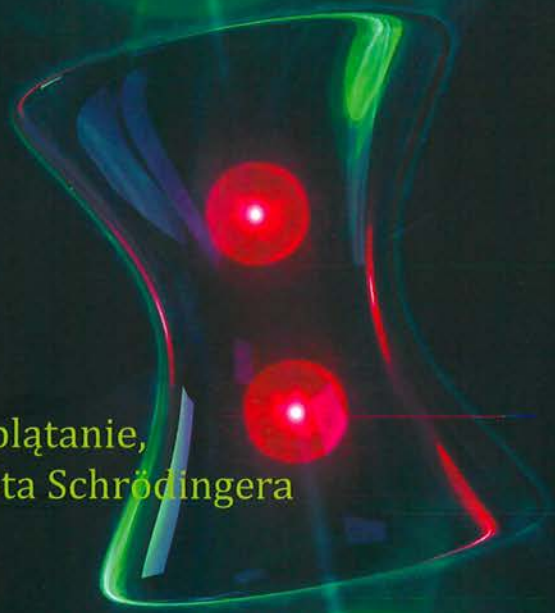
tom 64 zeszyt 2 rok 2013 nr indeksu 369721 cena 12 zł

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



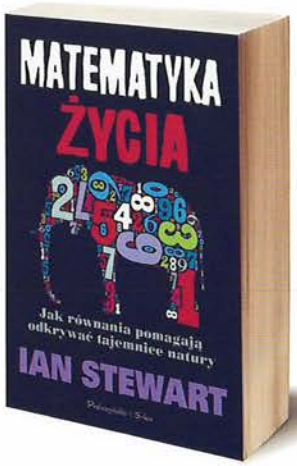
D. J. Wineland
Superpozycje i splątanie,
jak wychować kota Schrödingera

P. Bilski, M. Dobies, A. Kozak, M. Makrocka-Rydzyk
Analiza danych i planowanie eksperymentu fizycznego
zgodnie z normami ISO

K. Żelechowska
Rodzina grafenu

O fizyce i cywilizacji
z profesorem Andrzejem Staruszkiewiczem
rozmawiał Andrzej M. Kobos

ISSN 0032-5430
9 770032 543042 02



Ian Steward

Matematyka życia. Jak równania pomagają odkrywać tajemnice natury

Prószyński i S-ka, Warszawa 2014

W swojej najnowszej książce Ian Stewart opowiada, jak matematyka pomaga nam w odkrywaniu tajemnic życia. Dzięki matematyce uczonym udaje się wyjaśnić ukrytą złożoność roślin i zwierząt, a także rzucić nowe światło na zachowanie i wzajemne oddziaływanie organizmów. W sposób niezwykle klarowny i intrygujący Ian Stewart omawia matematyczne aspekty badań nad życiem, m.in. ukryte mechanizmy żywych komórek, działanie mózgu i zachowanie wirusów. Zastanawia się nad możliwościami zaprojektowania i stworzenia sztucznych form życia i szacuje prawdopodobieństwo istnienia organizmów żywych w innych zakątkach Wszechświata. Rozważa nawet tak intrygujące kwestie jak to, skąd na ciele tygrysa wzięły się pręgi i dlaczego jaszczurki szukające partnerek grają ze sobą w kamień, papier, nożyce.

Matematyka życia, *bogata w niezwykle ciekawe informacje i napisana z charakterystyczną dla Stewarta lekkością, głęboko zapadnie czytelnikom w pamięć. Ukazuje sposób, w jaki matematyka kształtuje nasze rozumienie rzeczywistości.*

„The Guardian"

Ian Stewart – światowej sławy matematyk i autor bestsellerowych książek popularnonaukowych poświęconych matematyce. Jest emerytowanym profesorem Uniwersytetu w Warwick, gdzie wciąż prowadzi aktywną działalność naukową. W 2001 r. otrzymał nagrodę Towarzystwa Królewskiego im. Michaela Faradaya za popularyzację nauki. Szereg jego publikacji przetłumaczono na język polski, m.in.: *Oswajanie nieskończoności*, *Histerie matematyczne*, *Listy do młodego matematyka*, *Krowy w labiryncie i inne eksploracje matematyczne*, *Jak pokroić tort i inne zagadki matematyczne*, *Dlaczego prawda jest piękna*, *Stąd do nieskończoności*, *17 równań, które zmieniły świat* oraz *Nauka Świata Dysku I, II, III* (z Terrym Pratchettem i Jackiem Cohenem).

REKLAMA

Skraplarka helu w Twoim Laboratorium

Czy ciekły hel jest zbyt drogi?
Czy podczas pracy tracisz to cenne medium?

Porozmawiaj z nami, Mamy dobre rozwiązanie!

