

Pomiar częstości optycznych – szansa dla zegarów optycznych i nie tylko*

John L. Hall

JILA, NIST oraz University of Colorado, Boulder, USA

Defining and measuring optical frequencies: the optical clock opportunity – and more

Nobel Lecture, 8 December 2005, Stockholm

Wstęp

Retrospektywne spojrzenie na niektóre doniosłe wydarzenia często sugeruje ich nieuchronność, która wówczas, gdy się one działy, wcale nie była oczywista. Istnieje dziś tendencja do skupienia się na konkretnym projekcie badawczym, wystarczająco prostym i przejrzystym, by jego kierownik mógł oczekiwać pomyślanej realizacji postawionego sobie zadania naukowego. Projekt taki przyniesie jednak zapewne tylko umiarkowane skutki, widoczne zresztą – niechby nawet nieco mgliście – od samego początku. Wielkie możliwości „optycznego grzebienia częstości”, powstałe dzięki niezwyklej syntezie niezależnego rozwoju czterech różnych pól: ultrastabilnych laserów, ultraszybkich laserów impulsowych, materiałów ultranieliniowych i ultraczułej spektroskopii laserowej, objawiły się niespodziewanie. Owe oddzielne pola łączyło wspólne – choć niezależne – dążenie do opracowania prostych, lecz skutecznych technik wykorzystywania sygnałów elektromagnetycznych z zakresu widzialnego do własnych potrzeb w optyce – spektroskopii itp. Dzięki tej Wielkiej Syntezie Techniki Laserowej z lat 1999–2000, czczonej dziś pod zwięzłą nazwą „optycznego grzebienia częstości”, arsenał narzędzi optyki przeżył istny rozkwit. Oddając hołd naszemu patronowi, doktorowi Noblowi, wyrażmy to kwiecistiej i dobitniej: na polu optyki nastąpiła eksplozja!

Powstałe nowe możliwości i narzędzia są niewiarygodnie bogate, co z kolei stymuluje postęp w wymienionych czterech dziedzinach udziałowych. Na przykład, po gorączce pierwszej generacji pomiarów częstości, dziś zastosowania grzebieni drugiej generacji obejmują: synchronizację o małych fluktuacjach czasu (ang. low-jitter) ultraszybkich źródeł laserowych, spójne zszywanie widm oddzielnych femtosekundowych źródeł laserowych prowadzące do poszerzenia spektralnego i czasowego skrócenia

impulsu złożonego, syntezę kształtów fal optycznych do eksperymentów ze sterowaniem spójnym, precyzyjne pomiary nieliniowości optycznej z wykorzystaniem czułości fazowej technik w.cz., spójne przechowywanie kilkuset impulsów sekwencyjnych, a następnie wykorzystywanie ich łącznej energii do wytwarzania odpowiednio silniejszych impulsów o mniejszej częstości repetycji, itp. Atrakcyjne tematy badań dla trzeciej generacji to precyzyjna zdalna synchronizacja pól we wnękach akceleratorowych, stabilne oscylatory referencyjne do wielkich sieci teleskopów mikrofalowych oraz potencjalne zmniejszenie szumu fazowego w oscylatorach używanych w teleskopach do obserwacji dalekiego kosmosu (NASA, VLBI itp.). A jest to tylko część zamiarów z pierwszych pięciu lat.

Co zatem – dokładnie biorąc – zmieniło się w dziedzinie metrologii precyzyjnej? Przez ostatnie półwiecze rozkoszowaliśmy się potęgą metod spektroskopii sygnałów w.cz. (pomyślcie choćby o użyteczności obrazowania za pomocą rezonansu magnetycznego!), a teraz metody wykorzystujące sterowanie częstościowe możemy już stosować w spektroskopii optycznej. Istnieje tu jednak naprawdę ważna różnica: liczba cykli na sekundę jest w zakresie optycznym ok. 10 milionów razy większa niż w zakresie radiowym, aczkolwiek już procesy w.cz. z tego drugiego zakresu są kilka milionów razy szybsze niż skala ludzkiej percepcji. Istota postępu polega na tym, że te ogromne liczby przekładają się na odpowiedni wzrost rozdzielczości (patrz dyskusja poniżej). Za pomocą naszych zmysłów potrafimy rozróżnić połówki, ćwiartki, dziesiąte części, być może jeszcze mniejsze ułamki całości. Zdolności te ulegają tu zwiększeniu o czynnik równy iloczynowi wielkich liczb, co nas przenosi na pole metrologii o dokładności względnej rzędu 10^{-14} . Możemy ją zresztą jeszcze poprawić, uśredniając niezależne pomiary.

*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]

Wzorce metrologiczne a nauka

Ścisłe sprzężenie

Czasem nagromadzenie postępu w szczegółach jakiegoś naukowego dociekania prowadzi nas do nowej, wspinającej wizji pewnych części naszego doświadczenia – na ogół pojawia się wtedy nowa perspektywa lub organizacyjna zasada działania. Za takim objawieniem kryje się jednak zwykle masa wytężonej pracy, ilościowe opracowywanie wyników doświadczalnych, które są zazwyczaj wyrażane w jednostkach bezwzględnych. Czasami sam eksperyment daje możliwości własnej, wewnętrznej kalibracji, ale na ogół potrzebne są praktyczne wzorce, z którymi moglibyśmy porównać nasze wyniki. Aby wyniki naukowe mogły być potwierdzone w kilku innych laboratoriach, same wzorce też oczywiście muszą być powielone i udostępnione. Najlepiej, jeśli potrzebny wzorzec jest oparty na jakimś fundamentalnym zjawisku fizycznym, w idealnym przypadku – kwantowym, tak by można go było realizować niezależnie w różnych laboratoriach z taką samą dokładnością. Ów proces realizacji wzorców [1] sam znajduje się teraz w fazie rewolucyjnej!

Wzorzec długości i jego związek z częstotliwością oraz czasem

Warto poświęcić nieco uwagi dyskusji wzorców metrologicznych, za które możemy na początek przyjąć 7 wzorców jednostek podstawowych SI, czyli Międzynarodowego Układu Jednostek Miar (franc. *Système International d'Unités*), współczesnego systemu metrycznego. Jednostki te to kilogram (masa), sekunda (czas), metr (długość), amper (natężenie prądu elektrycznego), kelwin (temperatura bezwzględna), mol (ilość substancji) i kandela (światłość). Z tych siedmiu jednostek można wyprowadzić ok. 30 użytecznych jednostek pochodnych. Dla naszego celu, którym jest doprowadzenie dokładności pomiarów do ostatecznych granic, niewątpliwie wielkościami oferującymi największą potencjalną dokładność są czas i długość. Doba była naturalną jednostką czasu od wieków, za to wzorce długości zawsze wydawały się sztuczne i arbitralne. W roku 1791 zaczęto mówić o systemie metrycznym, a szlachetnie urodzeni członkowie Francuskiej Akademii Nauk z czasów Oświecenia, którzy nie mieli żadnego doświadczenia w dziedzinie metrologii, postanowili, że metr zostanie zdefiniowany jako pewien mały ułamek ($\frac{1}{4} \cdot 10^{-7}$) obwodu koła wielkiego Ziemi przechodzącego przez bieguny oraz Francję. Oparcie wzorca na geodezji wprowadziło oczywiście pewne ograniczenia w praktycznej pracy laboratoryjnej, ale przynajmniej jednostkę długości stanowiła odtąd określona i w zasadzie absolutna odległość. Była to pożądana zmiana, gdyż przedtem, jak pokazują np. wystawy w Brunszwiku i na greckiej wyspie Thira (dawniej Santorin), stosowano sekwencje wzorców opartych na długości rąk kolejnych książąt obejmujących władzę. Na międzynarodowej konferencji poświęconej sprawie metra w 1875 r. za dobry pomysł na realizację wzorca uznano trwałą sztabę metalu. Nie był to wzorzec w pełni uniwersalny i dający

się zrealizować w sposób niezależny, ale fabryka mogła wyprodukować wiele takich wzorcowych sztab i potwierdzić ich równoważność.

Społeczność krajów systemu metrycznego przychylnie przyjęła w roku 1889 ulepszenie wzorca długości – sztabę o przekroju w kształcie litery X (tzw. Międzynarodowy Prototyp Metra). Prototyp ten, wykonany ze stopu platyny i irydu, miał dwie wygrawerowane linie, przy czym metr zdefiniowano jako odległość między nimi w temperaturze 0 °C i pod normalnym ciśnieniem atmosferycznym, zmierzoną za pomocą specjalnego układu. Przy użyciu komparatora optycznego wykalibrowano 30 nowych sztab i rozprowadzono – po dwie – do różnych krajów.

W roku 1890 Albert Michelson odkrył wyjątkową spójność czerwonej linii kadmu, a w 1892 r. wykorzystał ją w swym nowym interferometrze do wyznaczenia długości Międzynarodowego Prototypu Metra. Pomiarzy wykazały, że tak zdefiniowany metr ma długość 1553 164,13 długości fali czerwonej linii Cd, zmierzonych w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym 760 mmHg i w temperaturze 15 °C. Za te i inne, podobne prace Michelson w 1907 r. otrzymał Nagrodę Nobla. Problemem ograniczającym dokładność była naturalnie rozszerzalność cieplna, gdy więc Charles-Édouard Guillaume (dyrektor Międzynarodowego Biura Miar i Wag, BIPM) wynalazł inwar, stop żelaza, niklu i węgla o małym współczynniku rozszerzalności, w roku 1920 uhonorowano go za to Nagrodą Nobla. Definicja metra w układzie SI pozostawała niezmienną przez 85 lat – metalowe sztaby sprawowały się dobrze, a fotoelektryczne oczy komparatorów optycznych były niestrudzone.

Doświadczenia spektroskopowe i wspierająca je mechanika kwantowa prowadziły do lepszego rozumienia światła i budowy ulepszonych jego źródeł. Potrzeby pomiarowe podczas obu wojen światowych zmieniły klimat wokół metrologii, a kłopoty transportowe uwypukliły korzyści płynące z posiadania niezależnie odtwarzalnych wzorców opartych na fizyce kwantowej. Wreszcie, w 1960 r., XI Generalna Konferencja Miar zdefiniowała na nowo międzynarodowy wzorzec metra jako długość 1650 763,73 długości fali w próżni światła pomarańczowego wysyłanego w wyniku przejścia między odpowiednimi poziomami energetycznymi w atomie izotopu kryptonu o liczbie masowej 86. Na podstawie tej definicji można powiedzieć, że długość fali λ odpowiadającej temu przejściu jest równa $1/1650\,763,73\text{ m} = 0,605\,780\,211\ \mu\text{m}$. Przyjęta definicja mówiła o atomie niezaburzonym, ale w świetle emitowanym przez lampę wyładowczą stosowaną do praktycznej realizacji takiego metra obserwowano pewne przesunięcia. Ciśnienie i warunki wyładowań w lampie ustabilizowano dzięki jej używaniu przy ustalonym natężeniu prądu oraz określonym ciśnieniu i temperaturze (punktu potrójnego ciekłego azotu). Przepływ gazowego Kr^+ wywołany obecnością pola elektrycznego wprowadzał jednak różnicę długości fali światła emitowanego z obu końców komórki. Gdy zaś wykonano pomiary porównawcze wzorca przy użyciu lasera, odkryto dodat-

kowy problem związany z przesunięciami dopplerowskimi wysyłanego światła zależnymi od odległości od osi lasera.

W latach sześćdziesiątych i siedemdziesiątych XX w. wprowadzano i udoskonalano różne stabilizowane układy laserowe, a długości fali mierzono i porównywano w różnych laboratoriach państwowych. Wszystkie te układy rywalizowały o miano kolejnego międzynarodowego wzorca długości. Do Konwencji Metrycznej należało w owych czasach 48 państw, więc wybór jednego spośród licznych proponowanych układów byłby trudny od strony politycznej. Ponadto żaden z tych układów nie przewyższał wyraźnie pozostałych pod względem łącznej funkcjonalności, kosztów i stopnia złożoności, a od strony naukowej atrakcyjniejsza wydawała się nowa definicja wzorca długości oparta na prędkości światła przyjętej za wielkość znaną dokładnie. Na podstawie serii pomiarów laserowych wykonanych w kilku laboratoriach metrologicznych przyjęto jej zaokrągloną wartość równą 299 792 458 m/s. Redefinicja z 1983 r. ma zatem postać:

Metr jest długością drogi przebytej przez światło w próżni w czasie $1/299\,792\,458$ s. Prędkość światła c jest równa dokładnie $299\,792\,458$ m/s. Sekunda jest wyznaczona za pomocą zegara cezowego z niepewnością względną standardową $U = 10^{-14}$.

Generalna Konferencja Miar zarekomendowała wówczas także kilka innych źródeł promieniowania jako możliwych realizacji wzorca metra, np.:

Długość fali λ_{HeNe} lasera helowo-neonowego stabilizowanego jodem wynosi $632,991\,398\,22$ nm, z niepewnością względną standardową $U = 2,5 \cdot 10^{-11}$.

Celem wszystkich tych zmian definicji nie było tylko poprawienie jej dokładności, ale także zminimalizowanie zmiany poprzedniej długości metra [2]. W każdym razie wraz ze zdefiniowaną prędkością światła częstość optyczna (powiązana z czasem) może służyć jako jednostka długości.

Fundamentalne aspekty fizyczne redefinicji jednostki długości

W czasach, gdy zmieniano definicję metra, wyrażano wątpliwości, czy celowa jest zmiana fizycznej podstawy definicji. Jeśli na przykład w przyszłości mielibyśmy odkryć, że niektóre „stałe fizyczne” w rzeczywistości zmieniają się powoli z upływem czasu, to można było się obawiać, że nowa definicja może mieć wpływ na rozwój wiedzy, wręcz go ograniczać, a w każdym razie utrzymywać nas w nieświadomości takich globalnych zmian, które nie zmieniałyby odkrywanych przez nas zależności fizycznych. Czy jednak w ogóle istnieje obserwowalne zjawisko różnicujące te zmiany? Przed rokiem 1960 przyjmowaliśmy za podstawę pomiaru długości odległość między pewnymi płaszczyznami sieci krystalicznej stopu Pt-Ir, z którego zrobiono sztabę wzorca metra; od strony fundamentalnej odległość ta jest związana z mechaniką kwantową, elektrycznością i magnetyzmem. Uwzględniając zaś drgania termiczne cząsteczek w lekko anharmonicznych potencjałach międzyatomowych, możemy założyć, że poprzez rozszerzalność cieplną także pewną rolę odgrywają tu masy

jąder atomowych, a tym samym oddziaływania silne. Może wraz z redefinicją metra z 1960 r. poprzez długość fali promieniowania atomów kryptonu umożliwiliśmy powstanie pewnego nieładu? Mechanika kwantowa, elektryczność i magnetyzm wciąż odgrywają w tej definicji fundamentalną rolę, ale masa atomu występuje tu tylko w poprawce na masę zredukowaną, a nie poprzez efekty cieplne. Nowa „stała” – prędkość światła – służy jako wymiarowa, liniowa stała skalowania. Na pierwszy rzut oka redefinicja z 1983 r. wydaje się czymś zupełnie innym niż definicja kryptonowa z roku 1960, ale w gruncie rzeczy powtarza tylko ideę wykorzystania różnicy poziomów energetycznych (tyle że teraz mamy Cs w definicji sekundy zamiast Kr w definicji energii przejścia optycznego), połączoną w tym wypadku z zamianą jednostek. Kto wie, czy w tym wszystkim nie kryje się jakaś pułapka?

