

# Umiłowanie dokładności\*

Theodor W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching  
oraz Wydział Fizyki, Ludwig-Maximilians-Universität München, Niemcy

---

Passion for precision

---

*Nobel Lecture, 8 December 2005, Stockholm*

## Wstęp

W naszym świecie, tak złożonym i ulegającym ciągłym zmianom, miło jest wiedzieć, że są wielkości fizyczne, których wartości daje się mierzyć i przewidywać z bardzo dużą dokładnością. Dokładne pomiary zawsze mnie pociągały jako jedno z najpiękniejszych aspektów fizyki. Mając lepsze narzędzia pomiarowe, można sięgnąć tam, gdzie jeszcze nikt nie mógł dotrzeć. Nieraz już się zdarzyło, że pozornie nieistotne różnice wartości zmierzonych i wyznaczonych teoretycznie doprowadziły do znacznego rozwoju podstaw wiedzy. Narodziny współczesnych nauk przyrodniczych są nierozdzielnie związane ze sztuką dokładnych pomiarów.

Odkąd Galileo Galilei i Christiaan Huygens zbudowali zegar wahadłowy, czas i częstość są wielkościami, które potrafimy mierzyć najdokładniej. Dobrą taktyką pomiarową, umożliwiającą uzyskanie dużej dokładności, jest dziś często zastąpienie pomiaru jakiejś wielkości fizycznej, np. długości czy napięcia, pomiarem częstości. To właśnie miał na myśli mój przyjaciel i mistrz, Arthur Schawlow, gdy radził swym studentom z Uniwersytetu Stanforda: „Mierzcie zawsze tylko częstość!”. Pomiar częstości, polegający na zliczaniu drgań w pewnym przedziale czasu, jest w swej istocie cyfrowy, co mu zapewnia niezależność od wielu źródeł szumu. Od dawna istnieją liczniki elektroniczne działające nawet w zakresie częstości mikrofalowych. XIII Generalna Konferencja Miar zdefiniowała w 1967 r. sekundę, naszą jednostkę czasu, jako czas, w którym w cezowym zegarze atomowym zachodzi 9 192 631 770 drgań związanych z przejściem nadsubtelnym w stanie podstawowym atomu  $^{133}\text{Cs}$ . Dziś, po 50 latach nieustannych ulepszeń, cezowe zegary atomowe, w których wykorzystuje się to przejście mikrofalowe, mają dokładność sięgającą piętnastej cyfry znaczącej [1].

Jeszcze większej dokładności spodziewamy się po przyszłych zegarach atomowych, w których rolę waha-  
dła przejmą przejścia optyczne, tzn. przejścia atomowe

lub jonowe o częstości światła. Dzięki dzieleniu mierzonego odstępu czasu na odcinki około stu tysięcy razy krótsze niż dotychczas, zegary takie mają znacznie ulepszyć pomiary czasu i częstości. Niezbędny do tego „mechanizm zegarowy”, którego od dawna poszukiwano, można już dziś uzyskać dzięki wykorzystaniu grzebienia częstości laserów femtosekundowych – superdokładnego narzędzia pomiarowego, które umożliwia bezpośrednio, spójne powiązanie oraz porównanie ze sobą częstości optycznych i mikrofalowych. Laserowe grzebienie częstości mogą być niezwykle użyteczne w nowych sprawdzianach podstawowych praw fizyki. Dokładne porównanie optycznych częstości rezonansowych w atomie wodoru i innych atomach z mikrofalową częstością cezowego zegara atomowego już pozwoliło wyznaczyć nowe granice możliwych dowolnych zmian podstawowych stałych fizycznych. Wytwarzanie wysokich harmonicznych promieniowania optycznego umożliwia zastosowanie metody grzebienia częstości w skrajnym (próżniowym) nadfiolecie, a więc wykorzystanie w tym zakresie metod dokładnej spektroskopii laserowej. Metoda grzebienia częstości jest też kluczem do badań w zakresie attosekundowym, gdyż pozwala sterować polem elektrycznym ultrakrótkich impulsów laserowych.

Grzebienie częstości laserów femtosekundowych wyróżniono w uzasadnieniu przyznania Nagrody Nobla z fizyki za 2005 r. Choć powstały zaledwie ok. 7 lat temu, są już dziś standardowym narzędziem w dokładnej spektroskopii i pomiarach częstości optycznych, stosowanym w laboratoriach na całym świecie. Bardzo szybko na rynku pojawiły się komercyjne przyrządy pomiarowe, a metoda grzebienia częstości została obszernie opisana w artykułach przeglądowych i monografiach [2–4]. W tym wykładzie przedstawię rozwój tych fascynujących metod pomiaru czasu i częstości tak, jak sam go widziałem. Nie będzie to oczywiście przegląd wyczerpujący – skupię się na wybranych pracach, które wyznaczały moją własną krętą ścieżkę do zrozumienia badanych zjawisk.

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2005 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2005 by the Nobel Foundation]

## Narodziny bezdopplerowskiej spektroskopii laserowej

Spektroskopia laserowa o dużej zdolności rozdzielczej i w ogóle dokładne pomiary spektroskopowe pociągały mnie od czasu studiów na Uniwersytecie w Heidelbergu. Wykonując pracę dyplomową, a potem doktorską, pracowałem z laserami helowo-neonowymi w zespole Petera Toschka w Instytucie Fizyki Stosowanej kierowanym przez Christopha Schmelzera. Moją uwagę przyciągnęło wąskie, centralne minimum Lamba, zaobserwowane po raz pierwszy przez Abrahama Szöke i Ali Javana podczas przestrajania jednomodowego lasera gazowego w zakresie dopplerowskiego profilu wzmocnienia [5]. Istnienie takiego minimum przewidywała półklasyczna teoria lasera, dzieło Willisa Lamba [6]. Pierwsze proste wyjaśnienie tego zjawiska, wykorzystujące pojęcia nasycenia oraz „wypalania dziur” w widmie fali stojącej w rezonatorze lasera, podał Bill Bennett [7]. Inni badacze, m.in. John Hall, Wieniamin Czebotajew i Christian Bordé, wykryli wkrótce potem „odwrócone minima Lamba”, umieszczając w rezonatorze lasera gaz, którego cząsteczki pochłaniały promieniowanie [8]. Patrząc na tak niespotykane wąskie linie w widmie, można było niemal fizycznie „wyczuć nosem” rewolucję w spektroskopii laserowej, jaka miała zajść w ciągu kilku kolejnych lat. Jednak w owym czasie bezdopplerowskie metody spektroskopowe można było wykorzystać do badania zaledwie kilku przejść w laserach gazowych oraz cząsteczkowych linii absorpcyjnych o akurat takiej samej długości fali. W moich pracach z Peterem Toschkiem badałem interferencję kwantową przejść sprzężonych w trójpoziomowych układach atomowych [9,10], stwierdzając istnienie zjawisk uznanych ostatnio za ważne, takich jak akcja laserowa bez inwersji obsadzeń i indukowana elektromagnetycznie przezroczystość. One też są istotne dla zrozumienia spowalniania światła.

W roku 1970 rozpocząłem staż podoktorski u Arthura L. Schawlowa na Uniwersytecie Stanforda. Współpracując z jednej strony z Peterem Smithem, wówczas z Berkeley [11], z drugiej z Markiem Levensonem ze Stanforda [12], udoskonaliłem nową metodę bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej, która nie wymaga umieszczenia próbki w rezonatorze lasera. Wkrótce potem udało mi się zbudować szeroko przestrajalny impulsowy laser barwnikowy pompowany laserem azotowym, który był tak monochromatyczny, że pozwalał na zastosowanie metody bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej do badania dowolnej atomowej linii rezonansowej [13,14]. Szeroko przestrajalną akcję laserową w ciekłych roztworach barwników organicznych odkryli w 1966 r. niezależnie Fritz Schäfer [15] i Peter Sorokin [16].

## Spektroskopia laserowa atomu wodoru

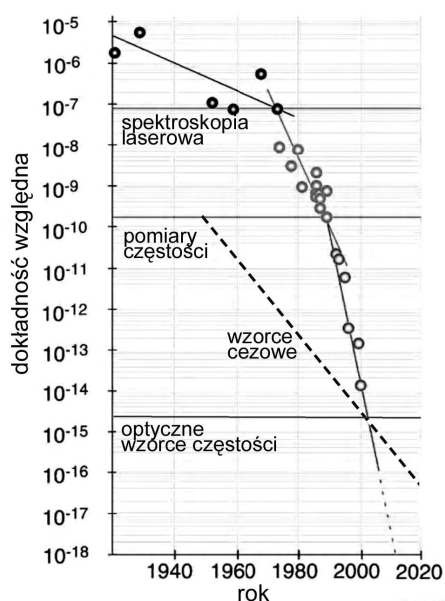
Arthur Schawlow zaproponował, abyśmy w Stanfordinie wykorzystali naszą metodę do badania czerwonej linii  $\alpha$  serii Balmera w widmie atomu wodoru, która była głównym obiektem zainteresowania spektroskopii atomowej w latach trzydziestych XX w. ze względu na podejrze-

nia o niezgodność obserwowanego kształtu linii z przewidywaniami relatywistycznej teorii kwantowej Diraca [17]. W owych czasach można było zarejestrować jedynie szeroką linię o nierozdzielonych składowych struktury subtelnej, gdyż rozszerzenie dopplerowskie jest szczególnie duże dla lekkich atomów wodoru. Spektroskopia najprostszego z atomów – wodoru – od dawna odgrywa kluczową rolę w historii fizyki atomowej. Seria Balmera w zakresie widzialnym, umożliwiając rozszyfrowanie praw fizyki kwantowej, stała się odpowiednikiem kamienia z Rosetty. Wyniki jej badań były inspiracją dla przełomowych odkryć Nielsa Bohra, Arnolda Sommerfelda, Louis de Broglie’a, Erwina Schrödingera, Paula Diraca czy nawet prac Willisa Lamba, które dały podstawy współczesnej elektrodynamiki kwantowej.

W roku 1972 doktorant Issa Shahin i ja przedstawiliśmy z dumą Arthurowi Schawlowowi bezdopplerowskie widmo nasyceniowe czerwonej linii  $\alpha$  serii Balmera, zarejestrowane przy użyciu naszego przestrajalnego impulsowego lasera barwnikowego [18]. W tym wysokorozdzielczym widmie optycznym ujawniło się wyraźnie przesunięcie Lamba poziomom  $2S$ , tzn. rozszczepienie poziomów  $2S_{1/2}$  i  $2P_{1/2}$ , które według teorii Diraca powinny być zdegenerowane. Był to początek długiej historii dokładnych badań spektroskopowych widma atomu wodoru, które umożliwiły niezwykle wzrost jakości porównania doświadczenia z teorią. Badania te trwają do dziś. Były one inspiracją wielu ulepszeń metod spektroskopowych, w tym pierwszej koncepcji laserowego chłodzenia gazów atomowych [19], a ostatnio – grzebienia częstości laserów femtosekundowych.