Ciekły hel w każdej chwili z ATL (Advanced Technology Liquefier)

Podstawowe cechy systemu:
- W pełni przenośny
- Łatwy w użyciu
- Zautomatyzowany proces odzysku helu
- Wydajność do 22 litrów ciekłego helu dziennie
- Niskie zużycie energii

Recycling helu
- Modułowy system odzysku helu dostosowany do potrzeb użytkownika
- Gromadzenie, przechowywanie i oczyszczanie helu

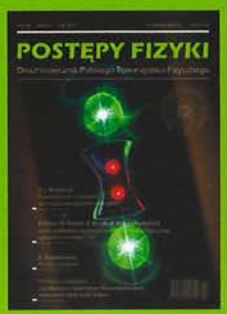
ATP30 ATL160 Quantum Design
RECYCLING HELIUM

LOT-QuantumDesign Polska
www.lot-qd.pl
+48 32 248 20 48, info@lot-qd.pl

LOT QuantumDesign

Informacje dla autorów. Czekamy na przystępnie napisane artykuły przeglądowe i monograficzne. Układ pracy (tytuł, autor, afiliacja, streszczenie po polsku, tytuł angielski, streszczenie po angielsku, słowa kluczowe polskie i angielskie, tekst, odnośniki literaturowe, podpisy pod ilustracjami itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postępach Fizyki* (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace złożone w systemie TEX (Microsoft Office, OpenOffice) z ilustracjami o rozdzielczości co najmniej 300 dpi w osobnych plikach prosimy nadsyłać e-mailem pod adresem *postepy@amu.edu.pl* albo *ptomczak@amu.edu.pl*. Prace są recenzowane. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania tekstów, ich opracowywania oraz niezbędnych zmian terminologicznych. Autorzy powinni wykonać korektę autorską złożonego artykułu. Publikowanie w *Postępach Fizyki* wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem utworu autorskiego na stronie *Postępów Fizyki* na podstawie licencji Creative Commons.

Prenumeratę dla osób/instytucji niebędących członkami PTF prowadzi Ruch (*http://www.prenumerata.ruch.com.pl*). Prenumeratorzy, którzy nie chcą korzystać z usług pośredników, powinni wpłacić odpowiednią kwotę na konto główne PTF w Banku Handlowym: 74 1030 0019 0109 8530 0046 3033, a następnie przesłać e-mailowo kopię potwierdzenia wpłaty ZG PTF i do redakcji *Postępów Fizyki*, podając adres, pod który mają być przesyłane *Postępy Fizyki*. Proszę też określić, jakie numery lub jaki rocznik obejmuje wpłata. Pojedynczy numer kosztuje 12 zł, a rocznik 72 zł. Koszty przesyłki pokrywa redakcja.



Avances in Physics founded in 1949 is the magazine of the Polish Physical Society, addressed to the Polish community of physicists. Published bimonthly in Polish. For a subscription information visit *www.prenumerata.ruch.com.pl*.

Okładka: Splątane atomy berylu (czerwone). Entropię usunięto z układu metodą chłodzenia laserowego jonów magnezu (zielone), źródło: *http://youtube.com/watch?v=H_bVuqZqWGk*

RADA REDAKCYJNA
Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący)
Mieczysław Budzyński
Andrzej Dobek
Witold Dobrowolski
Zofia Gołąb-Meyer
Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY
Adam Sobiczewski

REDAKCJA
Józef Barnaś
Maria Marciniak (sekretarz redakcji)
Piotr Tomczak (redaktor naczelny)

ADRES REDAKCJI
Wydział Fizyki UAM
ul. Umultowska 85
61-614 Poznań
postepy@amu.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF
Anna Go (Białystok)
Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz)
Wojciech Gruhn (Częstochowa)
Tomasz Jarosław Wąsowicz (Gdańsk)
Roman Bukowski (Gliwice)
Beata Kozłowska (Katowice)
Aldona Kubala-Kukuś (Kielce)
Małgorzata Nowina Konopka (Kraków)
Elżbieta Jartych (Lublin)
Michał Szanecki (Łódź)
Halina Pięta (Opole)
Maria Połomska (Poznań)
Małgorzata Pociask (Rzeszów)
Anna Kamińska (Słupsk)
Janusz Typek (Szczecin)
Winicjusz Drozdowski (Toruń)
Aleksandra Miłosz (Warszawa)
Bernard Jancewicz (Wrocław)
Lidia Najder-Kozdrowska (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE
ZARZĄD GŁÓWNY
Wiesław A. Kamiński (prezes), Bohdan Grządkowski (sekretarz generalny), Piotr Rączka (skarbnik), Mariusz P. Dąbrowski, Jacek P. Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Jacek M. Baranowski, Maria Dobkowska, Henryk Figiel, Bernard Jancewicz, Stefan Kruszewski, Andrzej Ślebarski, Andrzej Zięba, Elżbieta Zipper (członkowie)

ADRES ZARZĄDU
ul. Hoża 69,
00-681 Warszawa,
tel. (22) 621 26 68

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW
Krzysztof Szymański (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Ewa Mandowska (Częstochowa), Jarosław Rybicki (Gdańsk), Marcin Miczek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Krzysztof Fiałkowski (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Alina Dudkowiak (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Vlodimir Tomin (Słupsk), Mariusz Dąbrowski (Szczecin), Janusz Szatkowski (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Antoni Mituś (Wrocław), Cao Long Van (Zielona Góra)

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku
Dofinansowanie wszystkich zeszytów w roku 2013: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego
Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Korekta: Barbara Kostrzewska (*bystreoko.pl*)
Skład i łamanie: TeXtura (*dtp-art.pl*)
Druk i oprawa: Moś i Łuczak, Poznań
Nakład: 800 egzemplarzy

