokrewnych (1st International Symposium on Scanning Probe Spectroscopy and Related Methods – SPS '97) zorganizowane było wspólnie przez Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej oraz Instytut Fizyki Stosowanej i Centrum Badawcze Mikrostruktur Uniwersytetu w Hamburgu jako konferencja satelitarna do światowej IX Międzynarodowej Konferencji poświęconej Skaningowej Mikroskopii i Spektroskopii Tunelowej oraz Technikom Pokrewnym (9th International Conference on Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Methods – SPM '97), która odbyła się w Hamburgu w dniach 20–25 lipca 1997 r. Sympozjum SPS '97 odbyło się w Poznańskim Polsko-Niemieckim Centrum Akademickim w dniach 15–18 lipca 1997 r.

Współorganizatorami Sympozjum były: Instytut Fizyki PAN w Warszawie i Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, sponsorami – Fundacja Współpracy Polsko-Niemieckiej, Komitet Badań Naukowych, Pol-

skie Towarzystwo Fizyczne oraz firma OMICRON GmbH (Niemcy). Przewodniczącymi Komitetu Organizacyjnego byli: dr hab. Bronisław Susła, prof. nadzw. Politechniki Poznańskiej (Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej) i doc. dr Jerzy Raułuskiewicz (Instytut Fizyki PAN).

Sympozjum poświęcone było różnym rodzajom pomiarów spektroskopowych, a zwłaszcza strukturom stanów powierzchniowych półprzewodników, metali i nadprzewodników badanych za pomocą skaningowej spektroskopii tunelowej, skaningowej mikroskopii sił atomowych i magnetycznych, tunelowaniu elektronów o spolaryzowanych spinach, spektroskopii elektronów balistycznych, mikroskopii bliskiego pola oraz metodom symulacji komputerowej struktur powierzchniowych w skali atomowej. W Sympozjum wzięło udział ok. 100 uczestników z 15 krajów. Wygłoszono 20 wykładów przeglądowych i przedstawiono 30 komunikatów ustnych i plakatowych. Wyselekcjonowane przez recenzentów materiały tego Sympozjum zostały wydane jako specjalny zeszyt *Acta Physica Polonica A* (93, No 2, 253-448 (1998)).

Wysoki poziom merytoryczny powyższego Sympozjum, znakomite grono specjalistów o randze światowej wygłaszających referaty przeglądowe oraz jego doskonała organizacja świadczą o wysokim poziomie naukowym i kompetencji organizujących je pracowników Zespołu Mikroskopii Tunelowej Instytutu Fizyki PP. Zespół ten zdobywa zasłużenie renomę silnego ośrodka badawczego w zakresie skaningowej mikroskopii i spektroskopii tunelowej.

Jerzy Raułuskiewicz
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Wykłady z nierelatywistycznej mechaniki kwantowej

Kacper Zalewski: *Wykłady z nierelatywistycznej mechaniki kwantowej*, wyd. I, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1997, s. 222.

Książka K. Zalewskiego *Wykłady z nierelatywistycznej mechaniki kwantowej*, wydana przez Wydawnictwo Naukowe PWN w 1997 r. i dotowana przez Ministra Edukacji Narodowej, jest przeznaczona przede wszystkim dla słuchaczy fizyki i astronomii studiów uniwersyteckich. Jest to próba ujęcia w publikacji zwartej wykładów Autora z zakresu nierelatywistycznej mechaniki kwantowej, wygłaszanych przez wiele lat dla studentów fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Wykłady te były wygłaszane w wymiarze dwóch godzin tygodniowo przez cały rok i miały przygotować słuchaczy do „wstępów” do fizyki atomowej, fizyki ciała stałego, fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych. Przypuszczam, że ćwiczenia odbywały się w tym samym wymiarze godzin. Porównując zakres tematyczny podobnych „wstępów” dla studentów III roku na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego jestem przekonany, że materiał przedstawiony w recenzowanej książce wybiega znacznie poza wymagania i oczekiwania wykładowców. Nie jest to zatem w moim odczuciu książka, która przygotowałaby studenta do wysłuchania tego rodzaju wykładów, tym bardziej, że do zrozumienia niektórych treści w niej zawartych niezbędna jest już znajomość materiału podawanego np. we „Wstępie do fizyki atomowej”. Dlatego dalej będę traktował tę książkę jako podręcznik – jak sam tytuł na to wskazuje – do nauki nierelatywistycznej mechaniki kwantowej.

Recenzowana książka składa się z czterech rozdziałów. W pierwszym z nich Autor, zgodnie z ogólnie przyjętą interpretacją kopenhaską mechaniki kwantowej, wprowadza pojęcia stanu układu i wielkości mierzalnej. Naprzemiennie używane są formalizmy pierwszej i drugiej kwantyzacji, co dla niedoświadczonego czytelnika może jednak stanowić barierę nie do przejścia. Ponadto w sposób skrótowy omówione są bardzo ważne działy mechaniki kwantowej, np. kwantowa teoria rozpraszania oraz problemy interpretacyjne teorii kwantowej. W rozdziale drugim poruszony został jeden z najważniejszych aspektów mechaniki kwantowej, jakim są przybliżone metody rozwiązywania niezależnego od czasu równania Schrödingera. Najczęściej stosowane metody omówione zostały dosyć szczegółowo, a o innych jest tylko niewielka wzmianka, np. o metodzie Padégo na s. 84. Nie wydaje się, by dla studenta poznającego dopiero mechanikę kwantową był to sposób właściwy. Zamiast pisać o pewnych zagadnieniach skrótowo, lepiej w ogóle o tym nie wspominać. Trzeci, najbardziej interesujący rozdział, poświęcony został jednemu z najpiękniejszych aspektów mechaniki kwantowej jakim jest kwantowa teoria mo-

mentu pędu. Teoria ta została tu bardzo dobrze przedstawiona. Zakres prezentacji w pełni wystarczy czytelnikowi, by nabrać ogólnego rozeznanie w tej tematyce. Rozdział czwarty, ostatni, zawiera dyskusję zależności układu kwantowego od czasu, z dogłębną analizą zasady nieoznaczoności dla energii i czasu. Każdy z rozdziałów kończy się pokaźnym zbiorem ciekawych zadań; niektóre z nich mogą być rozwiązywane samodzielnie przez studentów, przy innych niezbędna jest jednak pomoc prowadzących ćwiczenia.

Niestety, w książce nie poruszono bardzo ważnych i aktualnych zagadnień, jak np. przeżywającej swoją drugą młodość funkcji Wignera oraz wiążącego się z nią przepisu Weyla na konstrukcję obserwabli w mechanice kwantowej, feynmanowskich całek po trajektoriach, bez znajomości których dalsze studiowanie relatywistycznej kwantowej teorii pola jest jeśli już nie niemożliwe, to na pewno znacznie utrudnione, czy też supersymetrycznej mechaniki kwantowej. Ponadto Autor bez uprzedzenia stosuje szczególne jednostki miar, np. we wzorze (2.15) i dalszych energia jest bezwymiarowa. Wydaje się również, że byłoby lepiej, gdyby bibliografię zebrano na końcu książki z ewentualnym zaznaczeniem strony, gdzie dana pozycja jest cytowana, a nie w przypisach. W książce brak też jest rysunków ożywiających tekst, przez co czytanie staje się czasem monotone.

Książka jest starannie wydana. Na uwagę zasługuje czytelność wzorów. Zauważyłem jednak kilka drobnych błędów drukarskich, np. w ostatniej linijce na s. 19 wyraz „powalają” powinien zostać zastąpiony słowem „pozwalają”.