Na rysunku 1 pokazano, jak z upływem czasu polepszała się dokładność pomiarów spektroskopowych dla atomu wodoru [20]. Klasyczne metody spektroskopowe charakteryzowały się dokładnością względną rzędu  $10^{-6}$ – $10^{-7}$ , ograniczoną przez dużą szerokość dopplerowską linii widmowych wodoru. Granicę tę pokonaliśmy w 1971 r. w Stanfordinie, wykorzystując metody nieliniowe i przestrajalne lasery barwnikowe. Niebawem dołączyły do nas inne zespoły badawcze, przede wszystkim z New Haven, Oksfordu i Paryża, co doprowadziło w ciągu następnych 20 lat do zwiększenia dokładności o trzy rzędy wielkości. Około roku 1990 dotarliśmy do nowej granicy, związanej z niemożnością polepszenia pomiaru długości fali światła ze względu na nieuniknione geometryczne zniekształcenia czoła fali. Zejście do dokładności rzędu  $10^{-10}$  stało się możliwe, gdy zorientowaliśmy się, że należy mierzyć częstość, a nie długość fali światła, i nauczyliśmy się robić to coraz lepiej. W roku 2003 osiągnęliśmy dokładność względną  $1,4 \cdot 10^{-14}$  [21]. Dalszy postęp okazał się jednak trudny, gdyż napotkaliśmy kolejną granicę, wynikającą z dokładności, z jaką znamy jednostkę czasu – sekundę. Cezowe zegary atomowe ulepszano stale przez ostatnie 50 lat [1], jak pokazuje linia przerywana na rys. 1, lecz dalszy rozwój ich konstrukcji jest już mało prawdopodobny. Współczesne metody pomiaru częstości światła dają jednak nadzieję na skonstruowanie optycznych zegarów atomowych, wykorzystujących ostre linie atomowe

w widmach chłodzonych i pułapkowanych jonów, atomów oraz cząsteczek. Tego rodzaju zegary mogą umożliwić pomiary spektroskopowe z dokładnością względną  $10^{-18}$  lub nawet lepszą.



Rys. 1. Dokładność względną optycznych pomiarów spektroskopowych dla atomu wodoru w ciągu ostatnich 80 lat. Przemówne zmiany zaszły we wczesnych latach 70., gdy powstała bezdopplerowska spektroskopia laserowa, i we wczesnych latach 90., gdy rozwinięto pomiary częstotliwości optycznych. Dokładność tych ostatnich dotrze wkrótce do granic czułości cezowych wzorców atomowych. Rozwój optycznych wzorców częstotliwości powinien doprowadzić w przyszłości do gwałtownych postępów w tej dziedzinie.

Dla atomu wodoru najlepszą rozdzielczość można uzyskać, badając w nadfiolecie przejście dwufotonowe  $1S-2S$ , dla którego naturalna szerokość linii wynosi zaledwie 1 Hz. Jeśli przejście to wzbudzamy przy użyciu dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych, to przesunięcia dopplerowskie pierwszego rzędu się znoszą, co pierwszy zauważył Wieniamin Czebotajew [22]. Takie bezdopplerowskie widma zarejestrowaliśmy po raz pierwszy w Stanfordzie w 1975 r. [23]. W Garching badamy to przejście w wiązce zimnych atomów wodoru, kierując wzbudzającą wiązkę laserową wzdłuż wiązki atomowej [21]. Od roku 1986 wielu doktorantów i młodych badaczy przyczyniło się w istotny sposób do postępu w tej dziedzinie.

Atomy wodoru wytwarza się dziś przez dysocjację mikrofalową cząsteczek, a następnie ochładza do temperatury ok. 6 K w zderzeniach ze ściankami dyszy połączonej z kriostatem helowym. Bezdopplerowskie wzbudzenie dwufotonowe uzyskuje się wzdłuż wiązki atomowej w fali stojącej o długości fali 243 nm, wprowadzając promieniowanie drugiej harmonicznej światła z lasera barwnikowego do rezonatora umieszczonego w komorze próżniowej. Atomy wzbudzone do stanu metatrwałego  $2S$  przebywają drogę ok. 10 cm, po czym poddaje się je działaniu

pola elektrycznego, które powoduje ich powrót do stanu podstawowego, i rejestruje fotony linii  $\alpha$  serii Lymana, leżącej w nadfiolecie próżniowym. Wiązkę światła z lasera przesłania się okresowo za pomocą przerywacza i mierzy liczby fotonów odpowiadające różnym czasom opóźnienia. Wybierając atomy powolne, dla których opóźnienie wynosi 1,3 ms, otrzymuje się szerokość linii o długości fali 243 nm równą ok. 530 Hz, co odpowiada rozdzielczości  $4,3 \cdot 10^{-13}$ . Do pomiaru położenia linii z dokładnością do 1% podanej szerokości potrzebna byłaby rozdzielczość  $5 \cdot 10^{-15}$ .

## Pomiar częstotliwości w zakresie optycznym

Obserwacja wąskich linii rezonansowych metodami nieliniowej spektroskopii laserowej z rozdzielczością znacznie lepszą od rozdzielczości granicznej metod interferometrycznych już dość dawno wskazała na konieczność rozwoju metod pomiaru częstotliwości, a nie długości fali światła. Poszukiwanie takich metod ma historię niemal tak długą, jak sam laser. Ali Javan, jeden z konstruktorów lasera helowo-neonowego, jako pierwszy przy użyciu płytki światłodzielną nalożył na siebie wiązki z dwóch laserów i za pomocą detektora zarejestrował dudnienia, podobne jak w przypadku interferencji fal dźwiękowych wysyłanych przez dwa kamertony [24]. Był to wynik zupełnie nieoczekiwany, wykazujący, że światło z lasera ma właściwości podobne do klasycznej fali radiowej. Fala z lasera musi więc być spójna, tzn. mieć dobrze określoną fazę i amplitudę, tak że powinno być możliwe zliczanie jej maksimów. Problem w tym, że w fali świetlnej zachodzi ok.  $5 \cdot 10^{14}$  drgań na sekundę, a nie mamy aż tak szybkich detektorów i układów elektronicznych, nie da się zatem zbudować częstotściomierza w zakresie optycznym.

We wczesnych latach sześćdziesiątych Ali Javan rozpoczął w MIT badania mające na celu przeniesienie metod pomiaru częstotliwości mikrofal do optycznego zakresu widma. Próbował wykorzystywać włosowe kontakty punktowe metal–izolator–metal jako nadajniki, detektory i mieszacze dla fal z lasera wysyłającego promieniowanie podczerwone. Elementy takie zastosowali potem John Hall i Ken Evenson w National Bureau of Standards (NBS, obecnie NIST) w Boulder w pierwszym łańcuchu harmonicznych częstotliwości laserowych użytym do wyznaczenia prędkości światła drogą pomiaru zarówno długości fali, jak i częstotliwości stabilizowanych względem linii metanu laserów helowo-neonowych o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$  [25]. Ów łańcuch był bardzo złożoną aparaturą, skonstruowaną do pomiaru tylko jednej częstotliwości optycznej, w związku z czym zbudowano zaledwie kilka takich układów pomiarowych – w najlepiej wyposażonych laboratoriach metrologicznych. Łańcuch z NBS w Boulder tak udoskonalono we wczesnych latach osiemdziesiątych, że częstotliwości pewnych widzialnych linii lasera helowo-neonowego stabilizowanego względem linii jodu można było wyznaczać z dokładnością względną  $10^{-10}$ . Te osiągnięcia sprawiły, że na XVII Generalnej Konferencji Miar w 1983 r. zmieniono definicję metra, przyjmując, że prędkość światła w próżni c

wynosi dokładnie 299 792 458 m/s. Metr jest więc teraz drogą przebywaną przez światło w czasie 1/299 792 458 sekundy. Długość fali  $\lambda$  światła (np. z lasera) w próżni można zatem obecnie wyznaczyć, mierząc jego częstość  $\nu$  i korzystając z zależności  $\nu\lambda = c$ .

Skomplikowany łańcuch częstości z NBS przestał niestety działać wkrótce po przyjęciu tej definicji i przez następnych 10 lat nie było w Stanach Zjednoczonych ani jednego laboratorium, w którym można byłoby z niej skorzystać. W Europie istniało kilka takich laboratoriów, przede wszystkim w Obserwatorium Paryskim (obecnie w LNE-SYRTE) oraz w PTB (niemieckim urzędzie miar) w Brunshwiku. W artykule opublikowanym na początku 1996 r. [26] zespół z PTB doniósł o pierwszym spójnym fazowo pomiarze częstości promieniowania widzialnego. Aby porównać częstość czerwonej linii interkombinacyjnej wapnia z częstością mikrofalową cezowego zegara atomowego, zbudowano niezwykle skomplikowany łańcuch częstości zajmujący trzy wielkie laboratoria w dwóch osobnych budynkach. W celu uzyskania dostatecznej stałości fazy częstość zegara powiązano najpierw z częstością 100 MHz stabilnego generatora kwarcowego. Następnie zbudowano łańcuch obejmujący całe widmo promieniowania elektromagnetycznego. W każdym kroku wytwarzano pewną harmoniczną w odpowiednim układzie nieliniowym, dbając o to, by utrzymać moc wystarczającą do wykonania kolejnego kroku (korzystano przy tym z generatorów fazoczulych). Aby osiągnąć wymaganą częstość końcową przy użyciu pewnej liczby generatorów częstości pośrednich, trzeba było rozwiązać trudną łamiącą główkę.

Było rzeczą jasną, że nie stać nas na zbudowanie takiego łańcucha harmonicznymi częstościami lasera na potrzeby doświadczeń z wodorem w Garching. W roku 1988 wymyśliłem prostsze rozwiązanie w postaci łańcucha przedziałów częstości, w którym operuje się różnicami częstości, a nie samymi częstościami, tak że cały czas pozostaje się w wygodnym zakresie widma, np. w bliskiej podczerwieni, gdzie można stosować niewielkie lasery diodowe [27]. Podstawowym elementem takiego łańcucha jest dzielnik przedziału częstości, który stanowi laser w pętli sprzężenia zwrotnego wymuszającej jego działanie z częstością równą średniej arytmetycznej dwóch częstości wejściowych. W tym celu porównuje się drugą harmoniczną lasera głównego z sumą dwóch częstości wejściowych, wytworzoną w nieliniowym kryształku optycznym. Łańcuch  $n$  takich dzielników dzieli duży przedział częstości przez  $2^n$ . Aby zmierzyć bezwzględną częstość lasera  $\nu$ , można zacząć od przedziału wyznaczonego przez  $\nu$  oraz drugą harmoniczną  $2\nu$ , o rozpiętości równej właśnie częstości  $\nu$ . Po podziale tego przedziału na pół np. 15 razy dostajemy przedział częstości tak mały, że za pomocą szybkiego fotodetektora można już zaobserwować dudnienia fal o częstościach skrajnych i zmierzyć ich częstość przy użyciu częstościomierza z zakresu mikrofal. Działanie takiego dzielnika zademonstrowałem po raz pierwszy w 1990 r. [28] wraz z Haraldem Telle, który przeszedł do nas z PTB, oraz Dieterem Meschede.