ISSN 0032-5430

Szanowni Państwo

Alain Aspec określił lata sześćdziesiąte ubiegłego stulecia terminem „nowa rewolucja kwantowa". Trwa ona niewątpliwie do dzisiaj. Otworzyły się wtedy możliwości obserwowania pojedynczych obiektów kwantowych i manipulowania nimi – o tym opowiada w swoim wykładzie noblowskim profesor David J. Wineland (nagrodzony wspólnie z Sergem Harrochem za „przełomowe metody doświadczalne umożliwiające pomiary i manipulowanie układami kwantowymi"). „Splątanie" – nieco niepokojąca i tajemnicza własność układów kwantowych – wprowadzone jeszcze przez Einsteina, Podolskiego i Rosena, zaczęło być szczegółowo badane. Po ponad pół wieku na YouTube możemy oglądać fascynujące obrazy splątanych obiektów (okładka). W międzyczasie powstała informatyka kwantowa, która bada m.in., czy zjawiska kwantowe mogą być wykorzystane przy przetwarzaniu i przesyłaniu informacji. Oprócz wykładu noblowskiego prof. Winelanda (wykład Harroche'a będzie opublikowany w numerze 4/2014) znajdą Państwo artykuł o przeprowadzaniu eksperymentu fizycznego w świetle norm ISO, który traktuję jako głos w dyskusji o nauczaniu fizyki. Natomiast w zamieszczonym wywiadzie profesor Staruszkiewicz zwraca uwagę na to, że „profesjonalni historycy po dziś dzień nie zdają sobie sprawy z wagi fenomenu społecznego, jakim było powstanie nauki; z tego, że powstanie nauki jest najważniejszym wydarzeniem w historii (...) nie cywilizacji, tylko wręcz gatunku ludzkiego". Nie tylko historycy. Zapraszam do lektury.

Piotr Tomczak

Superpozycje i splątanie, jak wychować kota Schrödingera 50
D. J. Wineland

Rodzina grafenu 65
K. Żelechowska

Analiza danych i planowanie eksperymentu fizycznego zgodnie z normami ISO 70
P. Bilski, M. Dobies, A. Kozak, M. Makrocka-Rydzyk

Zjawiska powierzchniowe przy naświetlaniu kwantami γ o energii do 23 MeV próbek metalicznych w atmosferze gazowego sprężonego deuteru 76
R. Wiśniewski, A. Yu. Didyk, T. Wilczyńska-Kitowska

Roman Stanisław Ingarden (1920–2011) 83
J. Szudy, A. Jamiołkowski, M. Michalski

O fizyce i cywilizacji – rozmowa z profesorem Andrzejem Staruszkiewiczem 86
Rozmawiał A. M. Kobos

Superpozycje i splątanie, jak wychować kota Schrödingera

David J. Wineland
National Institute of Standards and Technology, Boulder Colorado, USA

Zawartość

1. Wprowadzenie 50
2. Pierwsze kroki w stronę kontroli kwantowej 51
3. Kontrolowanie poziomów kwantowych pojedynczych spułapkowanych jonów 53
4. Manipulacja ruchem jonów na poziomie kwantowym 55
5. Kot Schrödingera 57
6. Informacja kwantowa 58
   6.1. Symulacje kwantowe 59
   6.2. Spektroskopia i metrologia kwantowa 60
7. Podsumowanie 61
   Podziękowania 61
   Bibliografia 61

1. Wprowadzenie

Od pierwszych lat mechaniki kwantowej ludzie poszukiwali możliwości sprawowania doświadczalnej kontroli nad układami kwantowymi. W pierwszej połowie XX w. fizyka atomowa stanowiła podstawowe narzędzie do testowania mechaniki kwantowej przez badanie wewnętrznych poziomów energetycznych atomów i ich oddziaływania z promieniowaniem. Badania te nabrały tempa wraz z pojawieniem się wąskopasmowych przestrajalnych źródeł promieniowania, takich jak oscylatory mikrofalowe i lasery. Możliwa stała się koherentna kontrola takich stanów i deterministyczne tworzenie stanów superpozycji, tak jak w metodzie Ramseya (Ramsey, 1990). Niedługo później wykorzystanie tych metod pozwoliło na kontrolowanie stanów energetycznych związanych z ruchem atomu. Nowe techniki chłodzenia atomów, laserowego i nie tylko, pozwoliły na szereg interesujących badań, w szczególności na uzyskanie stanu degeneracji kwantowej, czyli kondensatu Bosego–Einsteina. Podobnie precyzyjna kontrola stanów kwantowych została osiągnięta w sztucznych atomach w dziedzinie fizyki materii skondensowanej. Ponieważ omówienie wszystkich tych gałęzi badań jest zadaniem przerastającym moje możliwości, ograniczę się jedynie do opisu kwantowej kontroli nad wewnętrznymi i zewnętrznymi stanami energetycznymi pułapkowanych jonów atomowych.

Precyzyjna manipulacja stanem jakiegokolwiek układu wymaga jego dobrej izolacji od otoczenia oraz narzędzi do kontroli, które nie wprowadzają dużych zaburzeń. Oczywiście, procesy kontroli również stanowią część otoczenia układu. Chodzi nam więc o izolowanie od czynników, na które nie mamy wpływu. Prostym przykładem kontroli kwantowej jest zjawisko magnetycznego rezonansu jądrowego, w którym spiny makroskopowej liczby protonów w stanie $|\downarrow\rangle$ (spin antyrównoległy do kontrolowanego zewnętrznego pola magnetycznego) mogą być deterministycznie wprowadzone w stan superpozycji $\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$ (gdzie $\alpha^2 + \beta^2 = 1$) poprzez włączenie zmiennego pola magnetycznego o częstotliwości dostrojonej do energetycznego rozszczepienia stanów $|\downarrow\rangle$ i $|\uparrow\rangle$. Chociaż taki zespół spinów jest układem makroskopowym, to każdy spin z osobna jest niezależny od pozostałych i zachowuje się jak oddzielny układ kwantowy.