Mechaniki kwantowej, podobnie jak innych działów fizyki teoretycznej, można nauczać na dwa sposoby: od szczegółów do uogólnień lub od uogólnień do szczegółów. Pierwszy sposób polega na wyborze konkretnej reprezentacji mechaniki kwantowej, jaką jest mechanika falo-wa, w której dynamikę opisuje równanie Schrödingera z bornowską, probabilistyczną interpretacją funkcji falowej. Ta konkretna realizacja, po gruntownej analizie wniosków z niej płynących, może być dalej uogólniana, tak aby opisać fakty doświadczalne, nie dające się zinterpretować w ramach teorii bardziej szczegółowej. Na przykład, doświadczenie Sterna-Gerlacha lub anomalne zjawisko Zeemana można poprawnie zinterpretować dopiero na podstawie równania Pauliego, będącego uogólnieniem równania Schrödingera, które uwzględnia spin cząstek mikroskopowych. Z kolei drugie podejście, preferowane w recenzowanej książce, polega na sformułowaniu abstrakcyjnych postulatów teorii wraz z interpretacją fizyczną, z których można następnie wyprowadzić szczególne realizacje. Uważam, że z dydaktycznego punktu widzenia, dla studenta poznającego dopiero przedmiot, podejście od szczegółów do uogólnień jest lepsze. W szczególności – w przeciwieństwie do Autora recenzowanej książki –

nie wzbraniałbym się przed wprowadzeniem liczb zespolonych jako nowej klasy rozwiązań równania kwadratowego o ujemnym wyznaczniku. Zdaję sobie jednak sprawę, że taki punkt widzenia ma zarówno swoich zwolenników, jak i zagorzałych przeciwników. Ostateczny osąd należy w końcu do studenta słuchającego wykładu. Jednak moje doświadczenie dydaktyczne pozwala mi twierdzić, że pierwsze podejście jest łatwiejsze dla ogółu słuchaczy. Z wyjątkiem oczywiście tych najzdolniejszych, a zarazem najpracowitszych, dla których taka metoda może okazać się zbyt nudna. Tym studentom można jednak zaproponować wykład monograficzny, na którym mechanikę kwantową przedstawia się w sposób bardziej formalny. Powód, dla którego ogół studentów lepiej przyswaja sobie podejście od szczegółów do uogólnień jest chyba taki, że od najwcześniejszych lat studenci poznają fizykę poprzez równania różniczkowe i ich rozwiązania, a nie tak abstrakcyjne obiekty, jak operatory i przestrzenie Hilberta, w których te operatory działają (większość zjawisk kwantowych można zrozumieć, nie posługując się tym formalizmem). Podejście poprzez równania różniczkowe ma również aspekt praktyczny. Jeśli tylko napotkamy na problem, którego nie można rozwiązać ściśle, a takie zagadnienia w końcu są najciekawsze i najbardziej zbliżone do problemów rzeczywistych, to pozostaje nam tylko analiza numeryczna, którą przeważnie przeprowadza się na równaniach różniczkowych.

Nasuwa się pytanie: czy warto pisać jeszcze jedną książkę z mechaniki kwantowej? Wszak istnieje wiele bardzo dobrych monografii na ten temat, np. klasyczne już książki autorstwa P.A.M. Diraca, A. Messiaha, L.I. Schiffa lub L.D. Landaua i E.M. Lifszycy, oraz bardziej współczesne podręczniki autorstwa C. Cohena-Tannoudjiego (Nagroda Nobla w 1997 r.), B. Diu i F. Laloë *Quantum Mechanics* (tłumaczenie z francuskiego), J.J. Sakurajiego *Modern Quantum Mechanics* lub A. Bohma *Quantum Mechanics. Foundations and Applications*. Na wyżej postawione pytanie można jednak udzielić odpowiedzi twierdzącej, gdyż mechanika kwantowa, w przeciwieństwie np. do termodynamiki, jest żywą dziedziną nauki, w której wiele się dzieje, i w której ciągle dochodzi do nowych odkryć. W ciągu ostatnich 20 lat mieliśmy do czynienia z tak fundamentalnymi odkryciami (wymieniając tylko najważniejsze), jak kwantowe zjawisko Halla (ściśle wiążące się z technologiczną możliwością tworzenia układów kwantowych o zredukowanej wymiarowości), nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, faza geometryczna, zwana czasami fazą Berry'ego, kwantowe algorytmy obliczeniowe, nielokalność w mechanice kwantowej oraz doświadczenia A. Aspecta i jego współpracowników, poprzedzone podstawowymi pracami teoretycznymi J.S. Bella, czy też pułapowanie i chłodzenie atomów oraz doświadczalna weryfikacja zjawiska kondensacji Bosego-Einsteina. Autorem niektórych z tych odkryć przyznano ostatnio Nagrodę Nobla.

Recenzowana książka wychodzi naprzeciw tym oczekiwaniom i nowym odkryciom, ale w niewystarczającym stopniu. Z wyżej wymienionych nowych aspektów nie-

relatywistycznej mechaniki kwantowej szerzej zaprezentowano fazę Berry'ego i wiążący się z nią efekt Aharonowa-Bohma (w książce niepoprawnie nazywany efektem Bohma-Aharonowa), oraz nierówności Bella i paradoks Einsteina-Podolsky'ego-Rosena, wskazujące na nielokalność mechaniki kwantowej. Dla porównania, w trzecim wydaniu książki A. Bohma umieszczony został ponadstustronicowy rozdział poświęcony tylko fazie Berry'ego. Dowodzi to, że poważną wadą polskich autorów podręczników z dziedziny fizyki jest niechęć do poruszania tematów gorących, będących przedmiotem intensywnych badań, które niezwykle szybko znajdują swoje miejsce w zagranicznych monografiach. Zarzut ten dotyczy nie tylko Autora recenzowanej książki, lecz i innych polskich autorów, m.in. autora niniejszej recenzji, który wspólnie z I. Białynickim-Birulą i M. Cieplakiem napisał parę lat temu podręcznik na ten sam temat, również oparty na wykładach wygłaszanych przez wiele lat, tym razem na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (I. Białynicki-Birula, M. Cieplak, J. Kamiński, *Teoria kwantów. Mechanika falowa*, PWN, Warszawa 1991; wydanie angielskie: *Theory of Quanta*, Oxford University Press, New York 1992). Uważam jednak, że winą za tę sytuację należy obarczać nie tylko autorów, lecz również polskie oficyny wydawnicze, które nie próbują zachęcać, a czasem wręcz wymagają od polskich autorów poruszania aktualnych zagadnień z danej dziedziny nauki. Obserwując rynek wydawniczy na świecie jestem przekonany, że czołowe wydawnictwa naukowe, jak np. Springer Verlag, nie dopuściłyby do wydania książki, w której nie uwzględniono tematów aktualnych, tak z powodów merytorycznych, jak i finansowych. Jeśli w najbliższym czasie nie powstanie dobry polski podręcznik omawiający współczesne problemy mechaniki kwantowej, to Wydawnictwo Naukowe PWN powinno poważnie rozważyć wydanie polskich przekładów wysmienitych książek C. Cohena-Tannoudjiego i jego współpracowników oraz A. Bohma, które wymienię powyżej. Z pewnością wpłynęłoby to korzystnie na poziom wiedzy polskich studentów fizyki, chociaż jest on ciągle jeszcze dosyć dobry.

Początek kończącego się właśnie wieku przyniósł dwie wielkie rewolucje w fizyce, które radykalnie zmieniły nasze rozumienie praw przyrody. Rewolucje te wiążą się z teorią względności i teorią kwantową. Już szczególnie teoria względności wymogła na nas akceptację wielu tzw. paradoksów. Teoria kwantów sytuację tę jeszcze pogłębiła. Mechanika kwantowa zmusiła fizyków do zweryfikowania interpretacji zjawisk mikroskopowych, co doprowadziło do powstania takich paradoksów, jak np. słynny paradoks Einsteina-Rosena-Podolsky'ego, omówiony w recenzowanej książce (więcej o paradoksach można przeczytać w książce F. Selleriego *Quantum Paradoxes and Physical Reality*). Źródło problemów interpretacyjnych mechaniki kwantowej jest podobne do występujących w innych teoriach fizycznych. Fizycy rozwijają pewną teorię na podstawie danych doświadczalnych. Teorię tę następnie wykorzystuje się do przewidywania nowych zjawisk fizycznych, które powinny być zgodne z no-

wymy! obserwacjami. W tym względzie mechanika kwantowa ma bardzo solidnie ugruntowaną pozycję. Nie udało się, jak dotychczas, zaobserwować zjawiska, które byłoby sprzeczne z mechaniką kwantową, jak również wszystkie przewidywania tej teorii znalazły pełne potwierdzenie w obserwacjach. Fakt ten postuluje wybitnemu fizykowi holenderskiemu N. G. van Kampenowi do sformułowania nowych postulatów mechaniki kwantowej, z których pierwszy brzmi w taki sposób: "Mechanika kwantowa jest prawdziwa".