Doszliśmy dziś do tego, że układ SI zaczyna już funkcjonować z sześcioma, a nie siedmioma jednostkami podstawowymi. Metr ulega degradacji do roli jednostki pochodnej, a znaczenie czasu i częstości jeszcze bardziej wzrasta. Są to początki długiej epopei, w której jednostki podstawowe SI będą wystawione na rywalizację ze spektakularnymi postępiami „na dnie dewara” [3], dającymi nam wzorzec volta oparty na zjawisku Josephsona (Nagroda Nobla 1973) czy też kwantowy wzorzec oma oparty na zjawisku von Klitzinga (Nagroda Nobla 1985). Połączone jako V^2/Ω , dają elektrycznego wata, podczas gdy wat z układu SI – definiowany jako džul na sekundę – ma wymiar $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^3$. Związek między nimi określają m.in. eksperymenty z udoskonaloną wagą prądową (ang. watt balance) [4]. Od niedawna tranzystor jednoelektronowy zaczyna umożliwiać liczenie elektronów przepływających w ciągu sekundy, co daje związek jednostek mechanicznych z amperem, jednostką SI natężenia prądu elektrycznego. Takie pomosty między metrologią i fizyką kwantową stają się dziś tematami „gorącymi” [1,5]. Wspaniały rozwój metrologii upoważnia także do stawiania pytań – silnie motywowanych również przez postępy kosmologii i astronomii – o „dokładność” i „niezmiennność czasową” wartości rozmaitych wielkości używanych do opisu rzeczywistości fizycznej.

Zegary i czas

Wielkością, którą potrafimy mierzyć najdokładniej, jest czas, stąd jego pomiary zawsze przyciągały zaprzysięgłych badaczy. Ponadto przy dzisiejszych metodach sterowania za pomocą rozmaitych czujników i mikroprocesorów wiele parametrów fizycznych można wyznaczyć poprzez pomiary częstości, więc całe rzesze naukowców z innych dziedzin chcą je wykorzystać do wydobywania najsubtelniejszych szczegółów swych własnych pomiarów. (Mimo to wiele naprawdę ważnych tematów badań nie rozwinęło się jeszcze do tego stopnia, by owe narzędzia częstościowe były w nich użyteczne, np. podejmuje się zmieniające świat decyzje z zakresu ochrony powietrza przed zanieczyszczeniami, chociaż właściwie nie mamy nawet pewności co do kierunku przebiegu niektórych zjawisk).

Dla technologów z całego świata wzrost dokładności pomiaru czasu stanowi przedmiot wielkiego zainteresowania i rywalizacji. W dużej części dzieje się tak ze względów wymienionych w uzasadnieniu tegorocznej Nagrody – skok możliwości o kilka rzędów wielkości jest czymś niezwykle w każdej dziedzinie, a co dopiero takiej, w której dokładność pomiaru była już na najwyższym poziomie, doprowadzonym do fundamentalnych granic.

Zainteresowanie rachubą czasu stanowiło od zawsze część historii ludzkości, ale dopiero w kilku ostatnich wiekach pewne grupy szczęśliwców były na tyle uniezależnione od bieżących kolei losu, by móc spokojnie pomyśleć o Przyrodzie; dzięki temu *c z a s* objawił się także jako parametr doświadczalny. Dziś kwestii, dlaczego warto się interesować czasem, możemy się już przyjrzeć z naukowego i doświadczalnego punktu widzenia. Dla miłośników dokładności oczywistym powodem jest fakt, że *c z a s* jest najpotężniejszą wielkością metrologiczną.

Skalowanie dokładności osiągalne przy pomiarach czasu

Dokładność pomiarów czasu można zwiększać w zasadzie bez ograniczeń poprzez zwiększanie czasu trwania pomiaru i po prostu zliczanie rosnącej liczby cykli pewnego regularnego okresowego zjawiska. Silniejszy wzrost ilości informacji ze wzrostem czasu trwania pomiaru jest jednak możliwy wówczas, gdy mamy dobre źródło, które zachowuje spójność od początku do końca pomiaru. (Dla celów tego wywodu możemy przyjąć, że owa „spójność” oznacza tyle, że jeśli znamy fazę cyklicznych drgań na początku eksperymentu, to nasze źródło jest wystarczająco stabilne, by fazę drgań w chwilach późniejszych, pod koniec pomiaru, można było przewidzieć z dokładnością do jednego radiana). W takim przypadku możemy mieć dokładność pomiaru rosnącą z przedziałem czasowym τ pomiaru jak $\tau^{3/2}$. Aby w prosty sposób wyjaśnić tę zależność, podzielmy długość przedziału na trzy równe części; każda z nich będzie obejmowała $N/3$ zliczeń. Na odcinku startowym porównajmy zegar referencyjny z zegarem testowanym; precyzja względna takiego pomiaru jest równa $(N/3)^{-1/2}$. Na odcinku środkowym zanotujmy tylko liczbę zliczeń, $N/3$. Na ostatnim odcinku ponownie oszacujmy analogową zależność fazową między falą badaną i falą referencyjną; precyzja względna znowu wynosi $(N/3)^{-1/2}$. Odjęcie dwóch faz analogowych zwiększa niepewność jednego pomiaru $2^{1/2}$ razy, zatem w sumie dokładność względna wynosi $2^{1/2}(N/3)^{-3/2}$. Dla pomiaru częstości mikrofalowych rzędu 10^{10} Hz możemy w jednosekundowym pomiarze uzyskać wzrost dokładności 10^5 razy. Komercyjne przeliczniki przy rozsądnym sygnale wejściowym potrafią już rejestrować 12-cyfrowe liczby zliczeń w ciągu 1 s. Widać, że jeśli będziemy umieli w odpowiedni sposób zmierzyć częstość spójnego źródła, to możemy uzyskać ogromny wzrost dokładności pomiaru. Nic więc dziwnego, że mamy sytuację, w której nie tylko metrologowie, ale i filozofowie, żeglarze czy rolnicy interesują się zegarami, czasem oraz porami roku [6]. Nasz najlepszy sprawdzian, czy istnieje promieniowanie grawitacyjne przewidywane przez Einsteina, odwołuje się do

skrócenia okresu jednego roku obserwowanego dla podwójnego pulsara Hulse’a–Taylor’a; fizyka zegara orbitalnego łączy się tu z fizyką kwantowych wzorców częstości na Ziemi. Ta wspaniała praca została uhonorowana Nagrodą Nobla w 1993 r.

Z czego składa się zegar?

Trzy podstawowe elementy zegara to źródło regularnych zdarzeń, przelicznik–integrator do ich zliczania oraz odpowiedni mechanizm odczytowy do pokazywania aktualnego wyniku zainteresowanej osobie lub maszynie. Pod wieloma względami najbardziej interesujące jest źródło częstości, gdyż jest to z natury rzeczy układ analogowy, tak zaprojektowany, by miał możliwie największą wewnętrzną stabilność wykorzystywanych drgań fizycznych podczas odczytu informacji. W tej grze bardzo się liczą niuanse i subtelność. Jest zwykłą koleją rzeczy, że sprawność zegarów opartych na jakimś dobrze znanym źródle regularnych „tyknięć” zwiększa się dzięki pracy wielu ludzi przez wiele lat, by w końcu zegary te stały się nagle przestarzałe wskutek wprowadzenia stabilnego oscylatora nowego, lepszego typu. Nowa idea musi być związana ze znacznym postępowaniem, by mogła już u swego zarania konkurować z techniką poprzednią, ulepszaną przecież w wielu etapach. Mimo to niektóre techniki żyją bardzo długo, np. wciąż można kupić dobry zegarek na rękę wykorzystujący drgania skrętne sprężyny, chociaż idea koła balansowego została przez Christiaana Huygensa zastosowana już w 1675 r.

Rachuba czasu cieszyła się dużym zainteresowaniem, odkąd człowiek zaczął zajmować się rolnictwem, ale zainteresowanie to jeszcze bardziej wzrosło w czasach rozwoju lukratywnego handlu międzynarodowego – „nieuniknionych” zatonięć statków można byłoby uniknąć dzięki lepszej znajomości położenia na morzu (przede wszystkim długości geograficznej). Ustanowiona w 1714 r. przez brytyjski parlament Longitude Prize (ponad 10 milionów dolarów na dzisiejsze pieniądze) przykuła uwagę Johna Harrisona, wynalazcy, który jej zdobyciu poświęcił około 40 lat swej pracy. W roku 1761 jego chronometr H-4 pokazywał czas z dokładnością 0,2 sekundy na dobę, czyli miał dokładność względną $\delta v/v \approx 2,5 \cdot 10^{-6}$, nawet na morzu. Przekraczało to kilkakrotnie wymagania, ale początkowo wypłacono mu tylko połowę nagrody; spór dotyczył po części prawa do własności intelektualnej, a po części problemem był konflikt interesów w łonie kapituły nagrody (całą historię dobrze opowiedziano w książce [6]). Dzisiejsi klienci precyzyjnej rachuby czasu to sieci telewizyjne (dla potrzeb synchronizacji), operatorzy telefonii komórkowej, użytkownicy GPS-u, którym potrzebna jest skrajnie duża dokładność, radioastronomowie, agencje kosmiczne (np. NASA) oraz rozmaite inne dziedziny nauki, w których wartości wielkości fizycznych są wyznaczane metodami częstościowymi.

Rozwój źródeł częstości – w poszukiwaniu dokładności. Z dyskusji parametrów zegara mechanicznego lub oscylatorów elektronicznych opartych na modach wibracyjnych kryształu kwarcu jasno wynika, że częstość pod-

stawową określają rozmiary mechaniczne. Urządzenie takie może być stabilne i precyzyjne w tym sensie, że odczyt może zawierać wiele cyfr, lecz nie można się w nim powoływać na żadną ustaloną czy naturalną częstość. Mimo to stabilność niektórych układów krystalicznych może być znaczna – dryf dokładności względnej większy od 10^{-6} na dobę stopniowo zmalał do obecnej wartości mniejszej od ok. 10^{-10} na dobę, podczas gdy względna zmiana częstości w zegarach mechanicznych związana ze zmianami przyspieszenia ziemskiego jest na poziomie 10^{-9} . Wielka częstość elektronicznych oscylatorów z powodzeniem służyła do wygodnej interpolacji między „tyknięciami” ustanowionego przez Konwencję Metryczną w roku 1875 wzorca absolutnego, którymi były mierzone raz na dobę położenia zenitalne Słońca. (Później serie danych o obrocie Ziemi oparto na teleskopowych obserwacjach początkowych chwil zakryć różnych gwiazd i planet przez Księżyc). W latach pięćdziesiątych XX w. oscylatory elektroniczne były już tak udoskonalone, że można było wyznaczyć względną zmianę prędkości kątowej ruchu obrotowego Ziemi rzędu 10^{-8} , przypisywaną zmianom momentu bezwładności układu Ziemia–atmosfera wywołanym przez pływy oceaniczne wzdłuż południków i wielkie burze. Metrologicy pragnęli wyeliminować tę zmienność, lecz potrzebowali do tego wzorca naprawdę absolutnego i uniwersalnego, a nie lokalnego i zmiennego. W 1960 r. przyjęto więc za nowy wzorzec określoną liczbę sekund w astronomicznym roku zwrotnikowym 1900. Motywacja była zapewne dobra, gdyż obieg Ziemi wokół Słońca podlega mniejszym perturbacjom. Z drugiej jednak strony trudno jest rozkoszować się pełną precyzją zegara-oscylatora, który „tyka” jedynie raz na rok. Z zasad metrologii wynika, że wolelibyśmy, aby źródło częstości podstawowej było urządzeniem o bardzo wielkiej częstości, tak by w pomiarach interesujących nas zjawisk łączna wielokrotność wzorcowych „tyknięć” była ogromną liczbą, a nieunikniony szum i niepewność resztkowego ułamka analogowego jednostki były jak najmniejsze.

Zegary elektroniczne wykorzystujące przejścia kwantowe

Rozwijając metodę wiązek atomowych, za którą Otto Stern otrzymał Nagrodę Nobla w 1943 r., Isidor Isaac Rabi wprowadził metody rezonansowe, umożliwiające sondowanie z wielką precyzją wewnętrznych (nadsubtelnych) kwantowych stanów energetycznych atomów takich pierwiastków jak cez. Prace te zostały uhonorowane Nagrodą Nobla w 1944 r. Wykorzystując w ten sposób atomy, można było liczyć na spełnienie wymagań niezależności realizacji oraz uniwersalności, stawianych wzorcowi. W dodatku częstości przejść leżały blisko górnego skraj użytecznego zakresu radiowego, co optymalizowało także aspekty metrologiczne. Pierwszy zegar wykorzystujący wiązki atomowe, zbudowany w 1949 r. w amerykańskim National Bureau of Standards (NBS), był oparty na mikrofalowych przejściach w amoniaku, a w roku 1955 w brytyjskim National Physical Laboratory (NPL) oraz w NBS działały już zegary na wiązkach cezu. W tym samym roku Norman F. Ram-

sey ogłosił wynalezioną przez siebie metodę rozdzielonych pól zmiennych (patrz *PF* 42, 625 (1991) – red.), za którą w 1989 r. otrzymał Nagrodę Nobla. Jego idea podwójnego wzbudzenia polegała na tym, aby wzbudzić odpowiednie atomy, odczekać pewien czas, w którym ich wewnętrzna faza zmienia się (w przypadku idealnym) bez zaburzeń, po czym za pomocą drugiego impulsu wzbudzającego dokonać interferometrycznego porównania szybkości ewolucji fazy z laboratoryjnymi układami oscylacyjnymi. Rozwój wzorców częstości opartych na wiązkach atomów cezu następował szybko w wielu laboratoriach, co w 1967 r. umożliwiło redefinicję sekundy w układzie SI jako czasu trwania 9 192 631 770 okresów nadsubtelnych oscylacji w atomie Cs. Zgodnie z tym częstość drgań w cezcie określono jako równą dokładnie 9 192 631 770 Hz. Specjaliści, którzy opracowali tę redefinicję jednostki czasu i częstości, mądrze nie sprecyzowali szczegółów procesu pomiaru, zostawiając tu pole dla znacznego postępu. Na przykład, gdy na początku lat dziewięćdziesiątych możliwe i popularne stało się laserowe pompowanie optyczne atomów między stanami nadsubtelnymi, koledzy z National Institute of Standards and Technology (NIST) zbudowali nowy cezowy wzorzec atomowy NIST-7, oparty na optycznym przerzuceniu większości obsadzeń szesnastu dostępnych stanów nadsubtelnych do szczególnego ($|3, 0\rangle$) stanu niższego, biorącego udział w przejściu zegarowym. Poza wymienionym czynnikiem (ok. 16 razy) przydały się ulepszenia samego źródła atomów, lepsze źródło częstości i lepsza elektronika w układzie odczytowym, ale zmniejszenie niedokładności realizacji sekundy cezowej w układzie z NIST-u do ok. $5 \cdot 10^{-15}$ umożliwiła przede wszystkim komputerowa obróbka sygnałów i aktywna kontrola błędów systematycznych. Jak to jednak często bywa w sztuce precyzyjnego pomiaru, układ ten, będący podówczas istnym *tour de force*, w wyniku opracowania nowej techniki stał się za jednym zamachem przestarzały.