Nie zbudowaliśmy nigdy pełnego częstościomierza optycznego, lecz tylko łańcuch czterech dzielników do pomiaru częstości z przedziału 1 THz, który był nam potrzebny do porównania częstości przejścia 1S–2S w wodrze z częstością (z zakresu podczerwieni) stabilizowanego względem linii metanu lasera helowo-neonowego o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$ , co miało być punktem wyjściowym naszego krótkiego łańcucha częstości harmonicznymi lasera [29]. Ta pośrednia częstość odniesienia musiała być wielokrotnie porównywana z częstością zegara cezowego w Brunshwiku przy użyciu łańcucha z PTB. W roku 1997 ustanowiliśmy nowy rekord dokładności pomiaru częstości optycznej, wyznaczając częstość przejścia 1S–2S w nadfiolecie z dokładnością względną  $3,7 \cdot 10^{-13}$  [29]. Korzystając z tej wartości oraz z innych pomiarów spektroskopowych dla wodoru, wyznaczyliśmy nową wartość stałej Rydberga, która pozwala porównywać częstości wszystkich przejść spektroskopowych i jest najdokładniej znaną podstawową stałą fizyczną. Potrafilismy też wyznaczyć przesunięcie Lamba dla stanu podstawowego 1S tak dokładnie, by stworzyć nowy, rygorystyczny sprawdzian elektrodynamiki kwantowej stanów związanych. Ponadto, zakładając poprawność elektrodynamiki kwantowej, wyznaczyliśmy nową wartość średniego kwadratowego promienia ładunku protonu i promienia struktury deuteronu [29,30]. Byliśmy bardzo dumni z tego, że w doświadczeniu wykonanym w zwykłym laboratorium uzyskaliśmy dokładność o rząd wielkości lepszą niż w doświadczeniach z rozpraszaniem elektronów wykonywanych przy dużych akceleratorach.

Wkrótce wiele laboratoriów metrologicznych podjęło budowę częstościomierzy optycznych wykorzystujących optyczne dzielniki przedziałów częstości. W Garching zajmowaliśmy się też elektrooptycznymi generatorami grzebieni częstości, udostępnionymi nam uprzejmie przez Motonobu Kourogiego. Układy takie wytwarzają grzebień równoodległych modulacyjnych pasm bocznych obejmujący zakres kilku teraherców [31]. Wykorzystanie takiego grzebienia elektrooptycznego w ostatnim kroku łańcucha mogłoby umożliwić zbudowanie częstościomierza zawierającego tylko sześć lub siedem dzielników przedziałów częstości. Podczas długiego pobytu w Garching Motonobu Kourogi nauczył nas, jak rejestrować nawet bardzo słabe linie grzebienia, korzystając z detekcji heterodynowej, co pozwala zwiększyć stosunek sygnału do szumu dzięki kompensacji detektorów optycznych i użyciu regulowanych dzielników wiązki. Wkrótce udało nam się bezpośrednio porównać dokładność tego generatora grzebienia częstości i naszego łańcucha dzielników przedziałów częstości [32].

Poszukując najlepszego sposobu dokładnego pomiaru częstości w zakresie optycznym, próbowano wielu różnych metod, m.in. interferometrii modulowanych fal laserowych [33,34] i podziału częstości za pomocą fazoczulych optycznych generatorów parametrycznych [35]. David Wineland proponował synchronizację ruchu cyklotronowego pojedynczego elektronu za pomocą fali z lasera [36]. Wkrótce jednak wszystkie te pomysły przeszły do lamusa.



rozszczenia solitonowego, tworzenia się fali uderzeniowej i innych zjawisk nieliniowych. Z falowodu wychodzi światło białe, które można rozszepić na całą tęczę barw za pomocą siatki dyfrakcyjnej. Nie jest to jednak zwykłe światło białe. Procesy rozszerzania widma są w tym przypadku tak powtarzalne, że kolejne impulsy mają skorelowane fazy i mogą ze sobą interferować, tak że powstaje grzebień złożony z setek tysięcy ostrych linii widmowych.

Bardzo dokładną równość odstępów linii i częstości repetycji  $\nu_r$  potwierdzono już w wielu doświadczeniach. Pomiar przesunięcia częstości  $\nu_{no}$  jest szczególnie łatwy dla grzebieni pokrywających więcej niż oktawę. Wystarczy wybrać kilka tysięcy linii grzebienia z czerwonego końca jego widma i skierować je na kryształ podwajający częstość, by uzyskać grzebień, w którym przesunięcie częstości jest równe  $2\nu_{no}$ . Zdudnienie linii tego grzebienia z liniami grzebienia pierwotnego z niebieskiego końca jego widma daje bezpośrednio przesunięcie  $\nu_{no}$ . Gdy już znamy tę częstość, możemy ją regulować, np. dobierając dyspersję w rezonatorze lub zmieniając moc pompowania. Można nawet w ten sposób sprowadzić  $\nu_{no}$  do zera, tak by częstości linii grzebienia były dokładnymi wielokrotnościami częstości repetycji lasera  $\nu_r$ .

Wszystkie fale świetlne traktowaliśmy dotąd jak klasyczne fale elektromagnetyczne. Cechy kwantowe grzebieni częstości – spodziewane korelacje szumu związane z fotonami i ich splątaniem – nie były dotychczas badane. Ich analiza może stać się źródłem nowej, bogatej dziedziny badań.

Laserowe grzebień częstości umożliwiają bezpośrednio powiązanie częstości światła i mikrofal. Można z tego korzystać w obie strony. Jeśli wykorzystamy cezowy zegar atomowy do pomiaru częstości repetycji  $\nu_r$  lub do sterowania nią, to otrzymamy kilkaset tysięcy ostrych linii widmowych o częstościach określonych przez pierwotny wzorec czasu. Mogą one służyć jako częstości odniesienia. Możemy wówczas wyznaczyć częstość dowolnej linii, mierząc najpierw jej długość fali w tradycyjnym doświadczeniu, dostatecznie dokładnie na to, by znaleźć liczbę  $m$  odpowiadającą najbliższej linii grzebienia. Odstęp szukanej częstości od częstości tej linii odniesienia można wyznaczyć, mierząc częstość dudnień częstościomierzem mikrofalowym. Z drugiej strony jako linię odniesienia można wybrać wąską linię optyczną, np. zimnego jonu w pułapce, zimnego atomu lub spowolnionej cząsteczki, i dopasować do niej najbliższą linię grzebienia. Częstości wszystkich pozostałych linii są wówczas wymiernymi krotnościami optycznej częstości odniesienia, a częstość repetycji – jej dokładnie znanym ułamkiem.

Grzebień częstości są syntetyzatorami równoważnymi setkom tysięcy działających jednocześnie superstabilnych i dokładnie zestrojonych laserów. W połączeniu z nieliniowymi generatorami częstości sumacyjnych i różnicowych mogą być użyte do dokładnych pomiarów dowolnej częstości z zakresu od fal radiowych do bliskiego nadfioletu. Stanowią dzięki temu od dawna poszukiwany element budowy optycznych zegarów atomowych. Mogą być nawet wykorzystane do wytwarzania mikrofal o nie-

zwykłej stałości fazy [41]. Jako źródła stabilnych fazowo impulsów femtosekundowych otwierają fascynujące pole badań zjawisk w zakresie attosekundowym [42]. Wraz z towarzyszącą im elektroniką syntetyzatory z grzebieniem częstości są przyrządami pomiarowymi względnie prostymi, trwałymi i coraz łatwiejszymi w użyciu.

### Taki prosty pomysł! Dlaczego tyle to trwało?

Z perspektywy czasu idea grzebienia częstości optycznych wydaje się bardzo prosta, niemal oczywista. Dlaczego więc wszyscy specjaliści, także w naszym laboratorium, przez tyle czasu zmagali się ze znacznie bardziej kłopotliwymi w użyciu łańcuchami częstości harmonicznych lasera?

Główną przyczyną było chyba to, że w gruncie rzeczy nikt nie wierzył, iż takie układy mogą naprawdę działać. Tyle było argumentów za tym, że bezpośrednio – w jednym kroku – powiązanie częstości radiowych i optycznych jest niemożliwe. Szum fazowy nawet najlepszych generatorów kwarcowych jest tak duży, że powinien całkowicie zniszczyć strukturę grzebienia, gdyby jakoś udało się przez mnożenie jego częstości dotrzeć do widzialnego zakresu widma. Łańcuch częstości harmonicznych działa, gdyż generatory pośrednie pełnią funkcję filtrów szumu fazowego i elektromagnetycznych „kół zamachowych”, dzięki którym „zapaść spójności” nie zachodzi [43].

Innej przyczyny można upatrywać w tym, że już na początku badań laserowych powstały dwie oddzielne społeczności badaczy. Jedni, zainteresowani dokładną spektroskopią o dużej zdolności rozdzielczej, skupili się na doskonaleniu stabilizacji częstości laserów pracy ciągłej. Drudzy zajmowali się wymyślaniem finezyjnych metod wytwarzania coraz krótszych impulsów przy użyciu laserów z synchronizacją modów. Te szerokie widmowo impulsy wykorzystywali do badania superszybkich zjawisk w półprzewodnikach i cieczach oraz dynamiki reakcji chemicznych czy wytwarzania bardzo silnych impulsów z myślą o badaniu plazmy. Obie społeczności jeździły na własne, odrębne konferencje i żadna z nich nie odczuwała większej potrzeby interesowania się postęпами drugiej.