Nowe teorie są jednak często interpretowane poprzez analogie ze starszymi. Takie analogie okazują się czasami użyteczne, ale bardzo często mogą prowadzić na manowce. Konceptja eteru, zaproponowana przez J. C. Maxwella w 1864 r., może służyć jako bardzo dobry przykład. Z tym samym problemem spotykamy się w mechanice kwantowej. Interpretacja tej teorii opiera się na analogiach zacerpniętych ze zjawisk makroskopowych i zastosowanych na poziomie mikroskopowym. Analogie te buduje się na dwóch fundamentalnych koncepcjach teorii klasycznej: cząstkach i falach. Okazuje się jednak, że to, co wydawało się mieć cechy cząstki, zachowuje się czasami jak fala i na odwrót. Przykładami mogą być dyfrakcja elektronów i zjawisko fotoelektryczne. Problem, na jakim tu napotykamy, wskazuje, że wspomniana analogia cząstkowo-falowa jest niepoprawna, a samo pytanie, czy coś jest cząstką, czy falą, jest pozabawione sensu. Podobną sytuację spotykamy, gdy chcemy opisać proces przechodzenia cząstki przez barierę, a energia kinetyczna cząstki jest mniejsza od wysokości bariery. Zjawisko to, nazywane tunelowaniem kwantowym, znalazło bardzo szerokie zastosowanie w życiu codziennym. Autorzy wielu opracowań starają się przekonać czytelnika, aby wyobraził sobie ten proces jako "drażenie" przez cząstkę tuneli w barierze potencjalnej. Można jednak wyobrazić go sobie jako wynik przeskoku cząstki przez tę barierę. Ta druga interpretacja, choć możliwa, nie jest akceptowana przez ogół fizyków, z których większość kojarzy cząstkę kwantową z kretem, a nie z abką. Jest tak dlatego, że na studiach nauczono ich właśnie w taki sposób interpretować ten proces.

Sprawa ta ma znacznie ogólniejszy aspekt. Obecnie obowiązującą doktryną, przyjętą również w recenzowanej książce, jest interpretacja mechaniki kwantowej zaproponowana jeszcze przez N. Bohra oraz W. Heisenberga i nazywana interpretacją kopenhaską. Studentów prawie w ogóle nie informuje się o innych możli-

Jerzy Kamiński
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

ćwiczeń.

Na zakończenie pragnę podkreślić, że recenzowana przeze mnie pozycja na pewno wzbogaca bardzo ubogą literaturę krajową z zakresu mechaniki kwantowej. Dużą korzyść z tej książki mogą odnieść studenci fizyki w uniwersytetach pod warunkiem bardzo dobre prowadzonych

Δ (przewidywalność) $\cdot \Delta$ (rozumienie) > 1 .

jąco:

i w pewnych jednostkach można sformułować następującą zasadę: "Jeśli przewidywania na jej podstawie (tj. zdolność przewidywania na jej podstawie) oraz bar-dzo niewystarczające rozumienie fizyczne tej teorii" wskazuje, że być może w stosunku do samej mechaniki kwantowej obowiązuje innego rodzaju zasada nieoznaczoności, którą za fizykiem amerykańskim R. Gilmorem czoności, którą za fizykiem amerykańskim R. Gilmorem i w pewnych jednostkach można sformułować następująco:

PTF

Oddział Gdański

W dniu 26 marca 1998 r. odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze Oddziału. Jak wynika ze sprawozdania przewodniczącego ustępującego Zarządu, Leona Murawskiego, Oddział liczy 121 członków. W okresie sprawozdawczym kontynuowano akcję wykładów skierowanych głównie do uczniów szkół ponadpodstawowych i nauczycieli (wygłoszono 13 wykładów popularnonaukowych). O zainteresowaniu tematyką świadczy wysoka frekwencja, wynosząca średnio 150 osób.

Wygłoszono również cykl wykładów „Fizyka w Gdańsku”, który miał na celu przedstawienie ważniejszych osiągnięć naukowych gdańskich fizyków.

W dniu 21 marca 1997 r. zorganizowano uroczyste seminarium poświęcone jubileuszowi 90-lecia urodzin prof. Ignacego Adamczewskiego, na którym obecnie już nieżyjący prof. Olgierd Gzowski wygłosił referat pt. „Prace Profesora Adamczewskiego w dziedzinie ciekłych dielektryków”.

W Oddziale sprawnie działa Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej, który przeprowadził zawody II stopnia w latach 1996 i 1997.

Ustępującemu Zarządowi jednogłośnie udzielono absolutorium. Wybrano nowy Zarząd w składzie: Eugeniusz Czuchaj – przewodniczący, Józef Terlecki – wiceprzewodniczący, Stanisław Zachara – sekretarz, Jacek Pączkowski – skarbnik, Teresa Kutajczyk, Jarosław Rybicki, Bogusława Trzelecka – członkowie.

Stanisław Zachara

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymali: Stefan Ćwiok (PW), Andrzej Seweryn Jeżowski (INTiBS PAN), Michał Maciej Kopcewicz (ITME), Stanisław Kuliński (IPJ), Joanna Maria Mikołajewska (CAMK) i Tomasz Jan Szoplik (UW).

Rzeczpospolita, 28 maja 1998

Odnowienie dyplomu doktorskiego Profesora Bronisława Średniawy

W dniu 8 grudnia 1997 r. Rada Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego zebrała się w Bibliotece *Collegium Maius* na nadzwyczajnym, uroczystym posiedzeniu z udziałem J.M. Rektora UJ i licznych zaproszonych gości reprezentujących społeczność fizyków (także spoza Krakowa) oraz przedstawicieli innych wydziałów. Posiedzenie poświęcone było uroczystości odno-

wienia dyplomu doktorskiego Profesora Bronisława Średniawy po 50 latach od uzyskania stopnia doktora filozofii.

Profesor Bronisław Średniawa urodził się 17 czerwca 1917 r. w Ciężkowicach. Rozpoczął przed wojną studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim ukończył w 1943 r., uzyskując w ramach tajnego Uniwersytetu tytuł magistra fizyki i matematyki, zatwierdzony w 1945 r. Zaraz też rozpoczął pracę na odradzającym się Uniwersytecie, jako asystent w Katedrze Fizyki Teoretycznej, uzyskując w 1947 r. stopień doktora filozofii w zakresie fizyki teoretycznej.

Naukowa i dydaktyczna działalność Profesora Średniawy związana jest ściśle z Uniwersytetem Jagiellońskim, gdzie w pierwszych latach po wojnie spoczywała na nim większość obowiązków dydaktycznych w zakresie fizyki teoretycznej. Można nazwać go nauczycielem całych pokoleń fizyków krakowskich. W 1962 r. otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego, a w 1969 r. tytuł profesora zwyczajnego. W latach 1967–69 pełnił funkcję kierownika Katedry Teoretycznej Fizyki Jądrowej, od roku 1979 do przejścia na emeryturę kierownika Zakładu Teorii Względności i Astrofizyki, a w latach 1972–74 funkcje zastępcy dyrektora Instytutu Fizyki i kierownika Studium Doktoranckiego Fizyki; sprawował również obowiązki prodziekana i dziekana Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii, a przez ponad 35 lat był redaktorem Serii Fizycznej Zeszytów Naukowych UJ. Za osiągnięcia naukowe i dydaktyczne, a zwłaszcza za publikowane skrypty i podręczniki, był wielokrotnie nagradzany, m.in. nagrodami Ministra w 1971, 1977, 1979, 1987 i 1989 r., Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski w 1968 r., Medalem Komisji Edukacji Narodowej w 1994 r. Jest członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Komitetu Historii Nauki Polskiej Akademii Nauk oraz Centro Superiore di Logice e Scienze Comparete w Bolonii.