Jak wykazali Kasevich i Chu [7], wprowadzenie w życie idei „fontanny atomowej” w celu realizacji wzorca częstości opartego na atomach Cs stało się możliwe dzięki ich laserowemu ochłodzeniu. Zmieniając częstość lub moc laserów, można było kulę atomową przemieszczającą się powoli w oscylatorze w.cz. ekspediować pionowo do góry; kula osiągała szczytową wysokość kilkudziesięciu centymetrów nad oscylatorem, a następnie, po kilkuset milisekundach, zaczynała drogę powrotną w dół. Przy tak długim czasie oddziaływania spójnego szerokość linii rezonansowej zmniejszała się natychmiast do ok. 1 Hz, od wartości ok. 300 Hz osiąganą w poprzedniej epoce wiązek atomów termicznych. Sondowanie optyczne atomów pod rezonatorem (czyli po przejściu przez niego) pozwalało zmierzyć zależność prawdopodobieństwa wzbudzenia od dostrajanej częstości wiązki sondującej; zależność ta była potrzebna do sterowania częstością oscylatora w źródle. Jeśli wykorzystamy do odczytu odpowiednie („zamknięte”) przejścia optyczne, to możemy w takim układzie mieć wiele fotonów emitowanych przez atom, tak że – mimo ograniczonego kąta bryłowego i niepełnej wydajności detektora – szum pomiarowy nie jest znacznie większy od

szumu minimalnego, jaki wprowadza ograniczona liczba atomów. André Clairon i jego koledzy zbudowali w 1995 r. w paryskim instytucie znanym obecnie jako LNE-SYRTE pierwszy prawdziwy wzorzec częstości z fontanną cezową [8]. Nawet bez współczesnych metod pokonywania granicy atomowego szumu śrutowego wzorce fontannowe w NIST oraz SYRTE osiągają dziś poziom dokładności przekraczający $1 \cdot 10^{-15}$, jeśli uwzględnić wszystkie znane czynniki pomiarowe [9]. Z poprawą rozdzielczości związane są naturalnie nadzieje na potencjalny wzrost dokładności, lecz najpierw trzeba będzie się zastanowić nad obszerną listą poprawek i uciążliwych szczegółów. W końcu nawet przy rozszerzonym czasie oddziaływania zliczamy mniej niż 10^{10} drgań, więc już niedokładność na poziomie $1 \cdot 10^{-15}$ odpowiada rozdzielaniu szerokości rezonansowej linii fontanny atomowej o czynnik 10^{-5} . Cezowe zegary fontannowe mają ograniczenia wynikające z dwóch efektów, które od niedawna stały się istotne: przesunięć częstości wprowadzanych przez zderzenia atomów w ogromnie zgęszczonym ośrodku [10] oraz przesunięć wywołanych przez wpływ promieniowania termicznego otoczenia, związanych ze ściankami układu próżniowego. Próby dalszego rozdzielania linii nieodmiennie przynoszą ze sobą rosnący szereg nowych drobnych problemów, które wprowadzają w efekcie barierę wzrostu dokładności.

Ważna jest obserwacja, że dla wielu rodzajów absorberentów kwantowych procesy poszerzania linii są takie same w dziedzinach częstości radiowej i optycznej. Na przykład, za pomocą fontanny atomowej można badać przejścia optyczne zamiast mikrofalowych z tym samym czasem oddziaływania. Wolelibyśmy oczywiście wyższą częstość podstawową ze świata optyki, ponieważ dla niej wykorzystywany rezonans wykazuje względną ostrość, zwiększoną o mniej więcej taki sam ogromny czynnik – stosunek częstości optycznej do mikrofalowej. Dla ostrzejszych linii możemy oczekiwać dokładniejszych pomiarów, które pozwolą nam lepiej zobaczyć niewielkie wpływy rozmaitych parametrów eksperymentu, co prowadzi do zwiększenia jego niezależnej odtwarzalności, którą – dzięki usilnym staraniom – często można przełożyć na niemal taki sam wzrost możliwej dokładności pomiaru, w miarę jak udaje nam się coraz pełniej charakteryzować procesy prowadzące do przesunięć. Ale właściwie jak zaplanowalibyście absolutny pomiar częstości optycznej przed milenijnym Rokiem Grzebień Optycznego?

Ta idea powtarzalności jest chyba słabsza niż złoty standard dokładności, w który tkwi ukryte założenie, że umiemy powiązać zmierzony wynik z jednostkami SI. Teraz jednak znamy już kilka zegarów optycznych o 10-krotnie mniejszej niepewności wyników niż wzorzec cezowy. Zanim więc redefinicja stanie się stosowna, bardzo ciekawe będą ich porównania, zwłaszcza jako punkt wyjścia do jednego z najciekawszych przedsięwzięć nauki – prób rozstrzygnięcia, które „prawa” fizyczne są fundamentalnie dokładne, które pomijają pewne szczegóły gwołi ładnego wyglądu, a które są jedynie stwierdzeniami „faktów” o Przyrodzie, w rzeczywistości niedokładnie praw-

dziwych. Moimi przykładami są tu mechanika niebios, prawa gazów doskonałych ignorujące objętość cząsteczek oraz zasada zachowania parzystości w fizyce atomowej.

Początki snu o zegarach optycznych

Do akcji wkracza laser

Perspektywy metrologii uległy fundamentalnej zmianie 12 grudnia 1960 r., gdy w Bell Labs niewielki zespół pod kierunkiem Alego Javana w końcu dobrał dla swego „masera optycznego” właściwe warunki, by powstały w nim samopodtrzymujące się drgania o częstości optycznej. W gazowej rurze wyładowczej o specjalnej konstrukcji wytworzyła się mało prawdopodobna sytuacja, w której obsadzenia dwóch szczególnych poziomów energetycznych atomów neonu odwróciły się w porównaniu z termodynamiczną normą – w wyniku wyładowania w obfitszym gazowym helu przekazywanie energii w procesach zderzeń doprowadziło do inwersji obsadzeń, tak że więcej atomów znalazło się w wyższych stanach energetycznych. Godne podziwu jest to, że warunki te ustalono na podstawie starannych pomiarów i modelowania warunków wyładowania! Odwrócenie obsadzeń odwraca znak współczynnika absorpcji, która – jak uczy nas doświadczenie – jest uniwersalną właściwością zwykłej materii. Z odwróconymi obsadzeniami, a nie przez absorpcję, grupa Javana otrzymała emisję optyczną. Atomy wzmacniały każdy sygnał rezonansowy przechodzący przez komórkę wyładowczą. Wzmocnieniem o kilka procent nie warto byłoby się ekscytować, lecz wymyślono i skonstruowano zwierciadła wielowarstwowe, w których straty przy odbiciach były mniejsze, dzięki czemu powstały warunki do wzrostu mocy wiązki po każdym jej przejściu. W końcu uzyskano więc samopodtrzymujące się, ciągłe drgania optyczne i zaobserwowano skolimowaną wiązkę przewidywaną przez Charlesa Townesa i Arthura Schawlowa w klasycznej pracy z 1958 r. Podobne pomysły powstały również w byłym Związku Radzieckim; doprowadziło to do wspólnej Nagrody Nobla w 1964 r. dla Nikołaja Basowa, Aleksandra Prochorowa i Townesa.

Związek z glauberowskimi stanami spójnymi światła

Rozumna metoda rozpoczęcia teoretycznych badań pól optycznych może być następująca: wyjść od znanych wyników dla pól jednofotonowych, a potem ostrożnie dodać kilka fotonów i patrzeć, co to zmienia. Prawdę mówiąc, dla nas wszystkich, idących śladami prac prof. Glaubera, było niespodzianką, że wystarczy parę fotonów, by funkcja rozkładu gęstości fotonów przestała być zwykłym rozkładem Poissona – wraz ze wzrostem liczby fotonów w danym modzie, pola zaczynają wykazywać niewielkie, ułamkowe fluktuacje, charakterystyczne dla pola klasycznego. Natomiast od strony doświadczalnej pierwszy laser Javana miał moc wyjściową ok. 1 mW, co oznaczało emisję $N \approx 10^{16}$ fotonów na sekundę! Możemy oszacować oczekiwane względne odchylenie ze wzoru $N^{-1/2}$, lecz przy tak niewiarygodnie wielkiej liczbie spójnych fotonów w jednym modzie wynik tego oszacowania byłby niefizycznie mały. Tysiące czysto technicznych czynników

spowodowałyby względne fluktuacje większe od przewidywanej wartości 10^{-8} ! Inaczej mówiąc, owe pierwsze lasery działały bardzo klasycznie i fluktuacje kwantowe byłoby niezwykle trudno zaobserwować. Dopiero w końcu lat siedemdziesiątych ludzie zaczęli rozumieć, jak skutecznie badać pola kwantowe zaledwie kilku fotonów. Przy tak ogromnie zmniejszonym natężeniu korelacje kwantowe są trudne do zaobserwowania, choć zarazem bardzo interesujące, gdyż odpowiadają znacznym efektom ułamkowym. Na przykład, grupa Jeffa Kimble'a wykorzystwała zależność od fazy światła ściśnięte do wykonania pomiarów spektroskopowych o około dwukrotnie lepszym stosunku sygnału do szumu niż dla prostej granicy szumu śrutowego [11]. Obserwacja silnych efektów dla światła ściśniętego wymaga minimalizacji strat optycznych, które dążą do odwrócenia statystyki w kierunku granicy termicznej. Niestety, szum ze źródeł technicznych rośnie liniowo ze wzrostem mocy lasera, szybciej niż korzyści płynące ze ściśnięcia. Uzyskanie 10-krotnej poprawy stosunku amplitudy sygnału do szumu wydaje się niezwykle trudne.

Spójność pola laserowego umożliwia diagnostykę częstości

Sukces konstrukcji lasera z Bell Labs wziął się z półklasycznej koncepcji działania masera optycznego. To prawda, wzmocnienie miały zapewniać kwantowe układy atomów, a nie lampy radiowe czy klustrony, prawdą jest też, że każdy atom w każdym zdarzeniu miał wносить do pola tylko jeden foton. Biorąc jednak pod uwagę, jak ogromna jest liczba fotonów tworzących pole, trudno oczekiwać, by ich dyskretny charakter miał znaczenie. Niemal natychmiast zespół z Bell Labs zaczął sprawdzać taką interpretację, łącząc dwie oddzielne wiązki światła laserowego w pojedynczą wiązkę współosiową i rzucając ją na światłoczułą powierzchnię szybkiego fotodetektora. Zatem już wtedy oscylacje w każdym laserze wyobrażano sobie jako zasadniczo klasyczne pole, spełniające warunki brzegowe przy odbiciach od obu zwierciadeł. Ten stabilny i powtarzający się schemat odbiciowy miał określać możliwe długości fali wytwarzanego światła laserowego. Dzięki konstrukcji rury oraz lutowi szczęścia wyładowanie było cudownie spokojne i można było oczekiwać, że współczynnik załamania w gazie będzie w zasadzie stały. Tak więc interferometryczne warunki brzegowe miały zasadniczo określać częstość oscylacji i dlatego można się było spodziewać, że urządzenie będzie wysyłać wiązkę o ostrej częstości optycznej. Przy dwóch ostrych częstościach z laserów należało oczekiwać wytworzenia przy powierzchni nieliniowego detektora częstości różnicowej, która też istotnie powstała. Wciąż słyszę gwizd akustycznego dudnienia, nagrany przez Javana, gdy dostroił swe dwa lasery do prawie takich samych częstości optycznych. Różnica częstości między dwoma źródłami 260-terahercowymi wynosiła ok. 1 kHz!

Linie powstałe z tych dudnień były niezwykle wąskie. Szacowaliśmy już, że strumień 10^{16} fotonów/s powinien mieć względne fluktuacje statystyczne mocy na poziomie 10^{-8} , zatem faza optyczna mogłaby być bardzo ściśle określona. Obliczenia wykonane przez Schawlowa i Townesa,

uwzględniające rolę strat optycznych, ograniczają jednak spójność wiązki z lasera i przewidują milihercowe szerokości linii.

Mamy więc w zasadzie promieniowanie o niewiarygodnej ostrości i powinniśmy być gotowi do poszukiwania ciekawych zjawisk fizycznych. Natychmiast wychodzi jednak na jaw rozczarowująca prawda – na owe maleńkie fluktuacje fazy w laserze nakłada się znacznie większy szum pochodzenia technicznego. Mówiliśmy już, że najsilniejsze zawężenie częstości jest wprowadzane przez warunek powstania fali stojącej wskutek odbić od zwierciadeł laserowego rezonatora. Ale nawet spokojne laboratorium jest miejscem „gwarowym”, z „sejsmicznym” szumem na poziomie ok. $3 \cdot 10^{-9}$ m/Hz^{1/2} w pasmie częstości powiedzmy 1–30 Hz. Rezonator lasera ma długość kilkudziesięciu centymetrów; układ taki trudno jest bardzo mocno usztywnić. Tak więc pewna część szumu (założmy, że tylko 1%) bierze się ze zmian długości rezonatora, prowadzących do zmian częstości fali laserowej. Widzimy od razu wynikającą z takiego założenia skalę problemu – względne zmiany częstości są rzędu 10^{-10} . Czynniki termiczne też sprawiają kłopoty – nawet dla materiałów o małej rozszerzalności cieplnej, np. szkła kwarcowego, skala 10^{-10} odpowiada już zmianie temperatury o kilka milikelwinów. Sytuację można poprawić dzięki sprzężeniu lasera ze stabilnym rezonatorem referencyjnym [12]. Dążąc do optymalnej redukcji drgań, zwierciadła tego rezonatora montuje się na sztywnej konstrukcji, a całość umieszcza na miękkim, poziomym zawieszeniu. Dzięki skupieniu się na izolacji drgań Bergquist [13,14] otrzymał linię laserową o rekordowo małej szerokości ok. 0,16 Hz! Inne podejście polega na minimalizowaniu czułości rezonatora na przyspieszenia. Wykorzystując symetryzowane w pionie zamocowanie rezonatorów referencyjnych, nasza grupa uzyskała niedawno linię laserową o szerokości na poziomie 1 Hz [15].