Już w 1935 r. Erwin Schrödinger (Schrödinger, 1935) zdał sobie sprawę z tego, że stosowanie mechaniki kwantowej do opisu makroskopowych układów nie jest proste i może prowadzić do dziwacznych konsekwencji. Zaproponował więc układ złożony z pojedynczego atomu radioaktywnego i kota, umieszczonych razem w zamkniętej przestrzeni, a powiązanych mechanizmem, który – gdy tylko dojdzie do radioaktywnego rozpadu cząstki – wypuszcza truciznę zabijającą kota. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej stan cząstki przed rozpadem opisujemy funkcją $|\uparrow\rangle$, natomiast po rozpadzie $|\downarrow\rangle$, przy czym kot może być żywy $|L\rangle$ lub martwy $|D\rangle$. Jeśli układ początkowo wprowadzamy w stanie opisanym przez funkcję falową $|\uparrow\rangle|L\rangle$, to po pewnym czasie równym czasowi połowicznego rozpadu promieniotwórczego atomu, zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej, układ ewoluuje do stanu super-

pozycji, w którym kot jest jednocześnie żywy i martwy. Superpozycję taką można opisać następującą funkcją falową:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\rangle|L\rangle + |\downarrow\rangle|D\rangle]. \quad (1)$$

Schrödinger nazywał taki stan splątanym, ponieważ stan cząstki jest w nim skorelowany ze stanem kota. Oznacza to, że jeśli zaobserwujemy, iż atom się nie rozpadł, możemy być stuprocentowo pewni tego, że kot żyje i *vice versa*. Jednak przed jakimkolwiek pomiarem zarówno kot, jak i cząstka istnieją w obu stanach jednocześnie. Taka ekstrapolacja mechaniki kwantowej ze świata pojedynczych cząstek do świata makroskopowego bardzo Schrödingera frapowała (podobnie jak wielu innych ludzi). Aby poradzić sobie z tym problemem, w 1952 r. Schrödinger napisał (Schrödinger, 1952b):

> „(...) nigdy nie prowadzimy doświadczeń na pojedynczych elektronach, atomach czy (małych) molekułach. Natomiast w eksperymentach myślowych czasem zakładamy taką możliwość. Takie postępowanie musi prowadzić do absurdalnych wniosków (...)."

Dziś argument ten stracił swoją zasadność, ponieważ eksperymentalne badanie pojedynczych stanów kwantowych, lub niewielkiej ich liczby, jest jak najbardziej możliwe. Podobnie jest z deterministycznym wytwarzaniem superpozycji i splątania. Nasze możliwości są największe, gdy pracujemy z bardzo małą liczbą cząstek. W układach takich możemy już zrealizować wiele z myślowych eksperymentów, które były podstawą rozważań prowadzonych przez Schrödingera i innych ojców mechaniki kwantowej. Tworzymy również niewielkich rozmiarów odpowiedniki kota Schrödingera, spełniające wszystkie istotne warunki stawiane im we wspomnianym eksperymencie myślowym – poza makroskopowością. Wydaje się jednak, że nasze ograniczenia w tworzeniu makroskopowych „kotów" są natury technicznej, a nie fundamentalnej. Choć są to ograniczenia poważne, to bez przesadnego optymizmu można podejrzewać, że potrzebne rozwiązania pojawią się wraz z postępem technologicznym.

Poniższy artykuł jest oparty na wykładzie, który wygłosiłem na ceremonii wręczenia Nagród Nobla w 2012 r. Jest to historia naszej grupy z Krajowego Instytutu Standaryzacji i Technologii (*National Institute of Standards and Technology*, NIST) w Boulder w stanie Colorado, gdzie wspólnym wysiłkiem rozwijaliśmy technologię kwantowej kontroli nad pułapkowanymi jonami. Historia ta będzie raczej osobista, przedstawię swoją perspektywę rozwoju tej dziedziny, starając się nie pominąć ważnych osiągnięć poczynionych przez innych badaczy. Dla mnie wszystko zaczęło się w czasie studiów doktoranckich.

2. Pierwsze kroki w stronę kontroli kwantowej

W latach 1965–1970 byłem doktorantem w grupie Normana Ramseya na uniwersytecie Harvarda. Norman i jego bliski współpracownik, Dan Kleppner, wraz ze studentem Markiem Goldenbergiem właśnie zbudowali i uruchomili pierwszy maser wodorowy według własnego pomysłu (Goldenberg, Kleppner i Ramsey, 1960; Kleppner, Goldenberg i Ramsey, 1962). Częścią tego programu badawczego był dla Normana precyzyjny pomiar częstotliwości przejść nadsubtelnych wszystkich trzech izotopów wodoru. Wybrałem więc pracę z deuterem. Doświadczenie to było względnie proste, może poza dość długimi falami wymaganymi do jego przeprowadzenia (~92 cm w porównaniu do 21 cm dla wodoru) (Wineland i Ramsey, 1972). Nauczyłem się wtedy zwracać uwagę na kontrolę warunków zewnętrznych, które mogłyby zmienić mierzoną częstotliwość przejścia w stosunku do tej mierzonej dla izolowanego atomu. Poza przyjemnością, którą czerpałem z detektywistycznego charakteru tej pracy, urzekły mnie długie czasy koherencji obserwowanych przeze mnie superpozycji (~1 s) oraz ich znaczenie dla zegarów atomowych. W 1989 r. Norman otrzymał Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za rozwój metod pomiarów spektroskopowych wynalezionych podczas pracy nad maserem wodorowym (spektroskopia Ramseya) (Ramsey, 1990).