Pracę badawczą w dziedzinie fizyki teoretycznej rozpoczął prof. Średniawa pod kierunkiem prof. Jana Weyssenhoffa. Osiągnął w tej dziedzinie cenne wyniki, rozszerzając badania Weyssenhoffa nad klasycznymi cząstkami spinowymi na cząstki o niezerowym momencie kwadrupolowym. Przez dwa lata prowadził badania na Uniwersytecie w Zurychu. Uzyskał ważne wyniki w zakresie mechaniki kwantowej, fizyki atomowej i fizyki cząstek elementarnych. Kilkakrotne wizyty w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej owocowały licznymi publikacjami, głównie dotyczącymi oddziaływań hadronów z jądrami.

Niemniej obszerny, a przy tym w wielu wypadkach całkowiec pionierski jest dorobek prof. Średniawy w dziedzinie historii fizyki i innych nauk przyrodniczych. Opracował obszerną monografię historii fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim oraz wiele szczegółowych prac poświę-

conych polskim uczonym, m.in. Marianowi Smoluchowskiemu, Bronisławowi Malinowskiemu (o którego studiach fizyki świat dowiedział się wyłącznie dzięki Profesorowi!), Myronowi Mathissonowi, Augustowi Witkowskiemu i wielu innym. Prace te mają wielkie znaczenie nie tylko dla przekazania studentom wspaniałych tradycji Uniwersytetu w dziedzinie nauk ścisłych, ale i dla popularyzacji w całym świecie niekiedy zapoznanego dorobku polskich uczonych.

Zasługi prof. Średniawy dla fizyki krakowskiej, dla Uniwersytetu i całego społeczeństwa są niepodważalne. Dała temu wyraz Rada Wydziału Matematyki i Fizyki, uchwalając jednomyślnie w głosowaniu tajnym odnowienie po 50 latach dyplomu doktorskiego Profesora. Uzasadnienie tej decyzji przedstawił Dziekan (K. Fiałkowski), a wręczenia dyplomu dokonał J.M. Rektor UJ prof. dr hab. Aleksander Koj. Dziękując za wyróżnienie Profesor Średniawa przypomniał swoich nauczycieli i opowiedział o początkach swojej pracy naukowej. Uroczystość zakończono spotkaniem w Stuba Communis.

Krzysztof Fiałkowski, Jacek Bieroń

Wystąpienie Bronisława Średniawy

Magnificencjo, Panie Dziekanie, Wysoka Rado, Panie i Panowie!

Dziękuję Jego Magnificencji za zatwierdzenie i wręczenie mi aktu odnowienia mojego doktoratu.

Dziękuję Panu Dziekanowi i Panu Dyrektorowi Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego za inicjatywę odnowienia mojego doktoratu i za starania, które doprowadziły do dzisiejszej uroczystości.

Dziękuję Radzie Wydziału Matematyki i Fizyki UJ za podjęcie uchwały, na mocy której otrzymałem akt odnowienia doktoratu.

Pragnę poświęcić moje przemówienie moim nauczycielom i profesorom, którym zawdzięczam wykształcenie i opiekę w młodości oraz w czasie studiów i w początkach pracy naukowej.

Miałem szczęście uczęszczać w latach 1927–35 do bardzo dobrej szkoły średniej, do Polskiego Gimnazjum Państwowego w Bielsku. Uczyli tam doskonali pedagodzy, z których wspomnę tutaj fizyka Tadeusza Bernera, matematyka Włodzimierza Mykitę, germanistę Antoniego Nikla, późniejszego lektora UJ, oraz Mariana Bielawkę, nauczyciela łaciny i kultury klasycznej. Gimnazjalny gabinet fizyczny był dobrze wyposażony. Nauczyciele przygotowali nas, uczniów, dobrze i wszechstronnie do studiów.

W latach 1935–39 studiowałem fizykę i matematykę na Wydziale Filozoficznym UJ. Studia miały wówczas inny charakter niż dzisiaj. Wykładów i zajęć było mniej, a więcej czasu na myślenie i samodzielne studiowanie. Przez dwa pierwsze lata studiowało się przede wszystkim matematykę. Słuchałem świetnych wykładów matematyków, prof. Witolda Wilkosza z algebry i analizy, prof. Tadeusza Ważewskiego z geometrii analitycznej i mechaniki teoretycznej i prof. Franciszka Lei z funkcji analitycznych. Katedrę i wykłady z fizyki doświadczalnej prowadził prof. Konstanty Zakrzewski.

Fizykę teoretyczną wykładał przybyły niedawno z Wilna prof. Jan Weyssenhoff. Wykładał zarówno klasyczne działy fizyki, jak i nowe – teorię względności i mechanikę kwantową. Prof. Weyssenhoff zajmował się teorią względności; w Wilnie i początkowo w Krakowie badał podstawy tej teorii. Około 1937 r. zainteresował się pracami warszawskiego fizyka, docenta Myrona Mathissona. Mathisson zajmował się zagadnieniem wyrowadzenia równań ruchu cząstki z równań pola grawitacyjnego ogólnej teorii względności. Problem ten zaczęto badać wkrótce po powstaniu w 1916 r. ogólnej teorii względności. Najbardziej znana była praca Einsteina i Grommera oraz prace Weyla. Zajmowali się oni najprostszym przypadkiem cząstki o symetrii sferycznej. Mathisson jako pierwszy rozważał cząstki o bardziej skomplikowanej strukturze, która m.in. była źródłem wewnętrznego momentu pędu cząstki, będącego relatywistycznym odpowiednikiem spinu cząstki.

Studia przerwał wybuch wojny w 1939 r. Po ustaniu walk rozpoczęła się okupacja, Niemcy zamknęli szkoły średnie i wyższe. W listopadzie 1939 r. aresztowano i wywieziono do obozu koncentracyjnego większość profesorów UJ i wyższych uczelni krakowskich. Studia i pracę naukową można było podjąć tylko w trybie tajnym.

W latach 1940 i 1941 moimi studiami opiekował się prof. Wilkosz, pod kierunkiem którego napisałem pracę magisterską z matematyki.

W lecie 1941 r. wrócił ze Lwowa do Krakowa prof. Weyssenhoff. Wraz z nim przyjechał młody warszawski teoretyk Antoni Raabe. Wkrótce po przybyciu prof. Weyssenhoff rozpoczął z Raabem i ze mną pracę naukową nad teorią relatywistycznej cząstki spinowej. Wynikiem współpracy Weyssenhoffa i Raabego były dwie prace wydane po wojnie. Niestety, ich współpraca została przerwana. Raabe został w lecie 1942 r. aresztowany i wywieziony do Oświęcimia, gdzie wkrótce zmarł.

Moja praca pod kierunkiem prof. Weyssenhoffa, która z biegiem lat zamieniła się we współpracę, trwała przez 30 lat do śmierci Profesora w 1972 r. Profesorowi Weyssenhoffowi zawdzięczam bardzo wiele i uważam go za swojego Mistrza. W 1942 r. pisałem pod jego kierunkiem pracę magisterską z fizyki teoretycznej. Na jesieni 1942 r. otrzymałem od niego temat pracy doktorskiej z teorii cząstki spinowej, nad którym pracowałem w 1944 r. W tymże roku złożyłem tajne egzaminy magisterskie z fizyki i matematyki, po czym na jesieni powierzono mi wykłady fizyki dla grupy studentów medycyny, biorących udział w zorganizowanych o rok wcześniej przez prof. Mieczysława Małeckiego tajnych studiach uniwersyteckich.