Spójność dudnień umożliwia częstościowe sterowanie laserem

Ze względu na niewielki własny szum fazowy źródła laserowego i jego dość dużą, miliwatową moc, heterodynowa detekcja częstości dudnień dwóch takich źródeł daje atrakcyjnie duży stosunek sygnału do szumu, nawet przy bardzo krótkich czasach uśredniania, rzędu 1 μ s. W dodatku dobrze wykonany laser prawie nie reaguje w tak krótkim czasie na „odgłosy życia” laboratorium (zmiany temperatury, napięcia zasilania, drgania itp.) – w ciągu 1 μ s nie mogą one zbyt zmienić układu. Czas ten jest zbyt krótki, by owe zaburzenia zaczęły niszczyć stabilność rezonatora określającego częstość. Możemy zatem rzeczywiście wykonać użyteczne pomiary fazy fali laserowej w tak krótkim przedziale czasu, że kłopoty jeszcze się nie zdążyły pojawić! Zaczynamy już dostrzegać wyłaniającą się strategię – szybko mierzymy to, co laser robi naprawdę w porównaniu z naszymi oczekiwaniami, a następnie wykorzystujemy sprzężenie zwrotne z odpowiednimi serwo-mechanizmami do sterowania częstością lasera. Jeśli wprowadzimy poprawki dostatecznie szybko i dokładnie,

to sterowany laser będzie w dobrym przybliżeniu takim idealnym, częstościowo stabilnym laserem, jakiego potrzebujemy.

Wprowadzenie w życie tej idei sterowania za pomocą serwomechanizmów wymagało wielu technicznych trików, których doskonaleniu autor poświęcił ponad 40 lat aktywnej pracy. Doprowadziło to do powstania wielu ciekawych i pożytecznych narzędzi oraz metod elektrooptycznych.

Wzrost mocy laserów otwiera drogę do spektroskopii nieliniowej i ostrych rezonansów

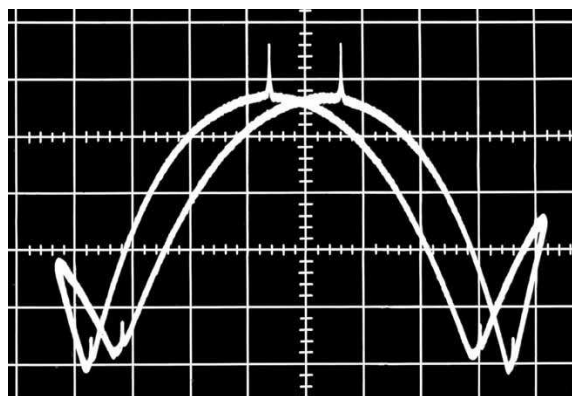
Zacznijmy od pierwszej próby obserwacji wąskich rezonansów atomowych za pomocą nasyceniowej spektroskopii absorpcyjnej. Tego typu zjawiska w rezonatorze laserowym jako pierwszy badał Bill Bennett, wykorzystując efekty dyspersyjne związane z neonem jako gazem aktywnym lasera. Wskutek maskowania przez zjawisko Dopplera naturalna szerokość rezonansowa linii Ne, rzędu 10 MHz, ulega zwiększeniu do ok. 1500 MHz. Większość atomów gazu odstraja się więc w sposób zależny od prędkości. Niektóre atomy poruszają się z prędkościami bliskimi takiej szczególnej wartości, dla której przesunięcie dopplerowskie doprowadzi do ich rezonansu z polem wewnątrz wnęki laserowej. W rzeczywistości trzeba wziąć pod uwagę dwie takie prędkości, gdyż wiązka w laserze, odbijając się od zwierciadeł, biegnie między nimi w obu kierunkach. Owe atomy rezonansowe dość silnie oddziałują z polem, co prowadzi do wzrostu szybkości zaniku stanów wzbudzonych atomów o takich prędkościach – ich odwrócone obsadzenia zamieniają się w rezonatorze w fotony! Jeśli wyobrazimy sobie wykres różnicy obsadzeń (obsadzenie stanu górnego minus obsadzenie stanu dolnego), to możemy oczekiwać lokalnego, dość wąskiego minimum wokół prędkości, dla której następuje przekształcenie inwersji obsadzeń w kwanty światła. Ściśle mówiąc, zgodnie z powyższym opisem występują dwa zwierciadłanie symetryczne minima. Ciekawe zjawiska zachodzą wtedy, gdy częstość lasera dostrajamy do częstości atomu w nieruchomym układzie odniesienia. Wówczas atomy rezonansowe będą miały coraz mniejsze prędkości dopplerowskie aż do chwili, gdy wybierzemy prędkość zerową. W tym momencie zachodzi nowe zjawisko. W stanie odstrojonym do mocy wyjściowej wiązki laserowej wnosily wkład dwie grupy aktywnych atomów. Gdy osiągamy sam środek dostrojenia, pola obu fal biegnących oddziałują z jedną atomową prędkością grupową. Tak więc w procesie bierze udział mniej atomów i moc lasera wyraźnie spada (ale tylko przy środkowym dostrojeniu). Ten „dołek” w wykresie zależności mocy lasera od dostrojenia można wykorzystać do stabilizacji częstości w środku owego „minimum Lamba”, od nazwiska Willisa Lamba, który w swych pracach teoretycznych wyjaśnił pochodzenie tego doświadczalnie obserwowanego efektu (Nagrodę Nobla dostał w 1955 r. za badania nowej struktury nadsubtelnej widma wodoru). Okazało się, że ciśnienie optymalne dla pracy lasera jest

dość duże (ok. 3 mmHg, czyli 400 Pa), wskutek czego istnieje znaczne prawdopodobieństwo zderzeń między atomami nawet w ciągu optycznych czasów życia równych kilkudziesięciu nanosekundom. Minima Lamba są zatem szersze oraz płytsze i obserwuje się je obok stromej maksimum dopplerowskiego odpowiadającego rozkładowi dostępnych prędkości atomów. Oprócz spadku wyrazistości minimum Lamba otrzymano znaczne przesunięcia częstości [16]. Nie można było dowolnie zmniejszyć ciśnienia gazu, bo wyładowczy mechanizm pompowania prowadził do obsadzenia metatrwałego poziomu He^* , i do przeniesienia tych wzbudzeń do atomów neonu podczas wyładowań potrzebne były zderzenia. Tak więc, mimo że długość fali charakterystycznego spójnego światła laserowego była łatwiejsza do zmierzenia niż światła niespójnego z kryptonowej lampy wyładowczej (ówczesnego wzorca długości fali), przesunięcia ciśnieniowe w laserze były po prostu zbyt duże, by można je było zaakceptować. Działo się tak zwłaszcza dlatego, że ówczesna technika wyładowań prowadziła do dużych zmian ciśnienia mieszaniny gazów w laserze i stosunku jej składników wraz z czasem pracy laserów, co było związane z rozpylaniem jonowym elektrod.

Wkrótce potem Lee i Skolnick wysunęli ważną ideę rozdzielenia funkcji wzmacniacza i referencyjnych komórek gazowych. Szczegółową dyskusję tych ciekawych innowacji można znaleźć w pracach [17,18], lecz dla celów tego wywodu musimy jednak rozważyć kilka najistotniejszych spraw. Ponieważ chodziło nam o ochronę życia naszych atomów referencyjnych, pociągało nas rozumowanie raczej w kategoriach absorpcji niż wzmocnienia. Niepotrzebne były nam w takim razie ani żadne wyładowania, ani pompowanie optyczne referencyjnych rezonatorów kwantowych. Aby do stabilizacji częstości wykorzystać nieliniowy rezonans Lamba, musieliśmy naturalnie mieć możliwość dostrojenia lasera do częstości rezonansowej komórki referencyjnej. W dzisiejszych czasach to żaden problem – wystarczy użyć laserów strojonych – ale wtedy najlepszym pomysłem na uzyskanie zgodności długości fali było wykorzystanie cząsteczek jako pochłaniaczy – można było wybierać spośród nieprzebranego mnóstwa linii absorpcyjnych. Współczesnym liderem na tym polu jest cząsteczkowy jod, z wąskimi, użytecznymi liniami absorpcyjnymi od bliskiej podczerwieni do ok. 500 nm. Dla innych molekuł typowe długości fali leżą w zakresie podczerwieni 2–10 μm , jeśli ograniczymy się tylko do przejść między stanami wibracyjno-rotacyjnymi.

Pierwszy taki dwuskładnikowy układ referencyjny częstości optycznej – a zarazem wciąż jeden z lepszych – wykorzystuje komórkę wyładowczą He–Ne do wytworzenia wzmocnienia laserowego przy 3392 nm (rys. 1). W rezonatorze lasera umieszczona jest także komórka zawierająca cząsteczki CH_4 , starego, pocziwego metanu o symetrii czworościanu foremnego, mającego ciekawe linie, do których można dotrzeć za pomocą lasera He–Ne. Niezbędne nakładanie się widm emitera i absorbera zapewnia się, szukając – krótko mówiąc – szczęśliwego przypadku! Wykorzystywane pasmo absorpcyjne w podczerwieni, ν_3 ,

jest związane z silnymi drganiami podstawowymi i daje współczynnik absorpcji równy $0,18 \text{ cm}^{-1}/\text{Tr}$. Obecność pochłaniającego gazu wewnątrz rezonatora oczywiście oznacza, że do wpływania na dynamikę lasera niepotrzebna jest nam bardzo duża absorpcja – wystarczy w zupełności parę procent, co odpowiada z grubsza połowie strat związanych ze zwierciadłem wyjściowym. Przy ciśnieniu 10 mTr poszerzenie rezonansu CH_4 wynosi ok. 160 kHz, czyli jest bliskie 130-kilohercowemu poszerzeniu związanemu ze swobodnym przelotem cząsteczek metanu w rezonatorze przez wiązkę światła, mającą typowo średnicę 0,3 mm. Co ważne, przesunięcie ciśnieniowe okazuje się dla tych przejść w tych warunkach bardzo małe, rzędu 1 kHz.



Rys. 1. Sygnał absorpcji nasyconej w cząsteczkach CH_4 [17]. Laser He-Ne wzbudzony przez wyładowanie w.cz. wysyła wiązkę o długości fali $3,39 \mu\text{m}$. Komórka z metanem pod ciśnieniem 12 mTr (16 mbar) jest umieszczona wewnątrz rezonatora. Moc wyjściowa wynosi ok. $300 \mu\text{W}$, a kontrastowość maksimum ok. 12%. Szerokość połówkowa maksimum w połowie wysokości jest równa ok. 270 kHz. Przy maksymalnej mocy wyjściowej (ok. $0,8 \text{ mW}$) kontrastowość wynosi ok. 15%. Przedział dyspersji rezonatora to 250 MHz. Warto zwrócić uwagę na rezonanse krzyżowe widoczne w pobliżu brzegów zapisu (między sąsiednimi modami). Rozdwojenie sygnału jest spowodowane przez histerezę podczas rejestracji.

Mówimy zatem o układzie z krzywą mocy zawierającą rezonans o pełnej szerokości w połowie wysokości maksimum równej ok. 0,6 MHz i powiedzmy 5-procentową kontrastowością przy całkowitej mocy wyjściowej ok. $200 \mu\text{W}$. Proste obliczenie daje stosunek sygnału do szumu śrutowego rzędu 10^6 w pasmie pomiarowym o szerokości 1 Hz, a przecież przy środkowym dostrojeniu, gdy obie fale biegnące w rezonatorze „wybielają” te same cząsteczki pochłaniacza i zmniejszają w ten sposób wewnętrzne straty energii związane z absorpcją, otrzymujemy szerokie, submegahercowe maksimum. Gdyby optymalnie wykorzystać ten stosunek, laser można byłoby tak stabilizować, by miał subhercowe fluktuacje częstości przy pomiarach w przedziałach 1 sekundy. W roku 1968, gdy rozkręcał się cały ten biznes z nasyceńczo-absorpcyjnym wzorcem częstości optycznej, nasze detektory i przedwzmacniacze nie były zbyt dobre i nie mogliśmy nawet

zacząć się zbliżać do granicy szumu śrutowego, którą była względna (nie)stabilność częstości równa ok. $2 \cdot 10^{-14}$ w czasie 1 s. Początkowo otrzymaliśmy $\delta\nu/\nu \approx 1 \cdot 10^{-12}$, a wkrótce potem dzięki lepszym detektorom i obróbce sygnałów poprawiliśmy ten wynik na $3 \cdot 10^{-13}$.

Dzięki umieszczeniu komórki z próbką na zewnątrz rezonatora laserowego można łatwiej analizować sytuację od strony fizycznej; układ taki w swych pierwszych eksperymentach wykorzystywali Bordé, Hänsch, a także grupa Czebotajewa. Ciekawe szczegóły tych prac omawiane są w podręcznikach (np. [19–21]). Teraz zajmiemy się sprawą związku szerokości linii z czasem przelotu cząsteczek przez wiązkę.

Swobodne cząsteczki widzą impuls światła – dwa spojrzenia na zasadę nieoznaczoności

Dla opisanych przejść radiacyjny czas życia (rzędu milisekund) jest znacznie większy od czasu przelotu cząsteczki (w zasadzie swobodnej) przez wiązkę laserową. Pod niskim ciśnieniem szerokość linii nasyceńczo-absorpcyjnej nie jest ograniczana ani przez zderzenia, ani zjawisko Dopplera, widać więc, że szerokości linii rezonansowych można zmniejszyć dzięki zwiększeniu czasu oddziaływania cząsteczki z polem. Pomóc mogą tu albo szerokie wiązki, albo chłodzenie szklanej komórki ciekłym azotem. Rozpoczęły się więc intensywne próby zrozumienia kształtu linii wysyłanej w warunkach swobodnego lotu. Czebotajew i jego koledzy opracowali analitycznie teorię w granicy niskiego ciśnienia i małej mocy optycznej [22]. Teoria stworzona w JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics w Boulder w stanie Colorado) była oparta na komputerowych obliczeniach macierzy gęstości dla pochłaniających cząsteczek przelatujących swobodnie przez wiązkę światła o profilu – w założeniu – gaussowskim [23]. W celu uproszczenia obliczeń założono również małe natężenie i słabe oddziaływanie, lecz szybko stało się jasne, że gros obserwowanego sygnału wytwarzają bardzo nieliczne cząsteczki powolne. Wynikiem teoretycznym jest logarytmiczne maksimum dokładnie w środku linii. Przy długich czasach oddziaływania nawet nikła moc prowadzi do nasyceńczo i innych efektów typowych dla silnych pól.