Pracując nad doktoratem, dowiedziałem się o bardzo interesujących eksperymentach Hansa Dehmelta i jego współpracowników – Norvala Fortsona, Fouad Major i Hansa Schlusslera z University of Washington. Rozwijane przez nich metody pułapkowania jonów w komorach wysokiej próżni dawały ciekawe możliwości prowadzenia precyzyjnych badań spektroskopowych dzięki uniezależnieniu się od poszerzenia dopplerowskiego pierwszego rzędu oraz minimalizacji wpływu zderzeń na mierzone energie. Grupa Dehmelta robiła bardzo precyzyjne pomiary przejść nadsubtelnych w jonach $^3He^+$, których struktura wewnętrzna jest bardzo podobna do struktury atomu wodoru, trzymanych w pułapkach radiowych (inaczej Paula). Jednym z problemów była (i wciąż jest) trudność w prowadzeniu pomiarów w zakresie optycznym ze względu na konieczność używania bardzo krótkich fal. W związku z tym przygotowanie odpowiednich stanów prowadzone było w karkołomny sposób przez zderzenia ze spolaryzowanymi atomami cezu, wpuszczanymi strumieniem w obszar pułapki. Do detekcji wykorzystano zja-

wisko przeniesienia ładunku ($^3He^+ + Cs \rightarrow {}^3He^+Cs^+$), które zależało od wewnętrznego stanu $^3He^+$. Następującą w jego wyniku ucieczkę jonów z pułapki można było zauważyć, ponieważ zmieniał się prąd indukowany przez nie w elektrodach pułapki (Fortson, Major i Dehmelt, 1966; Schuessler, Fortson i Dehmelt, 1969).

Chociaż to właśnie te eksperymenty przyciągnęły mnie do dziedziny pułapek jonowych, tematem mojego stażu podoktorskiego, który rozpocząłem jesienią 1975 r. w grupie Dehmelta, były elektrony trzymane w pułapkach typu Penninga. Starałem się wykonać precyzyjne pomiary elektronowego czynnika *g* Landégo. Pierwsze takie badania prowadził Fred Walls – doktorant Dehmelta, późniejszy pracownik Krajowego Biura Standaryzacji (*National Bureau of Standards* – NBS, poprzednik NIST – przyp. tłumacza). Po pewnym czasie stało się dla nas jasne, że badania dużo lepiej byłoby prowadzić nad pojedynczymi elektronami ze względu na możliwość precyzyjniejszej kontroli. W związku z tym podjęliśmy pierwsze próby izolacji pojedynczego elektronu w pułapce. Osiągnęliśmy to przez załadowanie jej małą liczbą elektronów, a następnie prawie rezonansowe (~60 MHz) pobudzanie ich wzdłuż kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Ruch ten można było wykrywać, obserwując prąd indukowany w elektrodach (jego natężenie było proporcjonalne do liczby elektronów). Przez zmianę siły wprawiającej elektrony w drgania mogliśmy je pojedynczo wytrącać z pułapki do chwili, gdy pozostawał w niej jeden elektron (Wineland, Ekstrom i Dehmelt, 1973). Kolejne eksperymenty na pojedynczych elektronach, prowadzone przez Roberta Van Dycka, Paula Schwinberga i Dehmelta, pozwoliły na dokładne określenie czynnika żyromagnetycznego elektronu (Van Dyck, Schwinberg i Dehmelt, 1977; Dehmelt, 1990). Za to osiągnięcie oraz za samo pułapkowanie jonów Dehmelt i Wolfgang Paul otrzymali w 1989 r. Nagrodę Nobla wraz z Normanem Ramseyem.

Wśród modów ruchu pojedynczej naładowanej cząsteczki w pułapce Penninga był jeden szczególny, kołowy mod wokół osi pułapki, tzw. mod magnetronowy. Dla wspomnianych wyżej doświadczeń ważne było jego zminimalizowanie i przez to zlokalizowanie elektronu bardzo blisko osi pułapki. W 1978 r. dokonali tego Van Dyck, Schwinberg i Dehmelt (1978), stosując swego rodzaju „chłodzenie na paśmie bocznym" (Wineland i Dehmelt, 1975a, 1976). Mniej więcej w tym samym czasie zainspirowały mnie publikacje Arthura Ashkina (Ashkin, 1970a, 1970b) o możliwości wpływania na ruch atomów przez ciśnienie promieniowania pochodzącego z lasera. Razem z Dehmeltem opracowaliśmy analogiczną procedurę do chłodzenia pułapkowanego jonu (Wineland i Dehmelt, 1975b) (patrz poniżej). Można było je rozumieć jako powodowane zależnym od prędkości ciśnieniem promieniowania. Podobne rozwiązanie zaproponowali Ted Hänsch i Art Schawlow (Hänsch i Schawlow, 1975). Wszystkie możliwe zastosowania chłodzenia laserowego wtedy nie były jeszcze dla nas oczywiste, ale byliśmy pewni, że jest to znakomita metoda do precyzyjnej spektroskopii wysokiej rozdzielczości w pułapkach jonowych. Największe niepewności systematyczne w eksperymencie z $^3He^+$ wynikały bowiem z niepewności pomiaru przesunięcia związanego z dylatacją czasu, którą dzięki metodom chłodzenia atomów można było zmniejszyć.