W styczniu 1945 r. Kraków został wyzwolony spod okupacji niemieckiej. Bezpośrednio po wycofaniu się armii niemieckiej Uniwersytet wznowił swoją działalność. Przed społecznością uniwersytecką stanęło przede wszystkim zadanie wznowienia wykładów i zajęć ze studentami oraz konieczność odbudowy zniszczeń dokonanych przez okupanta. Temu należało wtedy poświęcić całą energię. W tym czasie ukończyłem pracę doktorską pt. „Relatywi-

styczne równania ruchu cząstki dipolowej i kwadrupolowej swobodnej", promotorem której był prof. Weysenhoff. Egzamin na stopień doktora złożyłem wiosną 1947 r. Promocja doktorska odbyła się dnia 12 czerwca 1947 r., a po niej nastąpiło dalsze 50 lat pracy dla Uniwersytetu, pracy, której jeszcze nie skończyłem.

CERN

Duża część pracowników CERN-u zgodziła się na obniżenie swoich pensji, aby dzięki temu umożliwić dyrekcji zatrudnienie większej liczby osób. Od początku bieżącego roku 1120 osób zaakceptowało obniżenie swoich rocznych zarobków o pewne kwoty w zamian za przedłużenie urlopu – stawka wynosi 5,5 dnia dodatkowego urlopu za każde 2,5% obniżki zarobków. Uzyskano 1560 takich porcji po 2,5%, co pozwoli zatrudnić 37 nowych pracowników.

Sukces tej akcji jest niewątpliwie wyrazem zrozumienia przez pracowników, jak wielką wartość ma misja naukowa CERN-u.

Phys. Today 51, nr 3 (1998)

B. W.

Nagroda Wolfa 1998

Prestiżową nagrodę izraelskiej Fundacji Wolfa za rok 1998 otrzymali w dziedzinie fizyki Yakir Aharonow i Michael Berry za „odkrycie kwantowych faz: topologicznej i geometrycznej oraz wprowadzenie tych pojęć do wielu dziedzin fizyki”.

Aharonow jest profesorem Uniwersytetu Południowej Karoliny (USA) i Uniwersytetu w Tel Awiwie (Izrael), Berry zaś jest profesorem Uniwersytetu w Bristolu (Anglia), mianowanym przez Towarzystwo Królewskie (Royal Society). Wysokość wspólnej nagrody wynosi 100 000 USD.

Kwantowa faza topologiczna wymieniona w uzasadnieniu nagrody pochodzi z pracy, którą Aharonow rozpoczął z nieżyjącym już Davidem Bohmem. Odkryli oni dobrze już znane zjawisko Aharonowa-Bohma: gdy naładowana cząstka obiega linie strumienia magnetycznego, znajdując się jednak przez cały czas w obszarze przestrzeni wolnym od tego pola, jej funkcja falowa uzyskuje dodatkowy czynnik fazowy. To przewidywanie, które zostało następnie potwierdzone doświadczalnie, wyraża nie-lokalność mechaniki kwantowej.

Kwantowa faza geometryczna, o której także mowa w uzasadnieniu, została przewidziana przez Berry'ego. Jest to czynnik fazowy innego rodzaju. Funkcja falowa cząstki kwantowej uzyskuje go w wyniku adiabatycznych zmian pewnych zewnętrznych parametrów. Ta faza, nazwana od imienia jej odkrywcy fazą Berry'ego (por. artykuł Z. Białynickiej-Biruli „Pierwsze pomiary fazy Berry'ego”, *Postępy Fizyki* 39, 157 (1988)) jest, według Fundacji Wolfa, „uogólnieniem zjawiska Aharonowa-Bohma (...) i integralną częścią nowoczesnej fizyki kwantowej”.

Phys. Today 51, nr 3 (1998)

Medale Nielsa Bohra

Złoty Medal UNESCO im. Nielsa Bohra otrzymali w 1998 r.: S. Chandrasekhar (Centrum Badań Ciekłych Kryształów w Bangalore, Indie), W.L. Ginzburg (Rosja), Walter Kohn (USA) i Alexander Polyakov (USA).

Medale wręczył dyrektor generalny UNESCO w czasie sympozjum „Niels Bohr i ewolucja fizyki w XX w.”, które odbyło się w Paryżu w maju 1998 r.

Current Sci. 74, nr 7 (1998)

B. W.

Anglik prezesem DPG

Nowo wybranym prezesem Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG) jest Anglik – Alexander Bradshaw, obecnie wykładowca Wolnego Uniwersytetu Berlińskiego i Politechniki Berlińskiej. Jest fizykochemikiem i kieruje oddziałem fizyki powierzchni w Instytucie Fritza Habera w Berlinie.

Obejmując funkcję prezesa DPG Bradshaw oświadczył, że zamierza doprowadzić do tego, aby Towarzystwo bardziej się zainteresowało i udzielało większej pomocy wciąż rosnącej liczbie fizyków pracujących poza uczelniami – w przemyśle, bankach, informatyce, szkolnictwie. — Wiele tysięcy z nich nie jest nawet członkami naszego Towarzystwa. Wydaje mi się, że powinniśmy ich reprezentować — powiedział Bradshaw. Nowy prezes chce również doprowadzić jeszcze w tym roku do wydawania wspólnie z brytyjskim Instytutem Fizyki czasopisma elektronicznego.

Phys. Today 51, nr 4 (1998)

B. W.

Fizyk ministrem edukacji i nauki w Indiach

Premier Indii Atal Bihari Vajpayee mianował fizyka Murli Manohara Joshiego ministrem nauki i techniki oraz zasobów ludzkich, co obejmuje także wykształcenie wyższe. W czasie ostatnich kilku lat budżety uniwersytetów indyjskich były silnie ograniczone, a liczba studentów wstępujących na wydziały matematyczno-przyrodnicze malała. Z osobą Joshiego wiąże się nadzieje na poprawę tej sytuacji. Joshi, który ma 64 lata i jest specjalistą w dziedzinie spektroskopii atomowej, był przez 30 lat profesorem Uniwersytetu w Allahabadzie. Obecnie zajmuje się polityką; jest jednym z najaktywniejszych członków Janaty – hinduskiej partii nacjonalistycznej, która zdobyła większość w parlamencie.

Science 279, nr 5359 (1998).

B. W.

Fizyk dyrektorem laboratorium kryminologicznego FBI

Donald Kerr, poprzednio dyrektor Narodowego Laboratorium w Los Alamos, obejmuje teraz kierownictwo laboratorium kryminologii w FBI. Laboratorium to było w ostatnich latach ostro krytykowane za popełniane błędy i niestaranność wykonywanych analiz. Kierownictwo FBI ma nadzieję, że doprowadzi do radykalnej zmiany sytuacji, stawiając na czele laboratorium fizyka.

W laboratorium stosuje się wiele metod fizycznych; np. skaningowa mikroskopia elektronowa jest stosowana do analizy pierwiastków śladowych, bardzo wyrafinowane badania metalurgiczne pomagają w stwierdzeniu, jak doszło do uszkodzenia materiału, a metody optyczne (szczególnie fluorescencyjne) są stosowane do wykrywania niektórych cząsteczek.

Kerr kształcił się na Uniwersytecie Cornella, uzyskując stopień magistra elektroniki mikrofalowej, a stopień doktora uzyskał na podstawie badań w dziedzinie fizyki plazmy. Przez wiele lat prowadził badania w Los Alamos, a przez ostatnie lata pracował w przemyśle.