Potrzebujemy cząsteczek o niewielkiej podłużnej składowej prędkości, tak by nie przechodziły przez wiązkę osiowo, co powodowałoby powstawanie dopplerowskiej modulacji fazy. W praktyce wystarczy, jeśli cząsteczki lecą na tyle prostopadle do osi rezonatora, by ich przejście przez wiązkę nie wprowadzało geometrycznego przesunięcia fazowego większego od 1 radiana. Potrzebne są nam też małe prędkości poprzeczne, gdyż dłuższy czas przejścia znajduje bezpośrednie odzwierciedlenie w węższej linii. Oznaczmy przez $\delta\nu$ szerokość połówkową obserwowanej linii rezonansowej w połowie wysokości maksimum (HWHM); wówczas związek $\delta\nu \cdot \tau \approx 1$ prowadzi do $\delta\nu = \beta v_t/w_0$, gdzie v_t oznacza prędkość termiczną, w_0 – promień (połowę średnicy) wiązki gaussowskiej, a β – pewien parametr pomiarowy. Dla metanu w temperaturze pokojowej wyznaczyliśmy $\beta v_t = 88 \text{ mm} \cdot \text{kHz}$. Zmierzyliśmy promienie w_0 modów laserowych od $56 \mu\text{m}$ do 9 cm , z odpowia-

dającymi im wartościami HWHM od 1,6 MHz do 940 Hz (o ciekawej substrukturze powiemy nieco dalej). Poszerzenie związane z przelotem warto rozważyć najpierw w dziedzinie sprzężonej fourierowsko, gdzie odpowiada mu rozbieżność kątowa. Minimalna rozbieżność skolimowanej wiązki laserowej odpowiadająca promieniowi w_0 wyraża się wzorem $\delta\theta = \lambda/2\pi w_0$. Rozrzut wektora falowego \mathbf{k} , a zwłaszcza jego składowych niesiowych, prowadzi do zależnego od prędkości przesunięcia dopplerowskiego o tym samym znaku dla obu fal biegnących, co przejawia się poszerzeniem i przesunięciem rezonansu. Przy mniejszej średnicy modu rozbieżność kątowa wzrośnie i w widmie pojawi się większe poszerzenie.

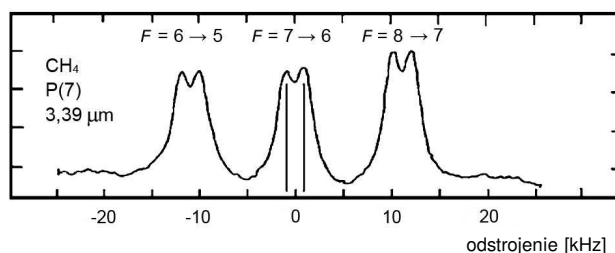
Cząsteczki zazwyczaj nie mają „zamkniętych” przejść optycznych, analogicznych do przejść potrzebnych do zwykłego laserowego chłodzenia atomów, lecz cząsteczki polarne mają za to moment dipolowy. Dokładając zatem pewnych starań, można otrzymać tzw. syzyfowe spalanie cząsteczek poprzez zmianę znaku przyłożonego silnego pola elektrycznego, jak wykazał Meijer ze swą grupą [24]. Niedawno w grupie Ye [25] opracowano niezwykle wysokorozdzielczą metodę spektroskopii mikrofalowej na wolnych rodnikach OH spowolnionych za pomocą zjawiska Starka. Z pewnością otwiera to ciekawy front badań!

Inne ważne kierunki to detekcja o wysokiej czułości oraz poprawa dokładności sprzężenia do sygnałów molekularnych. Na przykład, pewne prace wykonane w JILA („NICE-OHMS”) ukazują drogę do wzrostu czułości dzięki połączeniu wzmocnienia w rezonatorze i metod wykorzystujących radiowe wstęgi boczne [26]. Fascynującą perspektywą może być poszukiwanie przesunięcia częstości między odpowiednimi enancjomerami związanego z parzystością [27]. Inne ważne zastosowania laserów omówiono w książce Svanberga [28].

Światło przekazuje pęd cząsteczkom – rozszczepienie wskutek odrzutu

Pełny opis oddziaływań radiacyjnych musi obejmować pęd pola i cząsteczek, a także liczbę fotonów i stany wewnętrzne układu kwantowego. Opis taki jest bardzo ważny w przypadku pompowania atomów o zamkniętych poziomach energetycznych, które umożliwiają wielokrotne oddziaływania i głębokie chłodzenie prędkościowe (Nagroda Nobla w 1997 r. dla Phillipsa, Chu i Cohen-Tannoudjiego). Zanim dana cząsteczka z omawianej tu próbki molekularnej pojawi się ponownie w polach laserowych, czyha na nią wiele kanałów zaniku, a także zderzenie ze ścianką komórki próżniowej, tak więc założenie o jednym oddziaływaniu jest rozsądne. Jednoznaczna obserwacja przekazywania pędu przez pole układowi atomów umożliwia nasyceniowa spektroskopia absorpcyjna, w istocie dlatego, że jest to proces dwuetapowy. Rozważmy pochłaniające cząsteczki o masie M , które początkowo mają zerową prędkość wzdłuż wiązki światła. Dla wiązki biegnącej w lewo warunek dostrojenia ma postać $\nu = \nu_0(1 + h\nu_0/2Mc^2)$, przy czym nadwyżka ponad energię przejścia $h\nu_0$ zamienia się w energię kinetyczną związaną z pędem, który wskutek odrzutu cząsteczka będzie

miała po przejściu. Wiązka biegnąca w przeciwną stronę także zuboży początkową grupę cząsteczek o prędkości zerowej. Tak więc przy takim dostrojeniu rezonansowym wynikający stąd nieliniowy spadek absorpcji molekularnej będzie prowadził do maksimum w widmie transmisyjnym, lekko przesuniętego ku błękitowi od częstości sprężynkowej. Inny ciekawy przypadek zachodzi wówczas, gdy cząsteczki mają początkowo prędkość $v = h/M\lambda$; gdy laser odstrojony ku czerwieni oddziałuje wtedy z cząsteczką, pęd fotonu i pęd cząsteczki wzajemnie się znoszą, a początkowa energia kinetyczna może pokryć niedobór energii fotonu. W wyniku mamy cząsteczkę wzbudzoną o zerowej prędkości osiowej. Wiązka biegnąca w laserze w przeciwnym kierunku ulegnie w tych szczególnych warunkach strojenia wzmocnieniu, co znów doprowadzi do względnego maksimum przepuszczalności próbki. Dla cząsteczki mającej początkowo pewną energię kinetyczną warunek dostrojenia do rezonansu stanu górnego ma postać $\nu = \nu_0(1 - h\nu_0/2Mc^2)$. Tak więc w aspekcie odrzutu fotonów oddziaływanie nieliniowe jest związane z tym, że obsadzenie albo stanu podstawowego, albo wzbudzonego jest dostępne dla obu wiązek przy tym samym odstrojeniu – odpowiadającym zerowej prędkości w jednym ze stanów. Dla metanu rozszczepienie między oboma maksimumami wynosi 2,163 kHz; widać je wyraźnie na rys. 2 [29].



Rys. 2. Rozszczepienia maksimumów struktury nadsubtelnej swobodnych cząsteczek metanu związane z odrzutem [29]. Pionowe kreski oznaczają położenia obu składowych odrzutowych w jednej z trzech linii nadsubtelnych.

W pracach w JILA oraz na Université Paris-Nord do wydłużenia czasu oddziaływania z cząsteczkami używano głównie wiązek laserowych o dużej średnicy. Czebotajew, Bagajew i ich koledzy z grupy w Nowosybirsku wykorzystywali także inną ideę fizyczną – w ich eksperymentach główny wkład do obserwowanego sygnału wносиły cząsteczki superpowolne. Osiągnęli w ten sposób dodatkową 20-krotną redukcję szerokości linii do wartości mniejszej od 50 Hz [30]. Ważnym aspektem takiego podejścia jest spadek efektywnej temperatury cząsteczkowej w całej objętości gazu do wartości poniżej 0,1 K, co prowadzi do znacznego zmniejszenia dopplerowskiego przesunięcia drugiego rzędu ($\ll 1$ Hz). Średnia prędkość powolnych molekuł C_2HD zmierzona przez Ye i in. [26] była 13-krotnie mniejsza od prędkości termicznej; pomiar ten był możliwy tylko dzięki bardzo dużej czułości metody NICE-OHMS.

Inne wzorce częstości optycznej oparte na spektroskopii nieliniowej

Prace nad stabilizacją laserów, mające na celu ich zastosowania jako wzorce pomiarowe, np. do interferometrycznej kalibracji bloków służących do sprawdzania referencyjnych wzorców używanych w przemyśle, przyciągnęły wiele grup badawczych. Przy takich zastosowaniach jest ze wszech miar wskazane, by laser referencyjny emitował wiązkę widzialną, wystarczająco stabilną i powtarzalną. Ogromne sukcesy w tej dziedzinie święci laser He-Ne o długości fali 633 nm z umieszczoną wewnątrz rezonatora komórką z jodem; tego typu układy o dobrej konstrukcji są dziś wręcz dostępne komercyjnie. Dla takiego właśnie układu He-Ne/I₂ na początku lat osiemdziesiątych zmierzono w NBS częstość z niepewnością 70 kHz (był to pierwszy pomiar dla takiego układu w zakresie widzialnym, więc jest zrozumiałe, że źródła niektórych składników tej niepewności nie były wcale fundamentalnej natury). Wkrótce przyłączyły się inne laboratoria, w następnej dekadzie już wiele z nich nabrało doświadczenia i w niektórych przeprowadzono pomiary częstości potwierdzające wynik z NBS, tak że atrakcyjna stała się koncepcja zmiany definicji międzynarodowej jednostki długości, czyli metra.

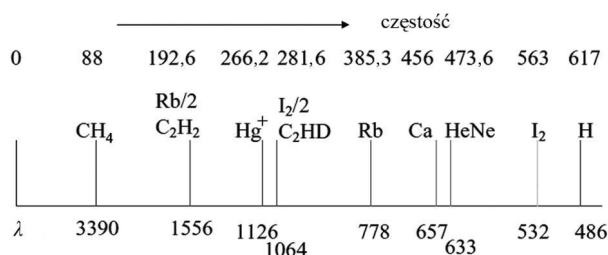
Świat spektroskopii zaprasza nas do nieskończenie wielkiego ogrodu fascynujących szczegółów. Można przypuszczać, że niezachowanie parzystości będzie prowadzić do następnej generacji struktur subtelnych w cząsteczkach chiralnych, zwłaszcza przy rozwoju metod chłodzenia molekularnego. Ale dość już o „tykaniu” zegara – czas powrócić do głównej historii: rozwoju stabilizacji częstości i narzędzi zliczania cykli, czyli do wewnętrznych mechanizmów zegara optycznego!

Pomiary częstości optycznych metodą grzebieniową

Metrologom-praktykom, obarczonym zadaniem konkretnego zmierzenia pewnych wielkości fizycznych, redefinicja metra z 1983 r. nie wyrządzała, prawdę mówiąc, przysługi, gdyż wraz z nią nie zostały jeszcze sformułowane praktyczne zasady jej stosowania w pomiarach. Była ona jednak błogosławieństwem dla metrologów-badaczy: ich zadaniem stało się ustalenie, jaki układ laserowy z dobrą stabilizacją byłby optymalny w precyzyjnej interferometrii, geodezji, zdalnym sterowaniu za pomocą serwo-mechanizmów w fabrykach itp. Tak więc już po kilkunastu latach od wprowadzenia redefinicji istniało co najmniej 10 dobrze opracowanych wzorców częstości optycznej (rys. 3).

Na rysunku 3 pokazano dostępne źródła częstości od ok. 30 THz (10 μm) do ok. 1 PHz (ok. 280 nm), czyli wykraczające daleko poza zakres widzialny. Uderza zaskakujące podobieństwo interwałów częstości między liniami, równych ok. 88 THz, tj. w przybliżeniu częstości lasera stabilizowanego metanem. Wysuwano więc pomysły, by porównywać podwojoną częstość danego lasera z sumą częstości dwóch najbliższych sąsiednich laserów

z obu stron. Kilka dodatkowych teraherców można było wycisnąć przy użyciu grzebienia Kourogię opartego na mikrofalowym modulatorze umieszczonym w rezonatorze, którego długość zapewniałaby wzmocnienie rezonansowe wszystkich wytworzonych wstęg bocznych [31]. Przy użyciu takiej metody różnicowej [32] porównaliśmy częstość jodowego wzorca 532 nm z różnicą podwojonej częstości linii 633 nm układu He-Ne/I₂ i częstości linii dwufotonowej Rb przy 782 nm.



Rys. 3. Stabilne lasery oparte na nieliniowych bezdopplerowskich rezonansach w gazach (1995); skala częstości w terahercach, długości fali – w nanometrach

Tak oto zaczęliśmy się zapoznawać z elegancją grzebienia optycznego – spójnego zbioru linii widmowych o częstościach dokładnie określonych prostym wzorem. Nasz układ pokrywał zaledwie kilka nanometrów. Jakże miło byłoby móc za jednym zamachem pokryć całe pasmo widzialne kilkoma milionami linii o dokładnie znanych częstościach referencyjnych!

Zakres widmowego naszego grzebienia można byłoby poszerzyć dzięki wprowadzeniu wzmocnienia wewnątrz rezonatora, tak by skompensować straty optyczne w modulatorze; schemat taki zastosował Diddams, który wykorzystał do tego celu kryształ OPO (ang. optical parametric oscillator), także umieszczony w rezonatorze, i z łatwością zaobserwował oscylacje oraz generację setek wstęg bocznych FM [33]. W niektórych warunkach dostrojenia faza kilku składników spektralnych prowadziła do wytwarzania impulsów, a nie czystej emisji FM. Pod wieloma względami był to po prostu trudniejszy sposób realizacji tego, co konstruktorzy ultraszybkich laserów wysoko sobie cenią w laserach Ti:Al₂O₃ z autosynchronizacją modów – stabilne, samoorganizujące się, ultrakrótkie impulsy o dużej częstości repetycji. W artykułach naszej grupy dyskutujemy techniczne bogactwo tych laserów i całego biznesu grzebieniowego [34]. Tutaj potraktujmy to jako jeszcze jeden przyczynek do wzajemnego sprzężenia między „niezależnymi” strumieniami badań; przedstawiliśmy się na femtosekundowe lasery Ti:Al₂O₃ i nie wracamy do dawnych pomysłów.

Tak się złożyło, że w owych ostatnich dniach ubiegłego tysiąclecia społeczność optyków dostała od przemysłu laserowego fundamentalnie ważny prezent. Bez niego grzebienie częstości zapewne nie weszłyby do powszechnego użytku. Prezentem tym było wprowadzenie na rynek laserów dużej mocy wysyłających promieniowanie wi-

działne, opartych na podwojeniu częstości wiązki z lasera neodymowego pompowanego diodą laserową. Natychmiast zastąpiły one lasery argonowe, powszechnie używane do pompowania laserów na ciele stałym, lecz kapryśne i charakteryzujące się stosunkowo dużym szumem własnym. Mechanizmy konkurencji rynkowej sprawiły, że nowe lasery odznaczają się udaną konstrukcją, a ich dobra stabilizacja natężenia daje niezwykle niski poziom resztkowego szumu amplitudowego. Właściwość ta jest kluczowa ze względu na sposób, w jaki działa laser z autosynchronizacją modów. Takie lasery $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ są autosynchronizowane dzięki samoindukującej się soczewce optycznej, która sprawia, że straty w rezonatorze są mniejsze, gdy wszystkie mody lasera są zsynchronizowane i tworzą w ośrodku laserowym „optyczny pocisk” [35]. Taką chwilową soczewkę wytwarza radialny gradient współczynnika załamania, indukujący się tylko w obecności owego pocisku światła. Rezonator lasera ustawia się początkowo w taki sposób, by do wytworzenia modów o małych stratach potrzebował takiego dodatkowego ogniskowania, a gdy laser zacznie działać w trybie impulsowym, utrzymuje się stabilna autosynchronizacja. Przypuśćmy, że długość impulsów jest rzędu 10 fs, a okres repetycji wynosi ok. 10 ns. Przy idealnej synchronizacji stosunek mocy w maksimum do mocy średniej jest rzędu 10^6 . Moc emisji typowego lasera ze zwierciadłem wyjściowym o przepuszczalności 5% wynosi ok. 0,5 W. Mamy zatem średnią moc w rezonatorze 10 W, co oznacza 10 MW szczytowej mocy wiązki zogniskowanej w laserze $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ w plamkę o średnicy ok. 14 μm . Obszar aktywny ma więc pole powierzchni równe zaledwie ok. $3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$, czyli przy mocy szczytowej 10 MW mamy 3 TW/cm^2 ! Związane z tym pole elektryczne jest rzędu 10% pól międzyatomowych w kryształach, nic więc zaskakującego, że wiązka wprowadza znaczny wzrost współczynnika załamania (optyczne zjawisko Kerra). Widać teraz, że mały szum amplitudowy lasera pompującego jest rzeczywiście sprawą krytyczną – zależne od natężenia przesunięcie fazowe w kryształach lasera będzie prowadziło do konwersji amplitudowo-częstościowej, a tym samym do niedopuszczalnego szumu fazowego, jeśli sama pompa ma duże szumy. Nawet w najbardziej korzystnym przypadku szerokość linii laserowego grzebienia bez sterowania częstościowego (przed użyciem serwo mechanizmu) wynosi wskutek tego 3–10 kHz. Szczegóły można znaleźć w pracy [36].