Latem 1975 r. przyjąłem posadę w Dziale Czasu i Częstotliwości (*Time and Frequency Division*) w NIST (wtedy jeszcze NBS). Moim pierwszym zadaniem była pomoc w pomiarze częstotliwości przejścia nadsubtelnego w cezie, wzorca służącego do definicji sekundy. Nasz układ doświadczalny, NBS-6, zbudował pracujący w dziale David Glaze. Był to tradycyjny układ z wiązką atomów, ale odległość między strefami Ramseya była w nim stosunkowo długa i wynosiła 3,75 m. Na nim osiągnęliśmy dokładność ułamkową równą $0{,}9 \times 10^{-13}$ (Wineland i inni, 1976). W tamtym czasie NBS prowadziło niewiele badań podstawowych – dominowały usługi. Na szczęście szef mojej grupy, Helmut Hellwig, miał bardzo postępową wizję przyszłości naszego działu i udało mu się przekonać NBS do zaakceptowania pomysłu na badania nad chłodzeniem laserowym. To wsparcie – wraz z funduszami otrzymanymi od Biura Badań Marynarki Wojennej Stanów Zjednoczonych (*Office of Naval Research*, ONR) – pozwoliło nam rozpocząć ten projekt już jesienią 1977 r. Razem z Robertem Drullingerem (miejscowym ekspertem od laserów) oraz Fredem Wallsem zdecydowaliśmy się na badania nad jonami $^{24}Mg^+$, ze względu na ich prostą strukturę wewnętrzną, w pułapce Penninga, z którą mieliśmy już pewne doświadczenie. Praca nad projektem, który sami wybraliśmy, była bardzo ekscytująca. Pierwsze udane chłodzenie przeprowadziliśmy już wiosną 1978 r. (Wineland, Drullinger i Walls, 1978). Temperaturę mierzyliśmy w sposób bezpośredni, rejestrując w elektrodach pułapki prąd związany z termicznym ruchem atomów. W tym samym czasie grupa Petera Toscheka z Heidelbergu (wraz z Dehmeltem, przebywającym tam na urlopie naukowym) pracowała nad tymi samymi zagadnieniami w jonach baru trzymanych w pułapce Paula. Oni również zaobserwowali chłodzenie – i to w tym samym czasie (Neuhauser i inni, 1978), mierząc wydłużony czas życia jonów w pułapce. Choć między naszymi grupami nie było żadnej komunikacji, nasze manuskrypty dotarły do redakcji *Physical Review Letters* jeden po drugim (grupa Petera „wygrała" o jeden dzień!). Obserwowane w obu

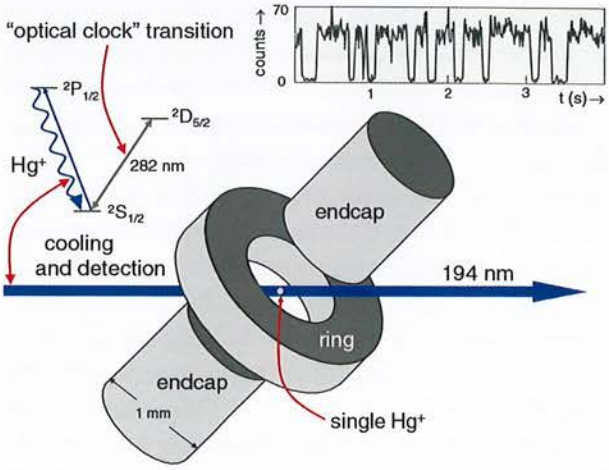
grupach chłodzenie to tzw. chłodzenie dopplerowskie, w którym częstotliwość oscylacji jonów jest mniejsza niż szerokość przejścia chłodzącego. Zainteresowanie tą tematyką rosło również w grupach zajmujących się fizyką teoretyczną. Można o tym przeczytać w literaturze (Letokhov, Minogin i Pavlik, 1977; Kazantsev, 1978 i Stenholm, 1986).

Chłodzenie pozwoliło nam na ulepszenie zegara atomowego i w 1985 r. razem z Johnem Bollingerem, Johnem Prestagem i Waynem Itano pokazaliśmy pierwszy zegar, który je wykorzystywał (Bollinger i inni, 1985). Ale jako fizycy byliśmy też, oczywiście, zafascynowani samym procesem. To właśnie wprowadziło nas na drogę ku kontroli nad najniższymi kwantowymi poziomami energetycznymi ruchu pułapkowanych cząstek.

3. Kontrolowanie poziomów kwantowych pojedynczych spułapkowanych jonów

Oczywistym pierwszym krokiem było wyizolowanie pojedynczego jonu. Poza walorami czysto estetycznymi prowadziło to – podobnie jak w przypadku elektronów – do minimalizacji niepewności systematycznych w pomiarach spektroskopowych (Dehmelt, 1982). Przez obserwację laserowo indukowanej fluorescencji jonów w pułapce grupa z Heidelbergu była w stanie wyizolować pojedynczy jon Ba^+ (Neuhauser i inni, 1980). Stosując tę samą metodę w 1981 r. podczas pracy z Waynem Itano, zaobserwowaliśmy pojedyncze jony $^{24}Mg^+$ (Wineland i Itano, 1981). Grupa z Heidelbergu zrobiła ponadto zdjęcia pojedynczym jonom, a ponieważ emitowana przez nie długość fali to 493 nm, przy wykorzystaniu lupy można było taki jon zobaczyć na własne oczy!