Phys. World 11, nr 1 (1998)

B. W.

Detektor neutronów słonecznych w Korei Południowej

Fizycy koreańscy planują zbudować obserwatorium neutronów słonecznych. Ma ono znajdować się w pobliżu Uniwersytetu Kangnung w północno-wschodniej części Korei Południowej i być umieszczone nie jak inne w świecie obserwatoria neutronów głęboko pod ziemią lub pod wodą, lecz przeciwnie – na szczycie wzgórza. Jest to w zasadzie pomysł Wonyounga Lee, profesora fizyki Uniwersytetu Columbia w Nowym Jorku i jego współpracownicy Yunsil Ho. Uzyskali oni z Koreańskiej Fundacji Popierania Nauki i Techniki dwuletni grant w wysokości 260 000 USD na zaprojektowanie i skonstruowanie prototypu urządzenia. Projekt został nazwany HANUL (od ang. High-Energy Astrophysics Neutrino Laboratory), co zresztą po koreańsku oznacza „niebo”. Dotychczas istniejące laboratoria neutronów były nastawione na rejestrację neutronów powstających w atmosferze ziemskiej i na Słońcu. Buduje się je ukryte głęboko pod ziemią lub pod wodą, aby możliwie wyeliminować tło promieniowania kosmicznego. Projektodawcy koreańscy chcieliby wykrywać wysokoenergetyczne neutrony z wybuchających gwiazd i czarnych dziur, mające zupełnie inną energię niż neutrony słoneczne. Również należy się spodziewać, że stosunek liczby antyneutronów do liczby neutronów jest inny niż dla cząstek pochodzących ze Słońca i reakcji w atmosferze. Dlatego właśnie fizycy koreańscy uważają, że tło promieniowania kosmicznego nie będzie im przeszkadzało w identyfikacji poszukiwanych neutronów, i wobec tego laboratorium nie musi być umieszczone pod ziemią.

Science 279, nr 5352 (1998)

B. W.

Co będzie z budową ITER-u

Projektowanie i budowa Międzynarodowego Eksperymentalnego Reaktora Termojądrowego (International Thermonuclear Experimental Reactor – ITER) jest wspólnym przedsięwzięciem krajów Europy Zachodniej, Japonii, Rosji i Stanów Zjednoczonych. Projekt obejmuje zarówno badania fizyki plazmy, jak i badania problemów technicznych, np. wpływu bombardowania neutronami na wytrzymałość ścian obudowy reaktora w ekstremalnych warunkach jego pracy.

Koszt badań – 10 mld USD – miał być ponoszony wspólnie przez kraje biorące udział w przedsięwzięciu. Jednak zaplanowane prace mogą ulec ograniczeniu. Departament Energii USA zamierza znacznie ograniczyć swój udział finansowy w tym międzynarodowym przedsięwzięciu, motywując to chęcią silniejszego wsparcia amerykańskiego programu badań nad wykorzystaniem syntezy termojądrowej.

Unia Europejska nie wycofała się jeszcze z finansowania prac, ale wobec mniejszego udziału USA trzeba będzie rozłożyć zaplanowane badania na czas dłuższy i być może ograniczyć je w niektórych kierunkach. Specjaliści amerykańscy zalecają ograniczenie badań prowadzących do zastosowań technicznych i skupienie się na problemach fizyki plazmy, czemu z kolei przeciwni są fizycy europejscy. Klaus Pinkau, dyrektor Instytutu Fizyki Plazmy im. Maxa Plancka w Garching, oświadczył: „Nie zgodzimy się na program nie uwzględniający problemów energetycznych”. Wydaje się jednak, że zaistniała sytuacja zmusi do pewnych ograniczeń programu.

Natomiast planami budowy ITER-u zainteresowała się Kanada – chce brać udział w tym przedsięwzięciu, o ile reaktor będzie budowany w Kanadzie. Firma Hydro Ontario zadeklarowała już finansowanie w wysokości 6 mln CAD przez 3 lata, a inne przedsiębiorstwa, banki i związki zawodowe zagwarantowały 3 mln CAD. Prawdopodobnie 2 mln CAD uzyska się od rządu federalnego oraz rządów prowincji Ontario i Quebec.

Państwa europejskie finansowały dotychczas również konstrukcję i badania prowadzone przy użyciu Wspólnego Europejskiego Torusa (Joint European Torus – JET). Doświadczenia uzyskane przy budowie JET-u miały być wykorzystane w projektowaniu ITER-u. Finansowanie JET-u ma skończyć się oficjalnie 31 grudnia 1999 r. W urządzeniu tym krąży w komorze próżniowej 100 m³ plazmy utrzymywanej w polu magnetycznym 3,8 T w temperaturze 300 MK. W listopadzie 1997 r. z JET-u uzyskano moc 16 MW w ciągu sekundy przy 22 MW mocy dostarczonej, czyli współczynnik wzmocnienia Q osiągnął wartość 0,6. Za kilka miesięcy mają być przeprowadzone próby ze zmienionym układem, zbliżonym geometrycznie do projektu ITER. Czy uda się uzyskać $Q = 1$?

Nature 391, nr 6668 (1998)

B. W.

Nowe ośrodki nanotechnologii w Niemczech

Niemiecki Minister Nauki, Jürgen Rüttgers, ogłosił konkurs na zaprojektowanie 5 nowych ośrodków nanotechnologii. Mają być w nich rozwijane metody nanotechnologii w celu projektowania nowych wyrobów przy ścisłej współpracy z przemysłem.

Rząd federalny przeznaczył na ten cel 100 mln DM przez następne 5 lat. Po tym okresie ośrodki mają się stać samodzielnie finansowo – będą się same utrzymywać ze swojej produkcji naukowo-technicznej. Rozstrzygnięcie konkursu ma nastąpić w lecie, tak by już jesienią 1998 r. ośrodki rozpoczęły działalność.

Phys. World 11, nr 4 (1998)

B. W.

Plazma i mamut

W trakcie wykopów pod laboratorium plazmy National Ignition Facility (NIF) w Livermore w Kalifornii natrafiono na kości mamuta. Na głębokości ok. 10 metrów pod ziemią znaleziono część czaszki, trzy kręgi, jedną z kości nóg i kilka żeber. Kierujący wykopaliskiem paleontolog C. Bruce Hanson oświadczył, że w tej części Kalifornii już poprzednio znajdowano kości mamutów, ale jeszcze nigdy dotychczas nie natrafiono na tyle elementów jednego osobnika.

Szczątki nie zawierają dostatecznej ilości węgla, by można je było datować metodą ^{14}C , ale wiadomo, że w tej części Ziemi mamuty wymarły 10 000 lat temu.

Odkryte szczątki będą wystawione w budynku NIF, którego budowa ma się zakończyć w roku 2003.

Phys. Today 51, nr 3 (1998)

B. W.

Zapotrzebowanie na bioczuJNIKI

Zatrucie żywności bakteriami, np. salmonellą, prowadzi do masowych zachorowań, a nawet śmierci. Departament Rolnictwa USA, który jest odpowiedzialny za kontrolę mięsa i innych środków żywności, planuje wprowadzenie nowych, ostrzejszych przepisów, stawiających wyższe wymagania producentom żywności. Otwiera to nowy rynek dla bioczuJNIKÓW, szczególnie tych, za pomocą których można szybko i automatycznie wykrywać bakterie oraz inne czynniki zaturowające mięso, mleko, owoce i jaryny.

Już kilkanaście firm rozpoczęło prace nad nową generacją bioczuJNIKÓW; fizycy i inni specjaliści na uniwersytetach oraz w laboratoriach badawczych intensywnie pracują nad nowymi metodami szybkiego wykrywania niektórych czynników chorobotwórczych.

Industrial Phys. 4, nr 1 (1998)

B. W.

Słownik bibliograficzny Poggenдорffa

Johann Christian Poggenдорff (ur. 29.XII.1796 w Hamburgu, zmarł 24.I.1877 w Berlinie), profesor fizyki na Uniwersytecie Berlińskim od 1854 r., pracował nad zjawiskami magnetycznymi, wynalazł magnetometr zwierciadłowy oraz wagę, zwaną wagą Poggenдорffa. Napisał „Lebenslinien zur Geschichte der exakten Wissenschaften” (1853), „Biographisch-literarisches Handwörterbuch zur Geschichte der exakten Wissenschaften” (1857–63, 2 tomy, tom 3 kontynuowany od 1883 r. przez następców, Feddersena i A. von Ottingen, 1898, tom 4 przez v. Ottingen od 1904 r.). Poggenдорff napisał „Geschichte der Physik”, którą wydał Barentin (1879). Od 1894 r. Poggenдорff wydawał czasopismo naukowe *Annalen der Physik und Chemie*.