Tak więc z lasera wychodzi ciąg impulsów o mocy szczytowej ok. 500 kW; większość skupiamy w specjalnych włóknach nieliniowych, które wprowadziły erę grzebienia optycznego. Dzięki mikrostrukturze włókna kwarcowego pełne prowadzenie światła jest możliwe nawet przy średnicy rdzenia włókna równej 1,5–2 μm . Aktywna powierzchnia przekroju włókna ma zatem 200-krotnie mniejsze pole niż pole przekroju wiązki laserowej, podczas gdy poziom mocy jest ok. 20 razy niższy. Dziesięciokrotnie większe natężenie wytwarza we włóknie trzykrotnie silniejsze pole elektryczne, porównywalne już teraz z polem międzyatomowym i torujące drogę poważnym oddziaływaniom nieliniowym. Zapomnijcie w tym wypadku

o rozwinięciu pana Taylora – mamy tu fizykę nieliniową silnych sygnałów! Wszystkie częstości składowe wiązki laserowej są wymieszane, co powoduje drastyczne poszerzenie widma. Dzięki budowie włókna szeroki zakres częstości optycznych może w nim podróżować z niewiele różniącymi się prędkościami, wskutek czego procesy konwersji częstości pozostają dopasowane fazowo i akumulują energię w częstościach nowo tworzonych. Zasadniczo na odcinku kilku centymetrów widmo wyjściowe przekształca się w światło białe i pokrywa oktawę lub więcej szerokości pasma optycznego. W rzeczywistości światło nie jest całkiem „białe”, bo wciąż przenosi podstawowe tętno pierwotnego lasera femtosekundowego, np. 100 MHz. Jak już wyjaśnialiśmy, wskutek tego powstaje wewnętrzne widmo grzebieniowe o szerokościach linii składowych związanych ze zdolnością rozdzielczą wykorzystywanego układu. W ostatecznym rozrachunku na poziomie kilohercowym i niższym powszechnie aktywne procesy modulacji fazowej, które wpływają na wszystkie lasery, poszerzą także i te linie (zanim zostanie włączony serwo mechanizm).

Komplementarność, współpraca i rywalizacja

Podstawy

Wspaniała idea profesora Hänscha przedstawiona w stanfordzkiej pracy [37] opublikowanej w 1978 r. została przy użyciu lasera impulsowego także wykorzystana do budowy grzebienia optycznego, który mógłby służyć jako spektralna linijka. Pasma pokrywanego przez nią widma (do kilku gigaherców) było jednak niewystarczające do użytkowych pomiarów częstości, a że tak wąskie pasmo można było objąć także na inne sposoby, metoda grzebieniowa nie przyjęła się powszechnie. Właściwie nie była wtedy dostępna żadna techniczna ścieżka jej rozwoju, stąd jej ocena: jako zasada – tak, jako narzędzie – nie.

Niestrudzone, bezkompromisowe, by tak rzec – „rządowe” podejście do pomiaru częstości zademonstrowano w roku 1972 w NBS [38], w ślad za pionierską pracą grupy Alego Javana w MIT (patrz odnośniki w [39]). Był to jednak trud heroiczny, a zainteresowane jego podjęciem były niemal wyłącznie laboratoria narodowe. Lasery trzeba było ustawić w szeregu, a ich częstości powiązać z podwojonymi częstościami ich poprzedników, krok po kroku budując łańcuch pomiaru częstości. Ten rodzaj pracy wymagał stworzenia układów synchronizacji częstości i fazy, które obecnie są w powszechnym użytku. My też uzyskaliśmy jedyny w swoim rodzaju wynik fizyczny: pojedynczą częstość lasera zmierzono dzięki wspólnej i rozszerzonej pracy grupy z NBS [40]. Wystarczyło to jednak, by rozpocząć proces redefiniowania metra.

Taktyka „dziel i podbijaj”. W znanym artykule z roku 1990 profesor Hänsch i jego koledzy zaproponowali doskonały sposób uproszczenia łańcuchów częstości: powinniśmy wykorzystać różnice częstości między laserami, jako wielkości, które w widmie układają się harmonicznie [41]. W ten sposób cały zespół laserów będzie miał prawie tę samą długość fali i będzie mógł być

zbudowany w zasadzie poprzez powielenie podstawowego ogniwa – zwykłej diody laserowej. Wówczas dzięki kryształom nieliniowym, szybkim fotodetektorom i odpowiedniej, synchronizowanej fazowo elektronice będzie można przejść od mikrofal do częstości optycznych. Układ taki też wydawał się skomplikowany i wyspecjalizowany, ale użyto go z powodzeniem w MPQ w Garching. Podobną strategię, opartą na różnicach częstości laserów na CO₂ [42], rozwinęto w laboratorium kanadyjskiego NRC (National Research Council). Jeśli przyjrzymy się takiemu układowi, to zauważymy, że zadaniem pierwszych 9 lub 10 z łącznych 14 ogniw łańcucha jest jedynie zwiększenie częstości do progu zakresu terahercowego.

Następnie, w roku 1994, pojawiło się podejście Kourrogiego i Ohtsu wykorzystujące wnękę wielorezonansową i umożliwiające osiągnięcie częstości kilku teraherców w jednym kroku [31]. Problemem przy przejściu do zakresu widzialnego byłoby narastanie szumu fazowego, związane z wysoką harmoniczną wyjściowego źródła mikrofal. Tu jednak wkroczył grzebień na laserach femtosekundowych, oferujący lepszy, łatwiejszy sposób.

Krótką historia cudu optycznego z lat 1999–2000

Włókna poszerzające widmo. Grupa z JILA zaakceptowała laser femtosekundowy jako wspaniałe impulsowe źródło światła. Nasz laser miał pasmo o szerokości ok. 80 nm przy długości fali 800 nm, ale optyczne wzorce częstości, do których chcieliśmy się podłączyć, leżały przy 1064 nm (linia podstawowa lasera neodymowego stabilizowanego jodem) oraz 778 nm (laser diodowy stabilizowany względem przejścia dwufotonowego w rubidzie). Okazało się, że konieczne poszerzenie widmowe równe ok. 104 THz może zapewnić (co prawda z trudem) zwykłe włókno telekomunikacyjne. Artykuł na ten temat [43] wysłaliśmy do druku w końcu września 1999 r.

Włókna mikrostrukturalne – nieliniowość na serio. Na konferencji optyki laserowej i elektrooptyki w czerwcu 1999 r. zespół z Bell Labs przedstawił spektakularną, zgłoszoną po terminie pracę [44], pokazującą, jak zwykły femtosekundowy impuls laserowy zmienia w dramatyczny sposób barwę przy przejściu przez kilkumetrowy odcinek specjalnego włókna. Włókno takie naprawdę wytwarzało skolimowane światło białe w postaci stabilnych, powtarzalnych impulsów, dokładnie tak, jak Ted Hänsch przewidywał w swej (nieopublikowanej) propozycji metody pomiaru częstości. Użycie owego nieznanego przedtem źródła światła miało umożliwić prawie całą resztę. (Gdy zobaczyłem ten ciąg impulsów quasi-laserowego światła białego wytwarzanego przez włókno, natychmiast uwierzyłem, że pomysł Teda może stać się fizyczną rzeczywistością! Bez białego lasera z repetycją impulsów nie było na to żadnych szans). Długotrwałe apele do organizacji producentów włókien o współpracę naukową stały się w końcu bezprzedmiotowe, gdy w JILA w cudowny sposób pojawiła się próbka tego Magicznego Włókna. Koncepcję włókien fotonicznych (włókien z przerwą energetyczną wykonanych z kryształów fotonowych) wysunęli jako pierwsi w 1996 r. Knight i in. [45], wskazując na możliwość

sterowania modami przestrzennymi i dyspersją prędkości grupowej poprzez rozmieszczenie pęcherzyków powietrza we włóknie. Nasze pierwsze eksperymenty w JILA wykonywaliśmy przy użyciu mikrostrukturalnych włókien wyciąganych z formy wstępnej przygotowanej 10 września 1997 r. przez Roberta S. Windelera z Bell Labs [46] za pomocą techniki jego własnego pomysłu. Szeroką gamę struktur włókien badał Philip St.J. Russell wraz z kolegami w brytyjskim Bath.

Zaczyna się wyścig

Naturalnie w JILA nie wiedzieliśmy, że zespół z Garching przeszedł już od etapu planów do pierwszej realizacji spójnego fazowo łańcucha opartego na grzebieniu częstości od mikrofal do zakresu widzialnego i że wysłał pracę do *Physical Review Letters* już w listopadzie 1999 r., a więc gdy my jeszcze nie mieliśmy nawet magicznego włókna! Użyli grzebienia o nieco ograniczonej szerokości pasma (44 THz), lecz ich dzielniki były w stanie zapewnić częstość optyczną jako 28. harmoniczną różnicy między jego skrajami. Był to piękny wynik, który w końcu został opublikowany 10 kwietnia 2000 r. [47]. W tym czasie zespół z JILA przy użyciu światła białego z magicznego włókna usilnie pracował nad realizacją i prezentacją naszej fazowo spójnej synchronizacji częstości przesunięcia obwiedni względem fali nośnej z częstością repetycji lasera. W raporcie opisującym nasz układ nazwaliśmy go autoreferencyjnym. Zbudowana przez nas elektronika sterująca miała cyfrowy przełącznik, za którego pomocą fazę można było ustawić na dowolną wielokrotność jednej szesnastej przesunięcia fazy pojedynczego impulsu. Doświadczalna demonstracja w JILA była oparta na interferometrycznym wyznaczeniu różnicy fazy obwiedni i fali nośnej dwóch impulsów optycznych rozdzielonych dodatkowym impulsem. Nasza elektronika wreszcie zaczęła działać, wyniki doświadczalne były jednoznaczne i 28 kwietnia 2000 r. nasze doniesienie [48] ukazało się w *Science*. Wspólny artykuł [49] świętujący sukces połączonych zespołów z Garching oraz Bell Labs i JILA ukazał się w *PRL* 29 maja 2000 r. Następny rok przyniósł lawinę pomiarów bezwzględnych częstości optycznych w laboratoriach na całym świecie. Był to chwalebny rozdział historii optyki, w dużej mierze dzięki wielkiemu wzajemnemu szacunkowi zespołów z Garching i JILA oraz całkowitej otwartości badań, której sprzyjała częsta wymiana stażystów podoktorskich, Scotta Diddamsa i Thomasa Udem, między tymi ostro rywalizującymi grupami.

Wyniki niektórych pomiarów częstości

Na całym świecie pracowano nad wieloma laserowymi wzorcami częstości, gdy więc nadszedł przełom związany z grzebieniem, trzeba było dokładnie zmierzyć wiele rzeczy – w tym wiele po raz pierwszy. Dane o niektórych pracach przedstawione są w tab. 1.

Metoda grzebieniowa rozprzestrzeniła się lawinowo w roku 2000, przynosząc ogromne uproszczenie pomiarów częstości optycznych połączone z ciągłą poprawą dokładności. Wkrótce po pierwszych pomiarach okazało się, że precyzja pomiarów grzebieniowych może przekroczyć

Tabela 1. Zmierzone częstości optyczne – wybrane prace z lat 1996–2001. W kolejnych kolumnach: atomy lub cząsteczki referencyjne, długość fali przejścia optycznego, główny autor, ośrodek, czasopismo, data publikacji. Pierwszy femtosekundowy pomiar grzebieniowy wykonano dla wodoru (Reichert i in. [47]). Pierwsze bezpośrednie femtosekundowe pomiary optyczne przeprowadził zespół z JILA (Jones i in. [48]). Warto zwrócić uwagę na krótkie odstępy czasu między publikacjami.

Ca	657 nm	Schnatz	PTB	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	1 stycznia 1996
Rb	780 nm	Ye	JILA	<i>Opt. Lett.</i>	sierpień 1996
C ₂ H ₂	1500 nm	Nakagawa	NRLM	<i>J. Opt. Soc. Am. B</i>	grudzień 1996
I ₂	532 nm	Hall	JILA	<i>IEEE T. Instrum. Meas.</i>	kwiecień 1999
Sr ⁺	674 nm	Bernard	NRC	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	19 kwietnia 1999
In ⁺	236 nm	von Zanthier	MPQ	<i>Opt. Commun.</i>	sierpień 1999
H	243 nm	Reichert	MPQ	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	10 kwietnia 2000
Rb	778 nm	Jones	JILA	<i>Science</i>	28 kwietnia 2000
I ₂	532 nm	Diddams	JILA	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	29 maja 2000
H	243 nm	Niering	MPQ	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	12 czerwca 2000
Yb ⁺	467 nm	Roberts	NPL	<i>Phys. Rev. A</i>	7 lipca 2000
In ⁺	236 nm	von Zanthier	MPQ	<i>Opt. Lett.</i>	1 grudnia 2000
Ca	657 nm	Stenger	PTB	<i>Phys. Rev. A</i>	17 stycznia 2001
Hg ⁺	282 nm	Udem	NIST	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	28 maja 2001
Ca	657 nm	Udem	NIST	<i>Phys. Rev. Lett.</i>	28 maja 2001
Yb ⁺	435 nm	Stenger	PTB	<i>Opt. Lett.</i>	5 października 2001

precyzję określenia sprawdzanych wzorców. Niedawne testy w NIST, BIPM oraz ECNU (East China Normal University w Szanghaju) [50] potwierdzają wyniki uprzednich doświadczeń w MPQ [51] i dowodzą, że zasada grzebienia działa ściśle także w pomiarach o precyzji przekraczającej 18 cyfr znaczących.