W NIST postanowiliśmy zmienić obiekt naszych badań na jony rtęci – ze względu na możliwe zastosowania do tworzenia standardów częstotliwości. Jon $^{199}Hg^+$ ma dość wysoką częstotliwość nadsubtelnego przejścia zegarowego, wynoszącą 40,5 GHz (Major i Werth, 1973; Cutler, Giffard i McGuire, 1982; Prestage, Dick i Maleki, 1991), oraz bardzo wąskie przejście optyczne $^2S_{1/2} - {}^2D_{5/2}$ [$\tau(^2D_{5/2}) \cong 86$ ms], które może być wykorzystane jako standard do pomiaru częstotliwości optycznych (Bender i inni, 1976). Chociaż możliwe było pompowanie optyczne $^{199}Hg^+$ przy zastosowaniu odpowiednich izotopowych lamp spektralnych (Major i Werth, 1973; Cutler, Giffard i McGuire, 1982; Prestage, Dick i Maleki, 1991), wzbudzenie laserowe było trudne ze względu na konieczność stosowania światła o długości fali 194 nm. Nasz kolega z NIST, Jim Bergquist, wraz z Hamidem Hemmatim i Waynem Itano pierwsi opracowali potrzebne do tego celu źródło, wykorzystujące zmieszanie częstotliwości podwojonego lasera argonowego (Ar^+) 515 nm ze światłem z lasera barwnikowego 792 nm w krysztale pentaboranu potasu (Hemmati, Bergquist i Itano, 1983). Użyliśmy pułapki Paula o strukturze pierścieniowej z elektrodami końcowymi (*end cap*), pokazanej na rysunku 1. Podobną pułapkę stosowała grupa z Heidelbergu.



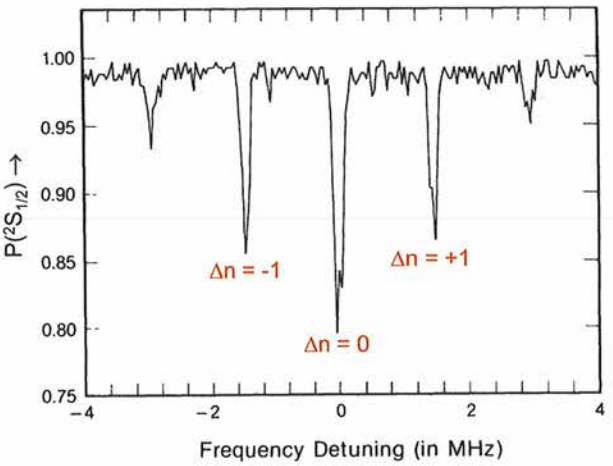
Rys. 1. Schemat pułapki do badania pojedynczych jonów Hg. Potencjał RF przykładany jest między elektrodą pierścieniową a końcowymi, tworząc tzw. pseudopotencjał dla jonu. Przedstawione są – istotne z punktu widzenia doświadczenia – poziomy jonu rtęci oraz, strzałką, optyczne „przejście zegarowe" $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$. Dane w górnym prawym rogu rysunku pokazują liczbę fotonów o długości fali 194 nm, pochodzących z fluorescencji, zbieranych przez 10 ms na punkt na osi czasu. Obydwa przejścia są wzbudzane jednocześnie (Bergquist i inni, 1986). Brak zliczeń detektora oznacza, że jon jest w stanie $^2D_{5/2}$

W połowie lat osiemdziesiątych grupy zajmujące się pułapkowaniem jonów mogły bezpośrednio odpowiedzieć na jedno z pytań Schrödingera, będące jednocześnie tytułem publikacji: „Czy istnieją przeskoki kwantowe?" (Schrödinger, 1952a, 1952b). W 1986 r. dokonano trzech bardzo podobnych demonstracji dotyczących tego tematu (Bergquist i inni, 1986; Nagourney, Sandberg i Dehmelt, 1986; Sauter i inni, 1986; Blatt i Zoller, 1988). Dla zwięzłości opiszę jedynie eksperyment Bergquista, przedstawiony na rysunku 1. Przez przyłożenie napięcia zmiennego o częstotliwości radiowej między elektrodą pierścieniową a elektrodami końcowymi tworzymy prawie harmoniczny potencjał pułapkujący, nazywany pseudopotencjałem (Paul, 1990). Istotne optyczne poziomy energetyczne jonu Hg^+ przedstawione są w lewym górnym rogu rysunku. Elektryczne przejście dipolowe $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ [$\lambda = 194$ nm, $\tau(^2P_{1/2}) \cong 2{,}9$ ms] wykorzystaliśmy do chłodzenia dopplerowskiego. Gdy laser chłodzący był włączony, obserwowaliśmy ciągłą fluorescencję z jonu w pułapce, dzięki czemu można było go obrazować. Po włączeniu promieniowania rezonansowego z przej-

ściem do stanu $^2D_{5/2}$ można się spodziewać spadku fluorescencji na długości fali 194 nm.