Obecny tytuł słownika bibliograficznego brzmi: „J.C. Poggenдорff Biographisch-literarisches Handwörterbuch zur Geschichte der exakten Wissenschaften herausgegeben von der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig”. Słownik ma ustalony, jednolity porządek danych: 1. Nazwisko uczonego, imiona. 2. Spe-

cialność naukowa, zajmowane stanowiska naukowe, miejsce zatrudnienia z podanymi latami, nagrody naukowe. 3. Data i miejsce urodzenia oraz zgonu. 4. Publikacje dotyczące biografii. 5. Publikacje z okazji jubileuszów, wspomnienia, publikowane listy. 6. Nekrologi, *in memoriam*. 7. Publikacje autobiograficzne. 8. Wydania zbiorowe dzieł naukowych. 9. Oryginalne publikacje z pełnymi tytułami w brzmieniu oryginalnym, w poszczególnych czasopismach naukowych uporządkowane wg lat i tomów, z nazwiskami współautorów w przypisach. 10. Publikacje popularnonaukowe.

Słownik obejmuje astronomów, biochemików, chemików, fizyków, geofizyków, krystalografów, matematyków, meteorologów, mineralogów, a także specjalistów techniki zatrudnionych w uczelniach akademickich.

Wydawanie tomów jest kontynuowane. Poszczególne zeszyty wydawane obecnie liczą od 150 do 200 stron. Seria, uporządkowana alfabetycznie według autorów ze wszystkich krajów, wznawiana jest w kolejności alfabetycznej co parę lat.

Obecnie redaktorem tego słownika jest pani Margot Köstler (adres: J.C. Poggenдорffs Biographisch-literarisches Handwörterbuch der exakten Naturwissenschaften, Poggenдорff-Redaktion, Sächsische Akademie der Wissenschaften zu Leipzig, Beethovenstrasse 6, D-04107 Leipzig, Niemcy).

Rodziny i uczniowie profesorów nauk ścisłych mogą przysłać zebrane spisy publikacji do redakcji słownika. Z uwagi na jego rzetelne, dokładne i systematyczne opracowanie redakcyjne oraz zakup przez wiele bibliotek, warto przysłać do Poggenдорff-Redaktion spisy publikacji zmarłych profesorów nauk ścisłych w Polsce.

Dotychczas najpełniejsze są tam bibliografie polskich matematyków; dobrze reprezentowane są też bibliografie polskich chemików.

Maciej Suffczyński

50-lecie MPG na znaczku

W bieżącym roku Towarzystwo Maxa Plancka (Max-Planck Gesellschaft) obchodzi 50-lecie swego założenia. W związku z tym poczta niemiecka wyemitowała znaczek przedstawiający członków-założycieli Towarzystwa i symboliczne ilustracje niektórych ich pionierskich osiągnięć. Towarzystwo zostało założone w 1948 r. mimo sprzeciwu amerykańskich władz okupacyjnych, które uważały, że w ponazistowskich Niemczech nie należy pozwolić na rozwijanie badań naukowych. Towarzystwo Maxa Plancka jest w gruncie rzeczy spadkobiercą Towarzystwa Cesarza Wilhelma, założonego w 1911 r. i rozwiązanego po II wojnie światowej ze względu na udział w nazistowskich przedsięwzięciach niemieckich.

Nature 391, nr 668 (1998)

B. W.

Katalog źródeł historycznych w Internecie

Międzynarodowy Katalog Źródeł Historycznych Fizyki i Nauk Pokrewnych (International Catalog of Sour-

ces for History of Physics and Allied Sciences – ICOS) dostępny jest teraz w Internecie.

Katalog zawiera informacje o ponad 500 zbiorach znajdujących się na całym świecie i zawierających prace poszczególnych fizyków, astronomów i geofizyków, a także zarejestrowane ich oświadczenia ustne oraz dane o najważniejszych instytucjach naukowych.

ICOS został zestawiony przez Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki, mieszczące się w College Park w stanie Maryland.

W Internecie do katalogu można się dostać ze strony WWW Centrum Historii: <http://www.aip.org/history/>.

Phys. Today 51, nr 4 (1998)

B. W.

Masaru Ibuka (1908 – 1997)

Dnia 19 grudnia 1997 r. zmarł Masaru Ibuka, japoński inżynier elektronik, współzałożyciel firmy Sony.

Urodzony 11 kwietnia 1908 r. w Nikko, 100 km na północ od Tokio, pochodził z rodziny o tradycjach technicznych. Jego ojciec był konstruktorem jednej z pierwszych japońskich elektrowni wodnych. W 1932 r. Ibuka ukończył studia inżynierii elektrycznej na Uniwersytecie Waseda. Pracował następnie nad zagadnieniami techniki rejestracji dźwięku i obrazu, nad technologią lamp próżniowych, a w czasie wojny nad ulepszaniem przyrządów wykrywających łodzie podwodne. Po wojnie założył Tokijskie Laboratorium Łączności (Tokyo Tsushin Kenkyusho), które w 1958 r. wraz z Akio Moritą przekształcił w firmę Sony.

Ibuka ściągał z różnych instytucji naukowych i firm japońskich najlepszych ludzi do pracy w swojej firmie. Miał też doskonałe wyczucie, które z prototypów opracowywanych w laboratorium należy wprowadzić do produkcji, co przeprowadzał błyskawicznie, zwykle w ciągu paru tygodni. Jego entuzjazm udzielał się innym pracownikom firmy. Z nowości wprowadzonych przez Sony można wyliczyć: w 1949 r. – magnetyczną taśmę rejestrującą, 1950 – magnetofon taśmowy i później taśmę wideo, 1955 – pierwsze w Japonii radio tranzystorowe, 1957 – miniaturowe (kieszonkowe) radio tranzystorowe, 1960 – pierwszy w świecie telewizor tranzystorowy, 1967 – system Trinitron telewizji kolorowej.

Podobnie jak w Stanach Zjednoczonych Bill Hewlett i David Packard, tak w Japonii Ibuka i Morita stwo-

rzyli nowoczesną korporację, zarządzaną w nowym stylu i dającą olbrzymie możliwości twórczym współpracownikom, co stwarzało właściwą atmosferę do dalszych innowacji i rozwoju firmy. Leo Esaki (Nobel 1973) odkrył zjawisko tunelowe w półprzewodnikach pracując w firmie Ibuki.

Ibuka był o tyle może nietypowym Japończykiem, że był chrześcijaninem, podczas gdy niemal cała ludność Japonii wyznaje buddyzm lub szintoizm. Był też utalentowanym pisarzem, autorem kilku książek, m.in. napisał biografię swojego przyjaciela i równie jak on sam niezwykle przedsiębiorcy – Souichiro Hondy, założyciela słynnej firmy motoryzacyjnej.

Nature 391, nr 6670 (1998)

B. W.

Stulecie urodzin Szilarda

Węgierskie Towarzystwo Fizyczne im. Eötvösa urządziło z okazji setnej rocznicy urodzin Leo Szilarda spotkania fizyków w Budapeszcie. Wśród referentów byli m.in. Józef Rotblat (Pokojowa Nagroda Nobla 1995), George Rathjens (MIT), Denis Weaire (prezes EPS), Michiji Konuma (były prezes Stowarzyszenia Towarzystw Fizycznych Azji i Pacyfiku).

Natomiast Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne zorganizowało sympozjum poświęcone pamięci Szilarda w trakcie wspólnego spotkania Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i Amerykańskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Fizyki, które odbyło się w kwietniu 1998 r.