Jodowy wzorzec częstości optycznej

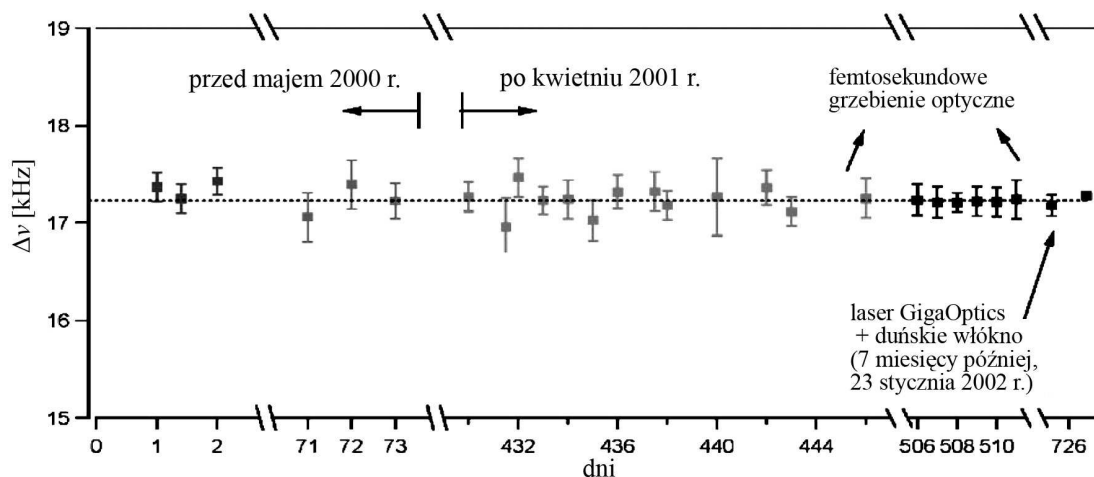
Laser Nd:YAG stabilizowany jodem to strzał w dziesiątkę w dziedzinie laserów stabilizowanych ze względu na doskonałą funkcjonalność i względną prostotę. W Japonii zrobiono układ, który był tak mały, że spełniał wymogi nakładane na bagaż podręczny w samolotach, a mimo to działał znakomicie [52]. Ponieważ masa atomowa jodu jest duża, dopplerowska poprawka drugiego rzędu wynosi dla tego układu zaledwie ok. $5 \cdot 10^{-13}$, a możliwe, że dzięki udoskonalonym rozwiązaniom technicznym uda się uzyskać niezależną powtarzalność nawet 5-krotnie lepszą od tej wartości. Wyzwaniem jest wciąż np. skonstruowanie układu z modulacją wolną od przesunięcia częstości. Zaletą tego układu byłyby jego niewielkie rozmiary i potencjalnie rozsądny koszt. W połączeniu z grzebieniem optycznym mógłby on utworzyć bardzo atrakcyjny zegar [53] (rys. 4). (Nie)stabilność częstości wszystkich linii grzebienia optycznego (w liczbie miliona) wynosi ok. $4 \cdot 10^{-14}/\tau^{1/2}$.

Od niedawna dostępne stały się stabilne jednoczęstościowe lasery Yb:YAG strojone do 1029 nm. Jeśli uda się podwoić częstość, to powinno dać się uzyskać doskonałą stabilizację dla przejść I₂ przy 514,5 nm, gdyż szerokość tej linii jest co najmniej 5-krotnie mniejsza niż linii 532 nm [54]. Długość fali 514,5 nm mogą także oferować jednoczęstościowe układy z włókien.

Co dalej?

Oprócz uproszczenia pomiarów częstości optycznych nowe układy stworzyły niewiarygodnie bogate narzędzia i możliwości pomiarowe, które z kolei stymulują postęp w dziedzinach stowarzyszonych. Niniejsza praca nie może nawet pretendować do próby prezentacji całych miriadów przepysznych zjawisk fizycznych, zwykle uważanych za należące do różnych dziedzin, które jednak dzięki dziś już poznанym wzajemnym związkom mogą stanowić naprawdę wspaniałe pole dalszego rozwoju narzędzi badawczych optyki. Omówmy mimo to przynajmniej kilka przykładów.

Po gorączce I generacji pomiarów częstości (tab. 1) niektóre z zastosowań grzebieni generacji II w grupie Yun Je to: synchronizacja o małych fluktuacjach czasu (rzędu femtosekund) ultraszybkich źródeł laserowych [55]; spójne zszycie widm oddzielnych femtosekundowych źródeł laserowych, tak by poszerzyć widmowo i czasowo skrócić impuls złożony [56]; precyzyjny pomiar nieliniowości optycznych z wykorzystaniem czułości pomiaru fazy w metodach w.cz. [57]; spójna akumulacja kilkuset impulsów sekwencyjnych, a następnie wykorzystanie ich łącznej energii do wytworzenia odpowiednio intensywniejszych impulsów o mniejszej częstości repetycji [58]; wreszcie poszukiwanie zmian wartości stałych fizycznych przez zespół z MPQ w Garching [59]. Ekscytujące tematy badań do zastosowań III generacji to obecnie koordynacja tymczasowych optycznych wzorców częstości na poziomie subhercowym (mimo różnic ich widm i różnej fizycznej lokalizacji), co umożliwiłoby precyzyjną zdalną synchronizację akceleratorowych wnęk rezonansowych, stworzyło stabilne oscylatory referencyjne dla dużych sieci te-



Rys. 4. Wzrost dokładności długookresowego pomiaru odchylenia stabilnej częstości 1064. harmonicznej jodowych zegarów optycznych po roku 2000 od częstości wzorcowej CIPM równej 281,630 111 74 THz. Za średnią wartość tego odchylenia mierzonego przez okres 1 roku w latach 2001–02 przyjmowano $\Delta\nu = 17,240$ kHz, z niepewnością standardową 118 Hz (czyli niepewnością względną ok. $4 \cdot 10^{-13}$). Dzięki rozwojowi technologii (grzebień optyczny) w roku 2002 odchylenie standardowe rejestrowane w ciągu miesiąca udało się zmniejszyć do 16 Hz (ok. $6 \cdot 10^{-14}$).

leskopów mikrofalowych i dało możliwość zmniejszenia względnego szumu fazowego oscylatorów referencyjnych używanych w sieciach teleskopów do badania dalekiego kosmosu (NASA, VLBI, ...). Taka jest część programu na pierwszych 5 lat.

A następne projekty? Może by tak za pomocą linii harmonicznych grzebień 14,4 keV przyjrzeć się mössbauerowskiemu rezonansom jądrowym w ^{57}Fe ? Kolejna ostra linia, przy 6,2 keV, pochodzi z ^{181}Ta . A co byście powiedzieli na użycie przetwarzania równoległego do określenia aktywności biologicznej potencjalnego leku za pomocą receptorów CAR (ang. constitutive active receptor) – zsynchronizowane lasery impulsowe wzbudzają specyficzne ligandowe rezonanse ramanowskie pojedynczej cząsteczki, przyciągniętej i przyklejonej do paska odpowiednio dobranego białka próbnego, umieszczonego na podłożu?

W szerszym kontekście znajdujemy się obecnie w wyjątkowym punkcie rozwoju nauki – mamy wspaniałą zdolność „rozumienia” prawie wszystkich zjawisk, dokładnego przewidywania ich przebiegu dzięki rozwiązaniu naszych równań, wreszcie scalania rozmaitych szczegółów w nasze modele. Weźmy np. system GPS, w którym fizyka z różnych dziedzin, jak teoria grawitacji i teoria względności – nie wspominając o dynamice ruchu satelitów, technice radiowej i programach komputerowych – z powodzeniem łączy się z naszymi wyrafinowanymi zegarami optycznymi, tworząc spójne i wysoce użyteczne narzędzie praktyczne. Jest wspaniałą sprawą, że system ten jest tak prosty w obsłudze. System GPS musimy z pewnością zaliczyć do największych osiągnięć technicznych wszech czasów.

Praca uhonorowana Nagrodą Nobla w 2005 r. oznacza pojawienie się kolejnego dramatycznego, potężnego przełomu, który – jak można oczekiwać – zaowocuje osiągnięciami o takim samym rozmachu i charakterze, jak

wspomniany GPS. W tych pierwszych chwilach po swych narodzinach nasza technika optoelektroniczna jest jednak jeszcze zbyt nowa i mało spopularyzowana – cieszy się na razie tylko zainteresowaniem specjalistów od wzorców częstości i pozostałych metrologów. Wiemy, że dokładność pomiarów częstości optycznych jest dziś ograniczona przez obecny mikrofalowy wzorec częstości do „zaledwie” 15 cyfr znaczących, metoda grzebieniowa umożliwia już jednak porównanie dwóch częstości z dokładnością lepszą o kilka rzędów wielkości. Jeśli mamy się kierować historią fizyki, to możemy oczekiwać miłych niespodzianek, gdy metoda ta stanie się szerzej dostępna, a jej możliwości zaczną być wykorzystywane do pomysłowych pomiarów fundamentalnych przez rosnącą społeczność obdarzonych wyobraźnią naukowców „od badań podstawowych”. Biorąc pod uwagę cały dotychczasowy przebieg postępu w nauce, czy założylibyśmy się, że – otwierając matryoszkę Przyrody – dotarliśmy już do najmniejszej laleczki w jej wnętrzu?

Podziękowania

Z pewnością jednym ze skarbów życia jest radość z obcowania ze wspaniałymi młodymi naukowcami. Spośród wielu z nich muszę wybrać do szczególnych podziękowań Jima Bergquista, Leo Hollberga, Miao Zhu i Juna Ye za ich entuzjazm i wyjątkowy wkład w realizację programu JILA. Dyrekcji NIST gorąco dziękuję za akceptowanie i sponsorowanie przez całe te lata wielu ryzykownych projektów badawczych z dziedziny spektroskopii laserowej. Leo Hollberg, Steve Cundiff i ja byliśmy szczególnie radzi, że wiosną 1999 r. znalazł akceptację projekt związany z femtosekundowym grzebieniowym syntetyzatorem częstości. Doskonałymi kolegami dokooptowanymi do tych eksperymentów byli Scott Diddams i David Jones, a siła naukowa JILA znacznie wzrosła, gdy w roku

1999 powrócił Jun Ye i utworzył własną grupę. Za każdym razem, gdy odwiedzał nas profesor Long-Sheng Ma z Szanghaju, tempo naszych badań ulegało dużemu przyspieszeniu. Niegdyś zaproszeni do nas goście, jak Christian Bordé, nie przestają być naszymi współpracownikami nawet po 30 latach od swego pobytu w JILA. Z przyjemnością i wdzięcznością odnotowuję, że nasza praca miała częściowe wsparcie finansowe ze strony NSF, ONR, AFOSR oraz NASA, a od ponad 40 lat ma je ze strony NIST. Wiele skorzystałem ze szczodrego dzielenia się pomysłami i wiedzą przez mego mentora z NBS, Petera L. Bendersa. Ponad wszystko jestem wdzięczny Lindy Hall, mojej cierplivej i troskliwej towarzysze życia, za jej zrozumienie, wielki trud i wkład do tej pracy naukowej, a co ważniejsze, do naszego wspólnego życia pełnego radości i atrakcji. Przez tych 45 lat cudownie było patrzeć, jak rozwój eksperymentów i postępy ich strony technicznej przygotowywały tę ostateczną odpłatę w postaci grzebienia optycznego. Teraz zastanawiamy się razem, czy nie nadszedł już czas, by opróżnić mój pokój w JILA, spakować się do naszego nowego wozu kempingowego i wyprawić w świat na eksplorację innej jego części.

Dodatek: Cała historia grzebienia dla studentów

Cieszę się, że mogę odpowiedzieć na pytanie, jak można sobie wyobrazić grzebienie częstości. Przypuśćmy, że mamy sinusoidalny sygnał napięcia lub pola. Wówczas wykres w funkcji czasu pokazuje gładkie oscylacje, a wykres w funkcji częstości – pojedynczą składową fourierowską, czyli jedną ostrą linię. Dodajmy do tej fali kilka harmonicznych. Widmo ma teraz o kilka linii więcej, leżących przy dokładnych częstościach harmonicznych, podczas gdy obraz w dziedzinie czasowej jest dość skomplikowany. Dobierając fazy harmonicznych, możemy zacząć syntetyzować pewne zaburzenie zależne od czasu, które zacznie przypominać impuls lub – dokładniej – szereg identycznych impulsów. Idźmy o krok dalej, wprowadzając dużą liczbę harmonicznych. Im więcej ich dodajemy, tym ostrzejszy impuls możemy zsintetyzować i oczywiście tym bogatsze jest widmo takiej fali. Jeśli pójdziemy jeszcze dalej w kierunku dodawania spójnych harmonicznych, to otrzymamy widmo o mnóstwie linii, składające się wyłącznie z harmonicznych naszej początkowej fali sinusoidalnej. Aby dojść tą metodą do zakresu widzialnego, dla źródła o podstawowej częstości repetycji rzędu 100 MHz potrzebnych będzie parę milionów harmonicznych. Dzięki odpowiedniemu doborowi fazy harmonicznych impuls może być w dziedzinie czasowej 10^6 razy ostrzejszy niż początkowa fala sinusoidalna. Możemy więc oczekiwać naprawdę wąskich impulsów i widm o naprawdę dużej szerokości.

Sytuacja ta dobrze zgadza się z tym, czego oczekivalibyśmy na podstawie analizy fourierowskiej pojedynczego impulsu. Impuls taki będzie miał składowe fourierowskie o wszystkich częstościach i niemal takich samych amplitudach, stopniowo zmniejszających się jednak dla częstości

przekraczającej odwrotność szerokości impulsu w dziedzinie czasowej. Jeśli mamy do czynienia z ciągiem impulsów o pewnym odstępie czasowym, lecz chcemy koniecznie znać jego widmo, to będzie nam potrzebny analizator o pasmie przenoszenia węższym od częstości repetycji, w przeciwnym wypadku bowiem nie uda nam się rozdzielić struktury widma. Wąskie widmowe pasmo przenoszenia odpowiada jednak długiemu czasowi odpowiedzi. Tak więc sygnał na wyjściu spektrometru ustawionego na dowolną długość fali bądź częstość będzie wynikiem spójnego zsumowania wkładów wielu impulsów. Chociaż pojedynczy impuls ma szerokie widmo ciągłe, to jednak spójne sumowanie amplitud wielu impulsów powinno prowadzić do zjawisk interferencyjnych, które będą modułowały widmo. Dodawanie coraz większej liczby impulsów w coraz krótszym przedziale czasu (zwiększanie widmowej zdolności rozdzielczej) będzie dawało coraz głębszą modulację. W końcu dochodzimy do bardzo ostrych, równomiernie rozłożonych fourierowskich harmonicznych linii widmowych. Dopóki nie pojawią się trudności techniczne, np. szum fazowy związany z częstością repetycji, dopóty działa zasada: im lepsza jest rozdzielczość analizy kształtu fali, tym ostrzejsze są zaobserwowane linie widmowe. Widmo przypomina wtedy rzeczywiście „grzebień”. Opisanie tu zależności łatwo sobie samemu sprawdzić w domowych pieleszach na układach elektronicznych – w świecie optyki i świecie elektroniki powinny przecież obowiązywać te same zasady...