Jeśli chodzi o mnie, nie mogę tak się tłumaczyć. Już od czasu pierwszych doświadczeń z wielomodowymi laserami helowo-neonowymi [44] wiedziałem, że mody podłużne lasera są dobrze określone i że ich fazy można ze sobą sprząć w celu wytworzenia krótkiego impulsu obiegającego rezonator [45,46]. Kilka lat później znacznie krótsze impulsy uzyskano przy użyciu szerokopasmowych laserów barwnikowych, sprzęgając ich mody osiowe za pomocą nasycalnego pochłaniacza lub przez synchroniczne pompowanie modulowanym laserem argonowym [47]. W połowie lat siedemdziesiątych, w Stanfordzie, zaciekał mnie pomysł zastosowania wzbudzenia ramsayowskiego za pomocą spójnego ciągu impulsów świetlnych do wysokorozdzielczych pomiarów spektroskopowych dla atomowych linii rezonansowych [48]. Rezonansowym wzbudzeniem impulsowym zajmował się wtedy także Michael Salour w MIT [49] i Wieniamin Czebotajew w Nowosybirsku [50]. Zachęcające wyniki wstępnych

doświadczeń z impulsami lasera barwnikowego wprowadzonymi do rezonatora biernego [48] doprowadziły naszą grupę do wykazania – wraz z doktorantem Jimem Ecksteinem i stypendystą Fundacji Lindemanna Allisterem Fergusonem – że synchronicznie pompowany pikosekundowy laser barwnikowy może wytwarzać stabilny, spójny fazowo ciąg impulsów, który wykorzystaliśmy następnie do bezdopplerowskiego dwufotonowego wzbudzenia atomów sodu [51]. Grzebień linii służył nam za linijkę częstości do pomiaru odstępów struktury subtelnej w atomach. Aby zwiększyć dokładność pomiarów, do modulacji naszego argonowego lasera pompującego zastosowaliśmy nie standardowy generator częstości radiowej, lecz wysokiej jakości syntetyzator częstości i stwierdziliśmy z satysfakcją, że działanie naszego lasera barwnikowego polepszyło się tak znacznie, że udało nam się jako pierwszym wytworzyć impulsy subpikosekundowe wprost z synchronicznie pompowanego lasera barwnikowego [52]. Powinniśmy byli wtedy sobie uprzytomnić, że układ o dużej stabilizacji częstości nadaje się też doskonale do wytwarzania ultrakrótkich impulsów świetlnych! Nasz grzebień częstości wykorzystaliśmy potem do bezdopplerowskiej spektroskopii polaryzacyjnej [53] oraz spektroskopii dwufotonowej [54]. W tym przypadku częstość lasera z synchronizacją modów była modulowana, przy czym relacje między fazami modów są takie, że natężenie jest stałe, a częstość lasera okresowo rośnie i maleje w sposób ciągły.

Wykonując te doświadczenia w Stanfordzie, byłem w pełni świadomy bolesnego faktu, że nie znamy dokładnych położenia linii naszego grzebienia, ponieważ dyspersja w rezonatorze lasera powoduje nieznaną przesunięcie fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu. Takie przesunięcie fazy sprawia, że całe widmo grzebienia jest przesunięte o nieznaną wartość  $\nu_{no}$ , co jest szczegółowo opisane w rozprawie doktorskiej Jima Ecksteina z 1978 r. [38]. Widmo naszego grzebienia obejmowało zakres zaledwie 800 GHz, tak że nie byliśmy w stanie zmierzyć przesunięcia częstości  $\nu_{no}$ . Z tego względu pod koniec lat siedemdziesiątych nie potrafiliśmy za pomocą naszego laserowego grzebienia mierzyć częstości optycznych w sposób bezwzględny.

Potrzebę wytworzenia jakimś sposobem znacznie szerszego grzebienia częstości uprzytomniłem sobie ponownie po moim powrocie do Niemiec w 1986 r. W roku 1990 opublikowałem projekt syntetyzatora impulsów subfemtosekundowych, w którym bardzo szeroki grzebień uzyskany byłby przez nałożenie na siebie częstości dwóch oddzielnych laserów pracy ciągłej z synchronizacją modów [55]. Na początku lat dziewięćdziesiątych technologia ultraszybkich laserów gwałtownie się rozwinęła po odkryciu przez Wilsona Sibbetta ze szkockiego Uniwersytetu w St Andrews synchronizacji modów przy użyciu soczewki kerrowskiej [56]. Wkrótce pojawiły się też na rynku femtosekundowe lasery tytanowo-szafirowe, dzięki którym wytwarzanie ultrakrótkich impulsów laserowych stało się znacznie prostsze niż poprzednio. Zafrapowany tymi nowymi źródłami, dyskutowałem w Garching z Peterem Lambropoulossem możliwość znalezienia jakiegoś bardzo nieliniowego zjawiska, jak jonizacja ponadprogowa

(ang. above threshold ionization, ATI), które byłoby zależne od fazy pola elektrycznego względem obwiedni impulsu, a zatem dawałoby się wykorzystać do pomiaru przesunięcia częstości linii grzebienia laserowego  $\nu_{no}$ . Wykonane wkrótce potem obliczenia wykazały, że takie zjawiska mogą być obserwowane tylko dla impulsów trwających najwyżej kilka okresów fali świetlnej [57]. Dziś takie źródła już istnieją, a charakterystyka fazowa ATI została zmierzona przez Gerharda Paulusa i Herberta Walthera [58]. W roku 1994 o przesunięciu fazy między falą nośną a obwiednią dyskutowałem też z Ferencem Krauszem z Politechniki Wiedeńskiej. Zespół Krausza zaobserwował jako pierwszy takie przesunięcia fazy impulsów w korelacyjnym doświadczeniu interferometrycznym w 1996 r. [59].

Przypominam sobie wystawę handlową w 1994 r., na której moją uwagę przykuł prezentowany tam femtosekundowy laser tytanowo-szafirowy z synchronizacją modów i wzmacniaczem regeneracyjnym (model Mira firmy Coherent). Jego wiązkę ogniskowano na szklanej płycie, a powstające widmo ciągle rozszczepiano za pomocą pryzmatu w całą tęczę barw. Takie impulsy światła białego, wytwarzane w wyniku samoogniskowania, automodulacji fazowej i innych zjawisk nieliniowych, od dawna wykorzystywano w superszybkich doświadczeniach pompa-sonda [60]. Zwróciło moją uwagę, że wiązka o barwnym widmie miała – jak wiązka lasera – strukturę plamkową, co wskazywało na dużą spójność przestrzenną światła. Przyszło mi do głowy, że przy użyciu takiego układu można byłoby wytworzyć grzebień częstości rozciągający się na więcej niż oktawę, o ile tylko udałoby się zapewnić dostatecznie dużą korelację kolejnych impulsów. Ten szeroki grzebień można byłoby następnie zastosować jako linijkę do pomiaru dużego odstepu między częstością lasera a jej drugą harmoniczną, równego samej częstości laserowej. Choć częstość repetycji lasera – kilkaset kiloherców – była zbyt mała z punktu widzenia doświadczeń z grzebieniem częstości, przyrząd tak mi się spodobał, że jeszcze w tym samym roku postanowiłem kupić go jako element wyposażenia naszego laboratorium metrologii częstości w Garching. Miałem cień nadziei, że może jakoś uda się wytworzyć światło białe wprost z impulsów lasera, bez użycia wzmacniacza regeneracyjnego, który znacznie zmniejsza częstość repetycji układu. Myślałem o wprowadzeniu ciągu impulsów do niewielkiego falowodu, wykonanego z silnie nieliniowego materiału optycznego, dzięki czemu uzyskanie mocy powyżej progu samoogniskowania nie byłoby konieczne.

Nie zajęliśmy się laserem femtosekundowym od razu, gdyż prace nad naszym alternatywnym podejściem opartym na podziale przedziału optycznego były już bardzo zaawansowane i dokładny pomiar częstości przejścia 1S–2S wydawał się bliski realizacji. Sądziliśmy też, że jeśli nie będziemy dysponować niezależną metodą potwierdzenia wyników uzyskanych za pomocą grzebienia częstości z lasera femtosekundowego, to rezultaty te mogą być uznane przez metrologów za niewiarygodne. Pomiaru dla wodoru ukończyliśmy ostatecznie w 1997 r. [29,30].

W lutym 1997 r. odwiedziłem LENS (Europejskie Laboratorium Spektroskopii Nieliniowej) we Florencji. Marco Bellini używał tam wzmocnionej wiązki femtosekundowego lasera tytanowo-szafirowego do wytwarzania impulsów o energii 1 mJ i częstotliwości repetycji 1 kHz. Jak to się zwykle robi w superszybkiej spektroskopii pompa–sonda, białe widmo ciągle uzyskiwał, ogniskując część wiązki lasera na cienkiej płytce z  $\text{CaF}_2$ . Zapytałem go, co by się stało, gdybyśmy rozdzielili wiązkę na dwie i zogniskowali je w dwóch przestrzennie rozdzielonych miejscach. Czy te dwa impulsy światła białego interferowałyby ze sobą?

Nieco wcześniej braliśmy obaj udział w doświadczeniu w Centrum Laserowym w Lund, w którym szukaliśmy odpowiedzi na to samo pytanie w badaniach nad wytwarzaniem wysokich harmonicznym światła w strumieniu gazu [61]. Marco miał ciągle na półce interferometr Michelsona z tamtego układu. Umieściliśmy go szybko w wiązce laserowej, nieco go rozjustowując, tak by dwie wiązki wychodziły z niego w nieco różnych kierunkach. Długość jednego z ramion interferometru dobraliśmy tak, by dwa zogniskowane impulsy docierały do płytki z  $\text{CaF}_2$  w dokładnie tej samej chwili. Widok stabilnych, niezwykle ostrych prążków interferencyjnych dla wszystkich barw widma wprost mnie zelektryzował. Zarejestrowałem je [62] podręcznym camcorderem, w który wyposażony był mój notebook [patrz okładka]. Impulsy światła białego musiały więc być zgodne fazowo z polem laserowym! Niezależnie od stopnia złożoności procesu wytwarzania światła o białym widmie ciągłym, musiał on być powtarzalny. Rozdzielenie takich impulsów w czasie, a nie w przestrzeni musiało prowadzić do interferencji w widmie, a zatem dawać bardzo szeroki grzebień częstotliwości.

30 marca 1997 r. skończyłem pisanie poufnego, 6-stronicowego projektu uniwersalnego grzebieniowego syntetyzatora częstotliwości optycznych, „który wytwarza szeroki grzebień ustalonych bezwzględnie, równoodległych znaczników częstotliwości obejmujących podczerwoną, widzialną i nadfioletowy zakres widma. W tym celu wytwarza się impulsy światła białego o częstotliwości repetycji  $\nu_r$ , ogniskując wiązkę lasera femtosekundowego z synchronizacją modów w falowodzie optycznym lub innym ośrodku o nieliniowej podatności trzeciego rzędu. Przesunięcie częstotliwości fali nośnej lasera względem obwiedni impulsu  $\nu_{no}$  jest rejestrowane w wyniku pomiaru częstotliwości dudnień impulsów światła białego i drugiej harmonicznej lasera”. Dzięki projektowanemu układowi samoreferencyjnemu przesunięcie częstotliwości  $\nu_{no}$  miało być wyznaczane bez dodatkowego lasera odniesienia. Poprosiłem moich współpracowników Thomasa Udem i Martina Weitzta, aby 4 kwietnia 1997 r. jako świadkowie podpisali każdą stronę projektu, co mogło być wymagane przy późniejszym wniosku patentowym.