Szilard urodził się w Budapeszcie 11 lutego 1898 r. Tam ukończył szkołę średnią i rozpoczął studia na Politechnice, które ukończył po I wojnie światowej w Berlinie. Po dojściu Hitlera do władzy przeniósł się do Anglii, a następnie do Stanów Zjednoczonych. Wniósł wybitny wkład w wiele dziedzin fizyki: teorię informacji, fizykę atomową i jądrową, biofizykę. On właśnie, wspólnie z Einsteinem, wystosował w 1939 r. list do prezydenta Roosevelta, zwracający uwagę na możliwość zastosowań wojskowych rozszczepienia jądrowego. W marcu 1945 r. apelował do tegoż prezydenta, aby nie dopuścić do użycia bomby jądrowej. On również przekonał Chruszczowa, że należy założyć „gorącą linię” między Kremlem i Białym Domem, która bardzo się przydała w czasie kryzysu kubańskiego w 1962 r.

Phys. Society 27, nr 2 (1998)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski)

1998

17 – 21 sierpnia 1998, Kudowa Zdrój

II Polish-US Conf.: Advanced Materials – High Temperature Superconductivity

Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN oraz Argonne National Laboratory, Science and Technology Center for Superconductivity at Urbana-Champaign; dr Danuta Włosewicz, INTiBS PAN, 50-950 Wrocław, skr. poczt. 1410, tel.: (71) 3435020, fax: (71) 441092, adr.el.: d.wlosewicz@int.pan.wroc.pl.

P, U: ok. 100, O: 370 zł (z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

1 – 5 września 1998, Zakopane

32nd Solid Mechanics Conf. (SolMec '98)

IPPT PAN i Komitet Mechaniki PAN; prof. Zenon Mróz, IPPT PAN, SolMec '98, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel.: (22) 8277571, fax: (22) 8269815, adr.el.: solmec98@ippt.gov.pl.

O: 300 USD, ang.

6 – 11 września 1998, Jaszowiec

Int. Conf. on Extended Defects in Semiconductors

Inst. Fizyki PAN, Georg-August-Universität, Göttingen; Halina Granat, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8436034, fax: (22) 8430926, adr.el.: granat@ifpan.edu.pl, informacje: http://info.ifpan.edu.pl/pelkay/eds_98.html.

P, O: 320 USD (z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

7 – 10 września, Łódź

Eurotherm Seminar on Quantitative Infrared Thermography (QIRT '98)

Inst. Elektroniki PŁ i Polski Komitet Optoelektroniki SEP; QIRT '98, Inst. Elektroniki PŁ, Stefanowskiego 18/22, 90-924 Łódź, tel.: (42) 312637, fax: (42) 362238, adr.el.: qirt98@ck-sg.p.lodz.pl.

A: 8.9.98, O: 300 ECU, ang.

10 – 15 września 1998, Ustroń

22nd Int. School on Theoretical Physics – Quantum Coherence in Superconductors and Nanostructures

Zakład Fizyki Teoretycznej IF UŚI, Inst. Fizyki PAN, Inst. Fizyki UAM; prof. Elżbieta Zipper, Inst. Fizyki UŚI, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, tel.: (32) 588211 w. 1409, fax: (32) 588431, adr.el.: thschool@us.edu.pl, informacje: <http://server.phys.us.edu.pl/thschool/>.

P, U: 70, ang.

13 – 19 września 1998, Jaszowiec

III Int. School and Symp. on Physics in Material Science – Modifications and Characterization of Materials Using Nuclear Methods

Inst. Energii Atomowej; prof. A. Czachor, IEA, 05-400 Świerk-Otwock, tel.: (22) 7798805, fax: (22) 7793888, adr.el.: issppm@cyf.gov.pl.

P, U: 120, O: ok. 200 USD, ang.

14 – 20 września 1998, Łódź

XVI Krakowska Szkoła Kosmologiczna – Materia międzygalaktyczna i galaktyczne hale

Kat. Fizyki Doświadczalnej UŁ, sponsorzy: KBN, Urząd miasta Łodzi, Fundacja OMEGA; dr Wiesław Tkaczyk, KFD UŁ, Pomorska 149/153, 90-236 Łódź, tel.: (42) 355720, fax: (42) 6787087, adr.el.: wtkaczyk@krysia.uni.lodz.pl

Z: 1.8.98, O: 60 USD – członkowie PTA, PTMA i PTF mający opłacone składki za 1998 r. oraz studenci mogą być zwolnieni z opłaty, ang.

15 – 18 września 1998, Gdańsk

Krajowy Kongres Metrologii (KKM '98)

Politechnika Gdańska; dr hab. Ryszard Roskosz, PG, Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, tel.: (58) 471397, fax: (58) 471726, adr.el.: kongres@ely.pg.gda.pl, informacje: <http://www.ely.pg.gda.pl/kongres/>.

O: 600 zł (z wyżywieniem), ang. i pol.

20 – 26 września 1998, Jurata

Modern Optics: From Photophysics to Photochemistry

Inst. Fizyki PAN; prof. M. Kolwas, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8432509, fax: (22) 8430926, adr.el.: kolwas@ifpan.edu.pl.

ang.

24 – 27 września 1998, Bielsko-Biała/Szczyrk

5th Int. Conf. on Dielectric and Related Phenomena '98

Pol. Łódzka Filia w Bielsku-Białej, Inst. Polimerów, Inst. Fizyki PŁ; dr inż. Elżbieta Targosz-Wrona, PŁ Filia w Bielsku-Białej, Willowa 2, 43-309 Bielsko-Biała, tel.: (33) 27400 i (33) 29224 w. 29, fax: (33) 123502, adr.el.: awlo@merc.pb.bielsko.pl; informacje: <http://www.power.inms.nrc.ca/deis/other/drp98.htm>.

P, O: 750 zł, studenci 550 zł (łącznie z wyżywieniem i zakwaterowaniem), ang.

12 – 16 października 1998, Zakopane

Int. Conf. on Solid State Crystals

Inst. Fizyki Technicznej WAT; IFT WAT, Kaliskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 6859109, fax: (22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.

P, ang.

18 – 20 października 1998, Mądralin k. Otwocka

II Ogólnopolskie Seminarium Rozpraszania Neutronów

Polskie Towarzystwo Rozpraszania Neutronów i Inst. Energii Atomowej; prof. A. Czachor, tel.: (22) 779885, fax: (22) 779388, adr.el.: e08cza@cx1.cyf.gov.pl oraz prof. A. Szytuła, tel.: (12) 6336377 w. 546, fax: (12) 6337086, adr.el.: szytuła@if.uj.edu.

Z: 1.7.98, A: 1.9.98, U: 40, O: ok. 250 zł (z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1998 r. wynosi 13,50 zł za pół roku, 27,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.

3. Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkających w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).

4. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkających za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Taka sama zniżka (30%) przysługuje studentom, niezależnie od odsetka prenumeratorów w danym oddziale. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.

3. Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.

4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).

6. *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach, najlepiej w T_EX-u, w formacie MeX. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.

8. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

C. Radzewicz, P. Wiewiór – Ultrakrótkie impulsy laserowe	181
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
S. Dembiński – Droga życiowa Aleksandra Jabłońskiego	214
DYDAKTYKA FIZYKI	
W. Świątkowski – Doświadczenie Francka i Hertza: 85 lat później	221
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	226
RECENZJE	227
KRONIKA	230

CONTENTS

C. Radzewicz, P. Wiewiór – Ultra short laser pulses	181
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
S. Dembiński – Life and work of Aleksander Jabłoński	214
PHYSICS TEACHING	
W. Świątkowski – The Franck and Hertz experiment: 85 years after	221
MEETINGS AND CONFERENCES	226
REVIEWS	227
CHRONICLE	230

WKRÓTCE

- *Włodzimierz Zawadzki (laureat Medalu Smoluchowskiego) o półwzględności w półprzewodnikach*
- *Sztuka pomiaru stanów kwantowych*
- *Optyczne szczypczyki i kluczyki*
- *Wspomnienia Jana Rzewuskiego*
- *Stanisław Hałas – Od odkrycia polonu i radu do wyjaśnienia rozgałęzionego rozpadu potasu-40*
- *Mojżesz Doliny Krzemowej*
- *Frank Wilczek – Kolor rusza w pole*