Z laserami femtosekundowymi używanymi do wytwarzania tych impulsów jest, prawdę mówiąc, związana jeszcze jedna ciekawostka. Polega ona na tym, że laser taki może drgać w każdym z modów swego rezonatora, określonych przez warunek powtarzalności fazy po przejściu całej pętli rezonatora. Wszystkie liczne mody podłużne mają swe własne liczby kwantowe, określające z grubsza liczbę pełnych cykli optycznych zawartych w zamkniętej pętli. Ich obliczenie obejmuje oczywiście zależną od długości fali prędkość fazową i pewne uśrednienie po propagacji przez wiele elementów optycznych. Kolejnym czynnikiem jest fakt, że laser taki działa w samoorganizującym się repetycyjnym modzie impulsowym. W rezultacie straty optyczne w laserze mogą stać się tak duże, że uniemożliwiają akcję laserową, chyba że wszystkie mody rezonatora potrafią tak dopasować swe fazy, by zsintetyzowały się przestrzennie w impulsy typu delty Diraca. Sprawą krytyczną jest wytworzenie krótkotrwałego impulsu przechodzącego przez kryształ $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, gdyż krótki impuls będzie odpowiadał bardzo dużej mocy szczytowej i oddziałując z prętem kryształu lasera według zależności kwadratowej (optyczne zjawisko Kerra), wytworzy soczewkę skupiającą o większym współczynniku załamania na osi lasera, gdzie natężenie wiązki jest największe. W ten sposób powstaje stabilna, samoorganizująca się sytuacja: wprawdzie w rezonatorze, który ma niewystarczającą zdolność skupiającą, następują duże straty związane z dyfrakcją, ale są one okresowo niwelowane przez „kulę światła”, która swój własny wpływ na kryształ wykorzystuje do wytworzenia dodatkowej refrak-

cji potrzebnej do odpowiedniego zmniejszenia strat w rezonatorze.

Obwiednia impulsu opisująca tę kulę światła jest wynikiem superpozycji wielu modów rezonatora, a jej kształt ewoluje, jeśli występują różnice opóźnienia dla fal o różnych długościach. Dyskutujemy teraz po prostu pojęcie prędkości grupowej, zgodnie z którym kształt zaburzenia ulega ewolucji, jeśli fale o wszystkich częstościach nie rozchodzą się z taką samą prędkością. Laser musi więc fizycznie zawierać elementy optyczne, których zadaniem jest przeciwdziałanie skutkom faktu, że światło niebieskie biegnie w kryształach wolniej niż światło czerwone. Aby laser wytwarzał najkrótsze impulsy, czas obiegu pętli musi być w zasadzie taki sam, chociaż – jak widać – jest to warunek dość trudny do spełnienia, gdyż same impulsy laserowe wprowadzają pewne opóźnienie. W każdym razie światło wychodzące przez zwierciadło wyjściowe lasera będzie regularnym, okresowym ciągiem ostrych impulsów, a analiza częstościowa ukaże jego grzebieniową strukturę. Szybkie oscylacje optyczne będą jednakże w ogólności miały inną fazę za każdym razem, gdy impuls dociera do powierzchni zwierciadła. Ich faza od impulsu do impulsu będzie się nieco przesuwała do przodu lub tyłu i w ten sposób grzebień częstości optycznych może być trochę przesunięty w stosunku do przypadku ściśle fourierowskich harmonicznych rodem z wyżej przedstawionych wyobrażeń. Zwykle przesunięcie fazowe jest stałe dla każdego impulsu, a tym samym stała jest częstość narastania opóźnienia fazy w stosunku do harmonicznej częstości repetycji. Opracowaliśmy elektrooptyczny schemat nazwany autoreferencyjnym, w którym owa dodatkowa częstość przesunięcia obwiedni fali nośnej jest stabilnie synchronizowana w stosunku małych liczb z częstością repetycji. Można wybrać ten stosunek równy zeru i mieć grzebień ściśle harmoniczny, a np. przy stosunku równym 1/2 powstaje grzebień przesunięty o połowę podstawowej częstości repetycji, która sama jest oczywiście równa odstępom „zębów” grzebienia [47–51].

Tłumaczył Jerzy Gronkowski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] www.bipm.org/en/si/si_constants.html (BIPM).
- [2] www.mel.nist.gov/div821/museum/timeline.htm (NIST).
- [3] J.L. Flowers, B.W. Petley, „Progress in our knowledge of the fundamental constants of physics”, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1191 (2001).
- [4] R. Steiner, E.R. Williams, D.B. Newell, R. Liu, „Towards an electronic kilogram: an improved measurement of the Planck constant and electron mass”, *Metrologia* **42**, 431 (2005).
- [5] C.J. Bordé, „Base units of the SI, fundamental constants and modern quantum physics”, *Philos. T. Roy. Soc. A* **363**, 2177 (2005).
- [6] D. Sobel, *Longitude, the True Story of a Lone Genius Who Solved the Greatest Scientific Problem of His Time* (Penguin Books, New York 1995).
- [7] M.A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R.G. DeVoe, „rf Spectroscopy in an Atomic Fountain”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989).
- [8] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S.N. Lea, M. Bahoura, „A Cesium Fountain Frequency Standard – Preliminary Results”, *IEEE T. Instrum. Meas.* **44**, 128 (1995).
- [9] T.P. Heavner, S.R. Jefferts, E.A. Donley, J.H. Shirley, T.E. Parker, „NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations”, *Metrologia* **42**, 411 (2005).
- [10] K. Gibble, S. Chu, „Laser-Cooled Cs Frequency Standard and a Measurement of the Frequency-Shift due to Ultracold Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993).
- [11] E.S. Polzik, J. Carri, H.J. Kimble, „Atomic spectroscopy with squeezed light for sensitivity beyond the vacuum-state limit”, *Appl. Phys. B* **55**, 279 (1992).
- [12] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, H. Ward, „Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator”, *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
- [13] B.C. Young, F.C. Cruz, W.M. Itano, J.C. Bergquist, „Visible Lasers with Subhertz Linewidths”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3799 (1999).
- [14] B.C. Young, R.J. Rafac, J.A. Beall, F.C. Cruz, W.M. Itano, D.J. Wineland, J.C. Bergquist, „Hg⁺ Optical Frequency Standard: Recent Progress”, w: *Laser Spectroscopy, Proc. XVII Int. Conf.*, red. E.A. Hinds i in. (World Scientific, Singapore 2005), s. 433.
- [15] M. Notcutt, L.-S. Ma, J. Ye, J.L. Hall, „Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity”, *Opt. Lett.* **30**, 1815 (2005).
- [16] J.L. Hall, „The laser absolute wavelength standard problem”, *IEEE J. Quantum Electronics* **4**, 638 (1968).
- [17] R.L. Barger, J.L. Hall, „Pressure Shift and Broadening of Methane Line at 3.39 μ Studied by Laser-Saturated Molecular Absorption”, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 4 (1969).
- [18] J.L. Hall, „Optical frequency measurement: 40 years of technology revolutions”, *IEEE J. Selected Topics Quantum Electronics* **6**, 1136 (2000).
- [19] V.S. Letokhov, V.P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Springer, Berlin 1977); przekład polski: *Nieliniowa spektroskopia laserowa* (PWN, Warszawa 1982).
- [20] S. Stenholm, *Foundations of Laser Spectroscopy* (Wiley, New York 1984).
- [21] M.D. Levenson, S.S. Kano, *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy* (Academic Press, San Diego 1988).
- [22] S.N. Bagaev, L.S. Vasilenko, A.K. Dmitriev, M.N. Skvortsov, V.P. Chebotayev, „Narrowing of Nonlinear Resonances in Low Pressure Gases”, *JETP Letters* **23**, 360 (1976) [*Pis'ma w ŽETF* **23**, 399 (1976)].
- [23] C.J. Bordé, J.L. Hall, C.V. Kunasz, D.G. Hummer, „Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach”, *Phys. Rev. A* **14**, 236 (1976).
- [24] H.L. Bethlem, G. Berden, G. Meijer, „Decelerating Neutral Dipolar Molecules”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1558 (1999).
- [25] E.R. Hudson, H.J. Lewandowski, B.C. Sawyer, J. Ye, „Cold Molecule Spectroscopy for Constraining the Evolution of the Fine Structure Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 143004 (2006).
- [26] L.-S. Ma, J. Ye, P. Dubé, J.L. Hall, „Ultrasensitive frequency-modulation spectroscopy enhanced by a high-finesse

- optical cavity: theory and application to overtone transitions of C_2H_2 and C_2HD ", *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2255 (1999).
- [27] M. Ziskind, C. Daussy, T. Marrel, Ch. Chardonnet, „Improved sensitivity in the search for a parity-violating energy difference in the vibrational spectrum of the enantiomers of CHFClBr”, *Eur. Phys. J. D* **20**, 219 (2002).
- [28] S. Svanberg, *Atomic and Molecular Spectroscopy*, wyd. 2 (Springer Verlag, Berlin 1992).
- [29] J.L. Hall, C.J. Bordé, K. Uehara, „Direct Optical Resolution of Recoil Effect Using Saturated Absorption Spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1339 (1976).
- [30] S.N. Bagayev, V.P. Chebotayev, A.K. Dmitriyev, A.E. Om, Yu.V. Nekrasov, B.N. Skvortsov, „Second-order Doppler-free spectroscopy”, *Appl. Phys. B* **52**, 63 (1991).
- [31] M. Kourogi, T. Enami, M. Ohtsu, „A coupled-cavity monolithic optical frequency comb generator”, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **8**, 1698 (1996).
- [32] J.L. Hall, L.-S. Ma, M. Taubman, B. Tiemann, F.-L. Hong, O. Pfister, J. Ye, „Stabilization and frequency measurement of the I_2 -stabilized Nd:YAG laser”, *IEEE T. Instrum. Meas.* **48**, 583 (1999).
- [33] S.A. Diddams, L.-S. Ma, J. Ye, J.L. Hall, „Broadband optical frequency comb generation with a phase-modulated parametric oscillator”, *Opt. Lett.* **24**, 1747 (1999).
- [34] J.L. Hall, J. Ye, S.A. Diddams, L.-S. Ma, S.T. Cundiff, D.J. Jones, „Ultrasensitive spectroscopy, the ultrastable lasers, the ultrafast lasers, and the seriously nonlinear fiber: a new alliance for physics and metrology”, *IEEE J. Quantum Electronics* **37**, 1482 (2001).
- [35] F. Salin, J. Squier, M. Piche, „Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation”, *Opt. Lett.* **16**, 1674 (1991).
- [36] K.W. Holman, R.J. Jones, A. Marian, S.T. Cundiff, J. Ye, „Detailed studies and control of intensity-related dynamics of femtosecond frequency combs from modelocked Ti:Sapphire lasers”, *IEEE J. Selected Topics Quantum Elect.* **9**, 1018 (2003).
- [37] J.N. Eckstein, A.I. Ferguson, T.W. Hänsch, „High-Resolution Two-Photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 847 (1978).
- [38] K.M. Evenson, J.S. Wells, F.R. Petersen, B.L. Danielson, G.W. Day, R.L. Barger, J.L. Hall, „Speed of Light from Direct Frequency and Wavelength Measurements of the Methane-Stabilized Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1346 (1972).
- [39] A. Sanchez, C.F. Davis, Jr., K.C. Liu, A. Javan, „The MOM tunneling diode – Theoretical estimate of its performance at microwave and infrared frequencies”, *J. Appl. Phys.* **49**, 5270 (1978).
- [40] D.A. Jennings, C.R. Pollock, F.R. Petersen, R.E. Drullinger, K.M. Evenson, J.S. Wells, J.L. Hall, H.P. Layer, „Direct frequency measurement of the I_2 -Stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) Laser”, *Opt. Lett.* **8**, 136 (1983).
- [41] H.R. Telle, D. Meschede, T.W. Hänsch, „Realization of a new concept for visible frequency division – phase locking of harmonic and sum frequencies”, *Opt. Lett.* **15**, 532 (1990).
- [42] B.G. Whitford, „Measurement of the Absolute Frequencies of CO₂-Laser Transitions by Multiplication of CO₂-Laser Difference Frequencies”, *IEEE T. Instrum. Meas.* **29**, 168 (1980).
- [43] S.A. Diddams, D.J. Jones, L.-S. Ma, S.T. Cundiff, J.L. Hall, „Optical frequency measurement across a 104-THz gap with a femtosecond laser frequency comb”, *Opt. Lett.* **25**, 186 (2000).
- [44] J.K. Ranka, A. Stentz, „Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
- [45] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S. Russell, D.M. Atkin, „All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
- [46] R.S. Windeler, informacja przekazana autorowi (maj 2006 r.).
- [47] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, Th. Udem, T.W. Hänsch, „Phase Coherent Vacuum-Ultraviolet to Radio Frequency Comparison with a Mode-Locked Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3232 (2000).
- [48] D.J. Jones, S.A. Diddams, J.K. Ranka, A. Stentz, R.S. Windeler, J.L. Hall, S.T. Cundiff, „Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis”, *Science* **288**, 635 (2000).
- [49] S.A. Diddams, D.J. Jones, J. Ye, T. Cundiff, J.L. Hall, J.K. Ranka, R.S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, „Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
- [50] L.-S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R.S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, S.A. Diddams, „Optical Frequency Synthesis and Comparison with Uncertainty at the 10⁻¹⁹ Level”, *Science* **303**, 1843 (2004).
- [51] Th. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, „Optical frequency metrology”, *Nature* **416**, 233 (2002).
- [52] F.L. Hong, J. Ishikawa, K. Sugiyama, A. Onae, H. Matsuoto, J. Ye, J.L. Hall, „Comparison of independent optical frequency measurements using a portable iodine-stabilized Nd:YAG laser”, *IEEE T. Instrum. Meas.* **52**, 240 (2003).
- [53] J. Ye, L.-S. Ma, J.L. Hall, „Molecular Iodine Clock”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270801 (2001).
- [54] W.-Y. Cheng, L.S. Chen, T.H. Yoon, J.L. Hall, J. Ye, „Sub-Doppler molecular iodine transitions near the dissociation limit (523–498 nm)”, *Opt. Lett.* **27**, 571 (2002).
- [55] R.K. Shelton, S.M. Foreman, L.-S. Ma, J.L. Hall, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, M. Notcutt, J. Ye, „Sub-femtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers”, *Opt. Lett.* **27**, 312 (2002).
- [56] R.K. Shelton, L.-S. Ma, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, J.L. Hall, J. Ye, „Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers”, *Science* **293**, 1286 (2001).
- [57] T.M. Fortier, D.J. Jones, J. Ye, S.T. Cundiff, „Highly phase stable mode-locked lasers”, *IEEE J. Selected Topics Quantum Elec.* **9**, 1002 (2003).
- [58] R.J. Jones, J. Ye, „High-repetition-rate coherent femtosecond pulse amplification with an external passive optical cavity”, *Opt. Lett.* **29**, 2812 (2004).
- [59] 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, „New Limits on the Drift of Fundamental Constants from Laboratory Measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230802 (2004).