Wkrótce podjęliśmy w Garching intensywną pracę nad pomiarami częstotliwości optycznych przy użyciu grzebienia częstotliwości z lasera femtosekundowego. Początkowo nie wiedzieliśmy, jak rozszerzyć widmo naszego lasera Mira na ponad oktawę, ale mogliśmy zawsze wykorzystać rozwią-

zanie z 1988 r. [27], tzn. mierzyć częstotliwość lasera barwnikowego, używanego do spektroskopii wodoru, stosując krótki, 2- lub 3-stopniowy łańcuch dzielników częstotliwości. Korzystając z niewielkich laserów półprzewodnikowych, moglibyśmy w ten sposób zmniejszyć przedział częstotliwości, tak by dało się go pokryć liniami naszego grzebienia. Z myślą o tym wszystkim Thomas Udem i Jörg Reichert badali widmo grzebienia z femtosekundowego lasera Mira. Nieco później dołączył do nich Ronald Holzwarth. W tym czasie w wielu laboratoriach na całym świecie pracowały już setki takich laserów, lecz były one używane głównie do badania zjawisk superszybkich. O ile nam wiadomo, nikt nie interesował się grzebieniem linii. Widmo grzebienia z naszego lasera femtosekundowego o częstotliwości repetycji 76,5 MHz było tak gęste, że nie mieliśmy w laboratorium spektrometru, w którym można byłoby rozdzielić jego linie składowe. Musieliśmy wobec tego skorzystać z detekcji heterodynowej, używając laserów diodowych pracy ciągłej w charakterze generatorów lokalnych. Wiazkę lasera diodowego i ciąg impulsów nakładaliśmy na siebie w płytce światłodzielnącej, po czym rejestrowaliśmy dudnienie za pomocą fotodiody lawinowej wyposażonej w filtry widmowe. Po zapewnieniu dostatecznej stabilności mechanicznej lasera femtosekundowego obserwowaliśmy stabilny grzebień linii. Następnie zmierzaliśmy ich odstęp. W tym celu sprzęgliśmy dwa lasery diodowe z dwiema dowolnie wybranymi liniami grzebienia i przy użyciu dzielnika częstotliwości optycznych wytwarzaliśmy dodatkową linię dokładnie w środku przedziału częstotliwości. Pomiar częstotliwości dudnień tej linii z najbliższą niej linią grzebienia wykazał – ku naszej radości – że linie grzebienia są idealnie równoodległe, z dokładnością względną rzędu  $10^{-17}$  nawet na skrzydłach widma emisyjnego [63].

Uzyskaliśmy w ten sposób pewność, że w grzebieniu częstotliwości lasera femtosekundowego z synchronizacją modów nie występuje „zapaść spójności”, a więc może on służyć jako linijka do pomiaru dużych przedziałów częstotliwości optycznych. W pierwszym tego typu doświadczeniu wyznaczyliśmy różnicę częstotliwości linii rezonansowej  $D_1$  cezu i czwartej harmonicznej linii o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$  lasera He–Ne stabilizowanego względem linii metanu, przy czym do kalibracji wykorzystaliśmy łańcuch harmonicznym częstotliwości laserowych z PTB w Brunshwiku [64]. Częstotliwość linii cezowej potrzebna była do wyznaczenia stałej struktury subtelnej  $\alpha$  na podstawie energii odrzutu zmierzonej metodą interferometrii atomowej w zespole Steve’a Chu w Stanfordzie. Doświadczenia te odbiły się wkrótce szerokim echem w mediach. Dzięki temu badacze zajmujący się pomiarami częstotliwości optycznych dowiedzieli się, że grzebień częstotliwości z laserów femtosekundowych stanowią potężne narzędzia pomiaru częstotliwości światła.

Następnie postawiliśmy sobie ambitniejszy cel bezwzględnego pomiaru częstotliwości lasera barwnikowego o długości fali 486 nm, używanego przez nas do badania przejścia 1S–2S w wodorze. Do tego czasu udało nam się już przy użyciu automodulacji fazowej w krótkim, standardowym falowodzie optycznym rozszerzyć do 60–70 THz

grzebień częstości naszego lasera z synchronizacją modów. Postanowiliśmy nie budować kilku kolejnych dzielników częstości, lecz w tym pierwszym doświadczeniu, mającym na celu ukazanie możliwości metody, zastosować nieco wygodniejsze rozwiązanie. Niewielkie modyfikacje naszego spektrometru do badań wodoru [29] pozwoliły wytworzyć częstości będące ułamkami  $4/7$  oraz  $1/2$  częstości lasera barwnikowego, a ich odstęp dało już się pokryć grzebieniem naszego lasera femtosekundowego [65,66]. Laser He-Ne stabilizowany względem linii metanu służył nam teraz jako część dzielnika przedziału częstości, a nie jako pośredni wzorzec częstości. Przy tym naszym pierwszym bezwzględny pomiarze częstości wzorcem pierwotnym był komercyjny cezowy zegar atomowy firmy Hewlett-Packard, służący nam do wyznaczenia częstości repetycji impulsów  $\nu_r$  oraz przesunięcia  $\nu_{no}$  [65]. Pomiar odstępu częstości optycznych pozwalał uzyskać w sposób bezwzględny częstość lasera barwnikowego i częstości wszystkich linii grzebienia. Położeniem linii grzebienia potrafilimy już wtedy sterować, gdyż nauczyliśmy się zmieniać przesunięcie częstości  $\nu_{no}$  w naszym laserze tytanowo-szafirowym Mira, pochylając zwierciadło wyjściowe, przy którym widmo wiązki było nieznacznie rozszczepione za pomocą pary pryzmatów wstawionych do rezonatora. Dzięki temu jako pierwszym udało nam się wytworzyć impulsy lasera femtosekundowego o regulowanym przesunięciu fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu.

W październiku 1998 r. z dumą pokazaliśmy nasze doświadczenie Normanowi Ramsayowi, który przyjechał do Instytutu Maksa Plancka jako członek jego rady naukowej. Po raz pierwszy byliśmy w stanie porównać częstość przejścia 1S–2S w wodrze z częstością cezowego zegara atomowego we własnym laboratorium bez olbrzymiego łańcucha częstości harmonicznych lasera. Nieco później pokazaliśmy te wyniki Johnowi Hallowi, który przyjechał do Monachium na konferencję poświęconą pamięci naszego wspólnego przyjaciela Wieniamina Czebotajewa. John szybko stał się żarliwym entuzjastą tego rozwiązania, które nazywał „wariacką metodą, która odesłała do lamusa wszystko, nad czym trudziliśmy się tyle czasu”. Zaczął też budować w Boulder bardzo profesjonalny zespół do badań nad grzebieniami częstości laserów femtosekundowych i namówił swego współpracownika z JILA Steve’a Cundiffa, który zdobył w Laboratoriach Bella wielkie doświadczenie w zakresie laserów femtosekundowych, aby odwiedził nas w Garching wiosną 1999 r. Coraz silniejsza rywalizacja wyraźnie przyczyniła się do gwałtownego rozwoju nowych metod badawczych w najbliższych miesiącach i eksplozji ich nowych zastosowań w kolejnych latach [3].

Aż do lata 1999 r. mieliśmy poczucie, że tylko my się bawimy nowym grzebieniem femtosekundowym. Thomas Udem przedstawił nasze doświadczenia w końcu roku 1998 na konferencji w Perth w Australii [43], lecz z opublikowaniem naszej pierwszej pracy o „pomiarze częstości światła przy użyciu lasera z synchronizacją modów” [67] zwlekaliśmy aż do złożenia naszego pierwszego wniosku

patentowego w marcu 1999 r., gdyż prawo niemieckie wymaga, by patentowany wynalazek nie był uprzednio przedmiotem publikacji.

W czerwcu 1999 r. udało nam się porównać częstości widma wodoru z bardzo dokładnym przenośnym zegarem cezowym z fontanną atomową (PHARAO), zbudowanym w laboratorium metrologicznym LPTF (obecnie LNE-SYRTE) w Paryżu [66]. Pomiar ten dał nową wartość częstości przejścia 1S–2S w wodrze z dokładnością względną  $1,8 \cdot 10^{-14}$ , lepszą od dokładności wszelkich dotychczasowych pomiarów częstości optycznych o ponad rząd wielkości. Tym samym dobitnie wykazaliśmy fascynujące zalety laserowego grzebienia częstości. Wkrótce przedstawiono wiele różnych sposobów sterowania przesunięciem fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu [68].

W następnej fazie prac chcieliśmy znacznie uprościć układ doświadczalny. Właśnie w tym czasie na horyzoncie pojawiło się nowe narzędzie, którego użycie mogło usunąć potrzebę stosowania jakichkolwiek dzielników przedziału częstości. Na konferencji CLEO w Baltimore w maju 1999 r. badacze z Bell Labs donieśli o wytworzeniu nowego, mikrostrukturalnego „tęczowego falowodu optycznego”, którego zastosowanie miało rozszerzyć widmo impulsów z tytanowo-szafirowego lasera femtosekundowego bez stosowania wzmacniacza [40]. Po doświadczeniach z Florencji z interferencją impulsów światła białego [62] byłem przekonany, że ten cudowny falowód powinien zachowywać spójność fazową kolejnych impulsów i umożliwiać wytwarzanie linii grzebienia o pożądanym dużym odstępie częstości.

W czerwcu 1999 r. John Hall przyjechał do Niemiec, aby wziąć udział w dorocznym spotkaniu naszego zespołu na zamku Ringberg nad jeziorem Tegern na południe od Monachium. Obdzwoniliśmy wspólnie wielu wspólnych znajomych z Bell Labs, by dostać choć próbkę cudownego włókna. Mieliśmy nadzieję, że uda nam się zbudować pokrywający oktawę grzebień częstości jeszcze przed wyjazdem Johna Halla z Niemiec. Niestety, nie dopuścili do tego prawnicy z Lucent Technologies, którzy nie zezwolili na użycie nowego falowodu poza Laboratoriami Bella. Latem 1999 r. Ronald Holzwarth pojechał do Holmdel w stanie New Jersey, gdzie mieszczą się Bell Labs, lecz wrócił stamtąd z pustymi rękami. Zespół Johna Halla z Boulder natknął się początkowo na podobne trudności, lecz w końcu uzyskał nieco włókna z pęcherzykami i wytworzył pierwszy autoreferencyjny grzebień częstości laserowych rozciągający się na całą oktawę [69,70]. W Garching zbudowaliśmy podobny układ kilka tygodni później [71] po otrzymaniu od Philipa Russella z brytyjskiego Uniwersytetu w Bath „włókna z kryształu fotonowego”. Nieco zbyt późno dowiedzieliśmy się, że to właśnie Brytyjczycy wynaleźli mikrostrukturalne włókna kwarcowe kilka lat wcześniej [39]. Pierwsze doniesienia o całooktawowych grzebieniach częstości zbudowanych w Boulder i Garching zostały przedstawione tego samego dnia (12 listopada 1999 r.) na konferencji CLEO/QELS 2000 w San Francisco.

W naszym pierwszym doświadczeniu z całooktawowym grzebieniem częstości wykorzystaliśmy – podobnie jak koledzy z Boulder – mały, komercyjny, pierścieniowy laser tytanowo-szafirowy, wytwarzający impulsy o czasie trwania 25 fs i częstości repetycji 625 MHz. Wprowadzając do falowodu z kryształu fotonowego o długości 30 cm wiązkę o mocy ok. 170 mW, otrzymaliśmy natychmiast grzebień częstości rozciągający się na ponad oktawę. Widmo grzebienia było dość złożone, z licznymi maksimumami i minimumami, lecz w całym zakresie miało użyteczne linie grzebieniowe. Cały układ optyczny, łącznie z interferometrem nieliniowym do regulacji przesunięcia  $\nu_{\text{no}}$ , mógłby się zmieścić na desce do krojenia chleba. Tradycyjne łańcuchy częstości harmoniczných, zajmujące całe pełne laserów hale fabryczne, mogły być użyte do pomiaru jednej tylko częstości optycznej, a nasz nowy układ nadawał się do pomiaru dowolnej częstości z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni.

Obecnie istnieją już femtosekundowe lasery tytanowo-szafirowe, które umożliwiają otrzymanie widma szerokiego na oktawę bez konieczności rozszerzania widma na zewnątrz rezonatora [72]. Mogą też być do tego celu użyte lasery, w których ośrodkiem czynnym jest włókno optyczne domieszkowane erbem [73], pompowane przez bardzo stabilne i trwałe lasery diodowe produkowane do zastosowań w telekomunikacji. Takie generatory grzebieni z włóknami optycznymi są przyrządami typu „włącz i zapomnij”, gdyż mogą działać całymi miesiącami bez interwencji operatora.

Pierwszym poważnym sprawdzianem naszego całooktawowego syntetyzatora częstości było doświadczenie wykonane przez Ronalda Holzwartha, który porównał ten układ z bardziej złożonym syntetyzatorem używanym przez nas w 1999 r. w pomiarach częstości przejść w wodorze [71]. W tym doświadczeniu, w którym wykorzystano wspólne źródło odniesienia o częstości 10 MHz i porównano częstości linii obu grzebieni w pobliżu 350 THz, stwierdzono ich zgodność z dokładnością względną rzędu  $10^{-16}$ , wynikającą z wywołanych zmianami ciśnienia powietrza przesunięć dopplerowskich i rozszerzalności cieplnej stołów optycznych. W roku 2002 zespół z PTB w Brunshwiku wykazał, że generator grzebienia częstości lasera femtosekundowego może być użyty jako generator pośredni do dokładnych pomiarów stosunku częstości optycznych [74]. W celu zademonstrowania użyteczności metody zmierzono stosunek częstości drugiej harmonicznej i częstości podstawowej lasera Nd:YAG, stwierdzając, że zmierzona wartość jest zgodna z oczekiwaną wartością 2 z dokładnością względną  $7 \cdot 10^{-19}$ . Nieco później Marcus Zimmermann wykonał w naszym laboratorium podobne doświadczenie o dokładności  $6 \cdot 10^{-21}$  [75]. W roku 2004 badacze z Boulder porównali cztery różne grzebienie częstości z różnych laboratoriów i stwierdzili, że częstości pobliskich linii tych grzebieni są ze sobą zgodne z dokładnością względną rzędu  $10^{-19}$  [76]. Nie stwierdzono dotychczas żadnych błędów systematycznych, które mogłyby wpływać na dokładność przyszłych pomiarów spektroskopowych lub optycznych zegarów atomowych.

## Nowy pomiar z roku 2003 częstości przejścia 1S–2S w wodorze, czyli czy stałe podstawowe są stałe

W lutym 2003 r. zastosowaliśmy nasz całooktawowy syntetyzator grzebieniowy do nowego pomiaru częstości przejścia 1S–2S w wodorze [21]. Marc Fischer i Nikolai Kolachevsky ulepszyli pod wieloma względami nasz spektrometr wodorowy. Wiązkę z lasera barwnikowego wysyłano falowodem optycznym do laboratorium metrologii częstości, gdzie za pomocą grzebieniowego syntetyzatora częstości femtosekundowego lasera tytanowo-szafirowego porównywano jego częstość optyczną z częstością radiową przywiezionego znów do Garching paryskiego zegara PHARAO z fontanną atomową.

Dysponując w ten sposób bezpośrednim dostępem do bezwzględnej kalibracji częstości, wykonywaliśmy pomiary spektroskopowe dla wodoru z wielkim zaufaniem do ich jakości. Niepewność statystyczna danych zarejestrowanych w ciągu jednego dnia została znacznie zmniejszona w porównaniu z pomiarami z 1999 r. Niemniej jednak rozrzut danych z różnych dni pozostał tego samego rzędu wielkości co poprzednio, co wskazywało na istnienie niekontrolowanych błędów systematycznych. Staranne doświadczenia badawcze możliwych przyczyn systematycznych przesunięć linii oraz szczegółowa analiza statystyczna wszystkich zarejestrowanych danych doprowadziły do wniosku, że źródłem obserwowanych fluktuacji są małe, szcążkowe przesunięcia dopplerowskie pierwszego rzędu. Takie przesunięcia mogą wystąpić, jeśli dwie przeciwbieżne wiązki promieniowania wzbudzającego o długości fali 243 nm nie są do siebie idealnie dopasowane. Niedopasowanie to może wynikać z niepełnej zgodności modów wiązki lasera o podwojonej częstości i modów wnęki wzmacniającej umieszczonej w układzie wiązki atomowej, do której ta wiązka wchodzi przez zwierciadło o przepuszczalności 2%. Innym źródłem błędów systematycznych może być gromadzenie się zestalonego wodoru cząsteczkowego na ściankach zimnej dyszy miedzianej w układzie wiązki atomowej, mogące prowadzić do deformacji czoła fali w wyniku ograniczania wiązki i dyfrakcji. Jeszcze inną przyczyną systematycznych przesunięć linii przy wzbudzeniu dwufotonowym za pomocą lasera o podwojonej częstości może być niepożądana korelacja szumu amplitudowego i szumu fazowego, pochodząca od niedoskonałości układów sprzężenia zwrotnego wnęk. W związku z tym planujemy zbudowanie wnęk wzmacniających promieniowanie nadfioletowe mających większą wartość finesse, a także lasera półprzewodnikowego o szerokości linii zaledwie kilku herców.

Wynikiem pomiarów z 2003 r. jest częstość składowej nadsubtelnej  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  przejścia 1S–2S w wodorze równa  $2\,466\,061\,102\,474\,851 \pm 34$  Hz, której dokładność względna wynosi  $1,4 \cdot 10^{-14}$ . Wartość ta jest zgodna w granicach niepewności z pomiarem z 1999 r., który dał wynik  $2\,466\,061\,102\,474\,880 \pm 46$  Hz. Różnica,  $29 \pm 57$  Hz, odniesiona do 44 miesięcy, daje względny dryf częstości

przejścia 1S–2S równy  $(3,2 \pm 6,3) \cdot 10^{-15}$  na rok, co nie jest sprzeczne z wartością zerową tego dryfu.

Wynik naszego doświadczenia wzbudził pewne zainteresowanie jako test ewentualnej powolnej zmiany elektromagnetycznej stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . W czasie trwania doświadczenia z 2003 r. teoretyk Harald Fritzsich telefonował do nas wiele razy, by poznać jego wstępne wyniki, ponieważ z jego obliczeń wynikał mierzalny dryf częstości mikrofalowej wzorca cezowego względem częstości widma wodoru [77]. Punktem wyjścia jego rozważań były obserwacje astronomiczne linii widmowych w świetle docierającym do nas z odległych kwazarów, wykonane w Obserwatorium Kecka [78]. Wartość różnicowego przesunięcia ku czerwieni zdawała się sugerować, że stała struktury subtelnej  $\alpha$  miała we wczesnym Wszechświecie nieco mniejszą wartość niż obecnie. Najprostsze założenie o dryfie liniowym dawało wartość  $(6,4 \pm 1,35) \cdot 10^{-14}$  na rok, zbyt małą, by mogła być wykryta w naszym doświadczeniu laboratoryjnym. Fritzsich dowodził, powołując się na teorię wielkiej unifikacji i chromodynamikę kwantową, że  $\alpha$  nie może być jedyną wielkością, której wartość ulega zmianie. Jeśli wszystkie znane oddziaływania mają zostać zunifikowane przy bardzo wielkiej energii, to inne stałe sprzężenia też się muszą zmieniać. Wskutek tego masy hadronów i ich momenty magnetyczne (wyrażone w jednostkach magnetonu Bohra) powinny ulegać zmianie w stosunku do wartości dla elektronu. Fritzsich wskazał na pewien mechanizm, który mógłby prowadzić do zmiany częstości przejścia nadsubtelnego w cezie ok. 20 razy szybszej niż zmiana częstości optycznych w widmie wodoru. Dotychczas nie stwierdziliśmy istnienia takiego dryfu. Najnowsze obserwacje widm kwazarów [79] także nie wskazują na zmiany wartości stałej struktury subtelnej.

Nie wchodząc w te spekulacje, trzeba przyznać, że wyniki naszych pomiarów dla wodoru z lat 1999 i 2003 nie wykluczają możliwości zmiany stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . Można sobie wyobrazić, że moment magnetyczny jądra cezu także się zmienia, i to w taki sposób, że daje zerowy wynik naszego doświadczenia. Na szczęście sprawdzianem teorii nie muszą być konieczne wyniki pomiarów dla wodoru. Mogą nim być także pomiary częstości przejść w cięższych atomach, w których efekty relatywistyczne są silniejsze, co daje inną ich czułość na zmiany wartości  $\alpha$ . Jedną z możliwości jest pomiar częstości przejścia wzorcowego (tzn. przejścia wykorzystywanego w odpowiednim wzorcu częstości) dla pojedynczego zimnego jonu  $\text{Hg}^+$ , której wartość porównał z częstością cezowego zegara atomowego zespół Jima Bergquista z Boulder w 2000 i 2002 r., także przy użyciu grzebienia laserowego [80]. Ponadto zespół Eckharda Peika z PTB wykonał dwa oddzielne pomiary częstości przejścia wzorcowego dla pojedynczego jonu  $\text{Yb}^+$  [81]. Wszystkie te doświadczenia laboratoryjne dają łącznie górne granice możliwych względnych zmian stałej struktury subtelnej  $\alpha$  oraz momentu magnetycznego jądra cezu  $\mu_{\text{Cs}}$  równe odpowiednio  $(-0,3 \pm 2,0) \cdot 10^{-15}$  na rok i  $(2,4 \pm 6,8) \cdot 10^{-15}$  na rok.

W ciągu najbliższych kilku lat możemy spodziewać się uzyskania w podobnych doświadczeniach laboratoryj-

nych jeszcze dokładniejszych wartości granicznych możliwych zmian stałych fizycznych. Nawet jeśli stwierdzimy istnienie takich zmian, nie wpłynie to w żaden sposób na nasze życie codzienne, ale da przesłanki dla pasjonujących rozważań o naturze Wszechświata.

## Optyczne zegary atomowe

Dokładniejsze granice zmian podstawowych stałych fizycznych wynikną z porównania różnych rodzajów optycznych wzorców częstości, które są obecnie konstruowane przez potężne zespoły specjalistów w wielu krajach uprzemysłowionych. Rozwój tych wzorców („optycznych zegarów atomowych”) postępuje znacznie szybciej niż doskonalenie mikrofalowych wzorców cezowych [82]. Mając już grzebienie z laserów femtosekundowych jako podstawowy element tych wzorców, skupiamy dziś wysiłki na jeszcze doskonalszej stabilizacji częstości laserów oraz na analizie systematycznych przesunięć linii, czemu służą badania spektroskopowe wąskich linii optycznych stanowiących „wahadła” zegarów optycznych. Wiele już dokonano w zakresie doświadczeń z zimnymi jonami w pułapkach, zwłaszcza jonami  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Yb}^+$ ,  $\text{In}^+$  oraz  $\text{Sr}^+$ . Znaczne zainteresowanie badaczy budzą również zimne atomy, np. wodoru, wapnia czy strontu, gdyż w ich przypadku oddziaływanie kulombowskie nie utrudnia jednoczesnej obserwacji wielu obiektów, dzięki czemu większy jest stosunek sygnału do szumu, a więc i szybkość wyznaczania częstości rezonansowej. Szczególnie obiecujące rozwiązanie zaproponował Hidetoshi Katori [83]. W jego wzorcu atomowym wiele zimnych atomów  $\text{Sr}$  uwięziono w mikroskopowej studni potencjału dipolowego sieci optycznej. Przesunięcia linii wywołane przez światło są minimalizowane dzięki doborowi odpowiedniej, „magicznej” długości fali pola wytwarzającego sieć. W roku 2005 dokładność najlepszych optycznych wzorców częstości stała się porównywalna z dokładnością najlepszych wzorców cezowych z fontanną atomową. Nawet jeśli optyczne wzorce częstości nie są jeszcze dokładniejsze od cezowych, to mają nad nimi jedną wielką przewagę. Porównanie dwóch wzorców cezowych z dokładnością względną rzędu  $10^{-15}$  wymaga godzin lub nawet dni pracy, podczas gdy dwie częstości optyczne można porównać z podobną dokładnością w kilka sekund.

Warto przyjrzeć się ewolucji dokładności zegarów w wymiarze historycznym. Średniowieczne zegary z wież kościelnych miały dokładność nielepszą niż 20 minut na dobę. Dokładność zegara okrętowego H4, zbudowanego w XVIII w. przez słynnego zegarmistrza Johna Harrisona, wynosiła ok. 100 ms na dobę. Dziś najlepsze pierwotne wzorce cezowe z fontanną atomową osiągają dokładność 100 ps na dobę. Wielu specjalistów jest zdania, że optyczne wzorce częstości osiągną w ciągu dziesięciu lat dokładność od stu do tysiąca razy lepszą.

Dokładniejsze wzorce atomowe znajdują liczne zastosowania w nauce i technice, tak że wysiłek podjęty w celu ich rozwoju z pewnością się opłaci, nawet jeśli nie doprowadzi to do wykrycia zmian stałych podstawowych.

Zwiększy się dzięki nim dokładność pomiarów spektroskopowych oraz metrologicznych pomiarów czasu i częstości. Będzie można dokładnie synchronizować zegary bardzo od siebie odległe. Taka synchronizacja jest potrzebna w astronomii do wykorzystania fal z zakresu widzialnego i podczerwieni w interferometrii o bardzo długiej bazie. Dokładniejsze zegary znajdą też zastosowanie w układach nawigacji satelitarnej oraz systemach śledzenia lotu pojazdów kosmicznych. Dokładne zegary są również niezbędne do synchronizacji optycznych sieci telekomunikacyjnych. W badaniach podstawowych dokładniejsze zegary umożliwią przeprowadzenie ściślejszych sprawdzianów szczególnej i ogólnej teorii względności oraz innych podstawowych praw fizyki.

### Grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie?

Nie wykryliśmy dotychczas żadnych fundamentalnych ograniczeń dokładności przyszłych standardów częstości. Być może uda się więc wykorzystać metodę grzebień częstości w zakresie skrajnego nadfioletu i miękkiego promieniowania rentgenowskiego, co pozwoliłoby dzielić interwały czasowe na jeszcze mniejsze przedziały. Do wytworzenia spójnych ciągów impulsów w tych zakresach widma można wykorzystać wysokie harmoniczne promieniowania wytworzone w wyniku zogniskowania silnej wiązki femtosekundowego lasera impulsowego na strumieniu gazu.

Od czasu pionierskich prac Charliego Rhodesa [84] i Anne L'Huillier [85] z końca lat osiemdziesiątych generację wysokich harmonicznych badano w wielu laboratoriach. Pierwszy prosty model Paula Corkuma [86] przewidywał, że atomy są jonizowane w silnym polu fali świetlnej, a elektrony przyspieszane aż do chwili, gdy pole fali zmienia kierunek. Zależnie od momentu uwolnienia, elektrony mogą powrócić do rdzenia jonu z tak znaczną energią kinetyczną, że wywołają emisję fotonów o dużej energii, przy czym emisja takiego impulsu następuje co pół okresu fali z lasera.

Oglądając doświadczenia z generacją wysokich harmonicznych, prowadzone przez Anne L'Huillier i Claesasa-Göрана Wahlströma w Centrum Laserowym w Lund w 1995 r., myślałem nad kwestią wzajemnej zgodności fazowej krótkich impulsów. Zastanawiałem się, czy dwa kolejne impulsy wysokiej harmonicznej będą ze sobą powiązane fazowo. Aby to sprawdzić, zaproponowałem rozdzielanie wiązki lasera wzbudzającego na dwie wiązki, które należało następnie skupić w różnych miejscach strumienia gazu i podjąć próbę zaobserwowania interferencji wytworzonego promieniowania wysokiej harmonicznej, podobnie jak w późniejszych – wykonanych we Florencji [62] – doświadczeniach ze światłem białym. Początkowo wydawało się, że nie należy oczekiwać interferencji, gdyż faza wytworzonego promieniowania o częstości harmonicznej powinna bardzo silnie zależeć od natężenia światła w impulsie wzbudzającym, które nie jest przecież stałe. Już po moim wyjeździe doktorant Raoul Zerne przeprowadził jednak wstępne doświadczenie i zaobserwował słabe,

nietrawne prążki interferencyjne. Bardzo tym podekscytowani, postanowiliśmy wykonać wspólnie w Lund dokładniejsze doświadczenia. Marco Bellini z laboratorium LENS we Florencji zgodził się wziąć w nich udział oraz zbudować stabilny interferometr Michelsona, który umożliwiłby dokładne sterowanie czasem dotarcia obu impulsów do próbki. Wkrótce udało nam się zarejestrować wyraźne prążki interferencyjne o dużym kontraście nawet dla piętnastej i wyższych harmonicznych [61]. Nieco później stwierdziliśmy też istnienie zakresu parametrów, w którym wiązki harmonicznej towarzyszy jako halo wiązka rozbieżna o bardzo krótkiej drodze spójności. Obserwacje te można wyjaśnić zakładając, że za generacją fotonów harmonicznych o danej energii odpowiadają dwie różne trajektorie elektronów [87].

Wyniki tych doświadczeń wykazują, że impulsy wysokiej harmonicznej mogą być zgodne fazowo, a zatem ich regularny ciąg może stanowić grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie. Potrzebne do tego szczytowe natężenie w impulsie musi być jednak rzędu  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, a takie natężenie można uzyskać tylko po wzmocnieniu wiązki lasera femtosekundowego, co oznacza zmniejszenie częstości repetycji. Bardzo niedawno Christoph Gohle i Thomas Udem otrzymali w Garching promieniowanie wysokiej harmonicznej o długości fali zaledwie 60 nm w układzie o częstości repetycji 112 MHz [88]. Aby to osiągnąć, wprowadzali impulsy lasera tytanowo-szafirowego z synchronizacją modów do wzmacniającego rezonatora biernego z kompensacją dyspersji, a wiązkę gazu (ksenonu) umieszczali w ognisku tego rezonatora. Promieniowanie wysokiej harmonicznej wychodzi z rezonatora w wyniku odbicia od ustawionej pod kątem Brewstera cienkiej płytki z szafiru, którego współczynnik załamania dla skrajnego nadfioletu jest mniejszy od 1. Podobne doświadczenia wykonał też Jun Ye w Boulder [89].

Mamy ambitny plan zastosowania grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie do spektroskopowych badań wąskich linii jonów chłodzonych laserowo i pułapkowanych. Szczególnie pociągającym obiektem takich badań jest wodoropodobny jon helu, dla którego długość fali przejścia dwufotonowego 1S–2S wynosi ok. 60 nm. W jednym z rozważanych wariantów doświadczenia jony helu mają być chłodzone pośrednio w wyniku zderzeń z chłodzonymi laserowo jonami magnezu we wspólnej pułapce, a sygnał będzie rejestrowany jako wydajność wytwarzania jonów He<sup>2+</sup> w wyniku fotojonizacji.

### Podsumowanie

Badania spektroskopowe tak prostego układu jak atom wodoru dały początek współdziałaniu dwóch pozornie niezwiązanych ze sobą dziedzin – dokładnej spektroskopii optycznej i badań zjawisk ultraszybkich. Femtosekundowe grzebień częstości zrewolucjonizowały dokładne pomiary czasu i częstości. Rozwijane obecnie optyczne wzorce częstości z pewnością znajdą ważne zastosowania w wielu dziedzinach nauki i techniki. Superprecyzyjne pomiary spektroskopowe można wykorzystać

do nowych sprawdzianów podstawowych praw fizyki. Laserowe grzebienie częstości mogą też znaleźć wiele innych zastosowań w spektroskopii, np. do superczułej spektroskopii równoległej impulsów w rezonatorze [90] lub interferometrii szerokopasmowej. Metoda grzebieniowa może też być doskonałym narzędziem do badania superszybkich procesów fizycznych. Możliwość sterowania fazą pola elektrycznego silnych impulsów świetlnych o czasie trwania zaledwie kilku cykli drgań ułatwia badanie superszybkich procesów elektronowych zachodzących przy oddziaływaniu światła z materią, np. wytwarzania pojedynczych subfemtosekundowych impulsów miękkiego promieniowania rentgenowskiego przy generacji wysokich harmonicznym [42]. Przyszłość pokaże, co jeszcze uda nam się odkryć dzięki tym nowym, cudownym narzędziom badawczym.

Niemal stu doktorantów oraz młodszych i starszych badaczy z kraju oraz zagranicy wniosło istotny wkład do dokładnych badań spektroskopowych prowadzonych przeze mnie w ciągu ponad 40 lat. Chciałbym podziękować zwłaszcza Thomasowi Udemowi i Ronaldowi Holzwarthowi, którzy odegrali kluczową rolę w budowie grzebieniowego syntetyzatora częstości. Jestem też bardzo wdzięczny Johnowi L. Hallowi, który od dawna dzielił się ze mną swoimi wspaniałymi pomysłami, jak sprawić, by lasery były niebywale wprost stabilne.

Tłumaczył Miroslaw Łukaszewski

Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego  
Warszawa

## Literatura

- [1] C. Audoin, G. Bernard, *The Measurement of Time: Time, Frequency, and the Atomic Clock* (Cambridge University Press, Cambridge 2001).
- [2] Th. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002).
- [3] *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*, red. Jun Ye, S. Cundiff (Springer Verlag, New York 2005).
- [4] *Femtosecond Laser Spectroscopy*, red. P. Hannaford (Springer Verlag, New York 2005).
- [5] A. Szöke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
- [6] W.E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **134**, A1429 (1964).
- [7] W.R. Bennett, Jr., *Phys. Rev.* **126**, 580 (1962).
- [8] V.S. Letokhov, V.P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer Series in Optical Sciences, t. 4 (Springer Verlag, New York 1977); przekład polski: *Nieliniowa spektroskopia laserowa* (PWN, Warszawa 1982).
- [9] T.W. Hänsch, R. Keil, A. Schabert, Ch. Schmelzer, P. Toschek, *Z. Physik* **226**, 293 (1969).
- [10] T.W. Hänsch, P. Toschek, *Z. Physik* **236**, 213 (1970).
- [11] P.W. Smith, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 740 (1971).
- [12] T.W. Hänsch, M.D. Levenson, A.L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 946 (1971).
- [13] T.W. Hänsch, *Appl. Optics* **11**, 895 (1972).
- [14] T.W. Hänsch, I.S. Shahin, A.L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [15] P.P. Sorokin, J.R. Lankard, *IBM J. Res. Dev.* **10**, 162 (1966).
- [16] F.P. Schäfer, W. Schmidt, J. Volze, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 306 (1966).
- [17] G.W. Series, *Spectrum of Atomic Hydrogen* (Oxford University Press, Oxford 1957).
- [18] T.W. Hänsch, I.S. Shahin, A.L. Schawlow, *Nature* **235**, 127 (1972).
- [19] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [20] *The Hydrogen Atom, Precision Physics of Simple Atomic Systems*, Lecture Notes in Physics, red. S.G. Karshenboim, F.S. Pavone, F. Bassani, M. Inguscio, T.W. Hänsch (Springer Verlag, New York 2001).
- [21] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, M. Abgrall, J. Grünert, I. Maksimovic, S. Bize, H. Marion, F. Pereira Dos Santos, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon, M. Haas, U.D. Jentschura, C.H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230802 (2004).
- [22] E.V. Baklanov, V.P. Chebotayev, *Opt. Commun.* **12**, 312 (1974).
- [23] T.W. Hänsch, S.A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 307 (1975).
- [24] A. Javan, E.A. Ballik, W.L. Bond, *J. Opt. Soc. Am.* **7**, 553 (1962).
- [25] K.M. Evenson, J.S. Wells, F.R. Petersen, B.L. Danielson, G.W. Day, R.L. Barger, J.L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1346 (1972).
- [26] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 (1996).
- [27] T.W. Hänsch, w: *The Hydrogen Atom*, Proceedings of the Symposium held in Pisa, Italy, June 1988, red. G.F. Bassani, M. Inguscio, T.W. Hänsch (Springer Verlag, New York 1989), s. 93.
- [28] H.R. Telle, D. Meschede, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **15**, 532 (1990).
- [29] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646 (1997).
- [30] A. Huber, Th. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 468 (1998).
- [31] M. Kourogi, K. Nakagawa, M. Ohtsu, *IEEE J. Quantum Elect.* **29**, 2693 (1993).
- [32] T. Udem, J. Reichert, M. Kourogi, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **23**, 1387 (1998).
- [33] Z. Bay, G.G. Luther, J.A. White, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 189 (1972).
- [34] R.G. DeVoe, C. Fabre, K. Jungmann, J. Hoffnagle, R.G. Brewer, *Phys. Rev. A* **37**, 1802 (1988).
- [35] N.C. Wong, *Opt. Lett.* **17**, 13 (1992).
- [36] D.J. Wineland, *J. Appl. Phys.* **50**, 2528 (1979).
- [37] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley 1986).
- [38] J.N. Eckstein, rozprawa doktorska, Stanford University 1978.
- [39] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkin, T.J. Shepherd, *Electron. Lett.* **31**, 1941 (1995).
- [40] J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
- [41] J.J. McFerran, E.N. Ivanov, A. Bartels, G. Wilpers, C.W. Oates, S.A. Diddams, L. Hollberg, *Electron. Lett.* **41**, 650 (2005).
- [42] A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz, *Nature* **421**, 611 (2003).

- [43] *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends*, Topics in Applied Physics, t. 79, red. A.N. Luiten (Springer Verlag, New York 2001).
- [44] L.E. Hargrove, R.L. Fork, M.A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [45] A. Yariv, *J. Appl. Phys.* **36**, 388 (1965).
- [46] O.P. McDuff, S.E. Harris, *IEEE J. Quant. El.* **3**, 101 (1967).
- [47] C.V. Shank, E.P. Ippen, w: *Dye Lasers*, red. F.P. Schäfer, Topics in Applied Physics, t. 1, wyd. III (Springer Verlag, New York 1990), s. 139.
- [48] R. Teets, J. Eckstein, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 760 (1977).
- [49] M.M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 757 (1977).
- [50] J.W. Baklanow, W.P. Czebotajew, *Kwant. Elektr.* **4**, 2189 (1977).
- [51] J.N. Eckstein, A.I. Ferguson, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 847 (1978).
- [52] A.I. Ferguson, J.N. Eckstein, T.W. Hänsch, *J. Appl. Phys.* **49**, 5389 (1978).
- [53] A.I. Ferguson, J.N. Eckstein, T.W. Hänsch, *Appl. Phys.* **18**, 257 (1979).
- [54] T.W. Hänsch, N.C. Wong, *Metrologia* **16**, 101 (1980).
- [55] T.W. Hänsch, *Opt. Commun.* **80**, 71 (1990).
- [56] D.E. Spencer, P.N. Kean, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991).
- [57] T. Nakajima, P. Lambropoulos, *Phys. Rev. A* **50**, 595 (1994).
- [58] G.G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 253004 (2003).
- [59] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **21**, 2008 (1996).
- [60] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 1 (1983).
- [61] R. Zerne, C. Altucci, M. Bellini, M.B. Gaarde, T.W. Hänsch, A. L'Huillier, C. Lynga, C.-G. Wahlström, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1006 (1997).
- [62] M. Bellini, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **25**, 1049 (2000).
- [63] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **24**, 881 (1999).
- [64] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568 (1999).
- [65] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3232 (2000).
- [66] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, A. Clairon, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
- [67] J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **172**, 59 (1999).
- [68] H.R. Telle, G. Steinmeyer, A.E. Dunlop, J. Stenger, D.H. Sutter, U. Keller, *Appl. Phys. B* **69**, 327 (1999).
- [69] S.A. Diddams, D.J. Jones, J. Ye, S.T. Cundiff, J.L. Hall, J.K. Ranka, R.S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
- [70] D.J. Jones, S.A. Diddams, J.K. Ranka, A. Stentz, R.S. Windeler, J.L. Hall, S.T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
- [71] R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
- [72] L. Matos, D. Kleppner, O. Kuzucu, T.R. Schibli, J. Kim, E.P. Ippen, F.X. Kaertner, *Opt. Lett.* **29**, 1683 (2004).
- [73] B.R. Washburn, S.A. Diddams, N.R. Newbury, J.W. Nicholson, M.F. Yan, C.G. Jorgensen, *Opt. Lett.* **29**, 250 (2004).
- [74] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, H.R. Telle, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 073601 (2002).
- [75] M. Zimmermann, Ch. Gohle, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **29**, 310 (2004).
- [76] L.-S. Ma, Zhiyi Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R.S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, S.A. Diddams, *Science* **303**, 1843 (2004).
- [77] X. Calmet, H. Fritzsche, *Phys. Lett.* **B540**, 173 (2002).
- [78] M.T. Murphy, J.K. Webb, V.V. Flambaum, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345**, 609 (2003).
- [79] S. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, B. Aracil, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 121302 (2004).
- [80] S. Bize, S.A. Diddams, U. Tanaka, C.E. Tanner, W.H. Oskay, R.E. Drullinger, T.E. Parker, T.P. Heavner, S.R. Jefferts, L. Hollberg, W.M. Itano, J.C. Bergquist, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 150802 (2003).
- [81] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, Chr. Tamm, S.G. Karshenboim, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 170801 (2004).
- [82] L. Hollberg, C.W. Oates, G. Wilpers, C.W. Hoyt, Z.W. Barber, S.A. Diddams, W.H. Oskay, J.C. Bergquist, *J. Phys. B* **38**, S469 (2005).
- [83] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, H. Katori, *Nature* **435**, 321 (2005).
- [84] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T.S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, C.H. Rhodes, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 595 (1987).
- [85] M. Ferray, A. L'Huillier, X.F. Li, A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *J. Phys. B* **21**, L31 (1988).
- [86] P. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [87] M. Bellini, C. Lynga, A. Tozzi, M.B. Gaarde, T.W. Hänsch, A. L'Huillier, C.-G. Wahlström, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 297 (1998).
- [88] Ch. Gohle, Th. Udem, M. Herrmann, J. Rauschenberger, R. Holzwarth, H.A. Schuessler, F. Krausz, T.W. Hänsch, *Nature* **436**, 234 (2005).
- [89] R.J. Jones, K.D. Moll, M.J. Thorpe, J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 193201 (2005).
- [90] M.J. Thorpe, K.D. Moll, R.J. Jones, B. Safdi, J. Ye, *Science* **311**, 1595 (2006).