W formalizmie macierzy gęstości, stosowanej do opisu układu cząstek, pojawia się taki spadek fluorescencji. Jaki byłby jednak wynik dla pojedynczego jonu? (Cook i Kimble, 1985; Erber i Putterman, 1985; Cohen–Tannoudji i Dalibard, 1986; Javanainen, 1986; Kimble, Cook i Wells, 1986; Pegg, Loudon i Knight, 1986; Schenzle, DeVoe i Brewer, 1986). Okazuje się, że fluorescencja nie słabnie, ale zmienia się skokowo między pełną wartością a jej całkowitym brakiem. Jest to spowodowane przeniesieniem atomu ze stanu $^2S_{1/2}$ do $^2D_{5/2}$. W prawym górnym rogu rysunku 1 znajduje się wykres przedstawiający liczbę fotonów o długości fali 194 nm, rejestrowaną fotopowielaczem w funkcji czasu, na którym widoczne są te przeskoki. Każdy punkt wykresu powstaje z uśredniania sygnału fotopowielacza przez czas 10 ms. Mówiąc bardziej ogólnie, pomiar dokonywany na układzie kwantowym składającym się z poziomów $^2S_{1/2}$ i $^2D_{5/2}$ można przeprowadzić, włączając wiązkę próbkującą o długości fali 194 nm, w wyniku czego stwierdzi się brak – bądź obecność – fluorescencji. Przejście $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ jest przejściem cyklicznym, ponieważ po wzbudzeniu do $^2P_{1/2}$ jon deekscytuje z powrotem do stanu $^2S_{1/2}$, emitując foton, w związku z czym proces wzbudzenia może być od razu powtórzony. Zaniedbując mało prawdopodobne przejścia układu ze stanu $^2S_{1/2}$ do $^2D_{3/2}$ (Itano i inni, 1987), procedura ta zbliża nas do ideału pomiaru w mechanice kwantowej, ponieważ detekcja jest prawie 100-procentowo wydajna oraz dlatego, że po pomiarze jon pozostaje w swoim oryginalnym stanie. Dehmelt nazwał ten proces detekcji „odkładaniem elektronu na półkę" (*electron shelving*) (Dehmelt, 1982). W naszym doświadczeniu półką jest stan $^2D_{5/2}$. Takie pomiary nazywamy też kwantowo nieniszczącymi (*quantum nondemolition*, QND) (Braginsky i Khalili, 1996; Haroche i Raimond, 2006). Metoda detekcji stanów kwantowych, korzystająca z obserwacji fluorescencji, jest dziś dość powszechnie stosowana w fizyce atomowej.

W celu przeprowadzenia pomiaru spektroskopowego na przejściu $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$ [$\lambda \cong 282$ nm] w pierwszej kolejności włączane jest promieniowanie bliskie częstości przejścia, przy wyłączonym świetle 194 nm. W ten sposób unika się zaburzania energii poziomów jonu. Światło 282 nm jest następnie wyłączane, po czym stan jonu sprawdzany jest wiązką 194 nm. Ten proces powtarza się wielokrotnie i przez stopniową zmianę częstotliwości światła 282 nm można otrzymać widma takie jak przedstawione na rysunku 2 (Bergquist, Itano i Wineland, 1987). Aby móc je zinterpretować, musimy zastanowić się, jak porusza się jon.



Rys. 2. Spektroskopia przejścia $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$ pojedynczego jonu $^{198}Hg^+$. Podobnie jak na rysunku 1, w każdym pomiarze jon jest przygotowany w $^2S_{1/2}$ przez swobodny rozpad. Następnie naprzemiennie włączane są lasery 282 nm (próbka) i 194 nm. Obydwa stany są wykrywane ze 100-procentową wydajnością przez obserwację rozproszonego światła 194 nm. Przez krokową zmianę częstotliwości światła próbkującego i uśredniając wyniki po wielu pomiarach, otrzymujemy widmo przedstawiające prawdopodobieństwo znalezienia jonu w stanie $^2S_{1/2}$ w zależności od częstotliwości lasera 282 nm. W obrazie kwantowym ruchu centralny profil, inaczej „częstotliwość nośna", to obraz przejścia $|\downarrow\rangle|n\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|n\rangle$, gdzie n oznacza liczbę kwantową stanu Focka dla ruchu. „Czerwone" i „niebieskie" pasma boczne odpowiadają przejściom $|\downarrow\rangle|n\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|n + \Delta n\rangle$ dla Δn odpowiednio $\Delta n = -1, +1$. Na położenie centralnego profilu nie ma wpływu odrzut fotonu, który jest przejmowany przez pułapkę, tak jak w przypadku efektu Mössbauera – patrz np. Dicke (1953), Lipkin (1973) oraz Wineland i inni (1998)

Wzdłuż każdego z kierunków ruch jest niemal harmoniczny, więc w układzie odniesienia związanym z jonem, ze względu na przesunięcie dopplerowskie pierwszego rzędu, laser wydaje się mieć sinusoidalnie modulowaną częstotliwość. W związku z tym centralny profil musi odpowiadać centralnej częstotliwości, czyli fali nośnej, która dostrojona jest do częstotliwości przejścia. Jest on otoczony przez dwa pasma odsunięte od niego o częstotliwość drgań jonów (Dicke, 1953). Analogiczny jest opis, w którym jon może absorbować lub emitować promieniowanie, jednocześnie zyskując lub tracąc jeden kwant energii swojego ruchu, co prowadzi do powstania profili wokół częstotliwości centralnej.

Podobnie jak w wielu innych eksperymentach z dziedziny fizyki atomowej, jon można wprowadzić promieniowaniem spójnym w stan własny lub deterministycznie przygotować stan superpozycji, np. $|\downarrow\rangle \rightarrow \alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$. Dokładne wartości $|\alpha|$ i $|\beta|$ można wykryć tak jak to opisano powyżej. Pojedynczy pomiar natomiast daje albo wartość $|\uparrow\rangle$, albo $|\downarrow\rangle$, z prawdopodobieństwami odpowiednio $P = |\alpha|^2$ i $1 - |\alpha|^2$. Fluktuacje kwantowe – inaczej szum śrutowy pomiaru – opisuje wariancja $\sqrt{P(1-P)/M}$, gdzie M jest liczbą pomiarów przeprowadzonych na identycz-

nych kopiach danego układu (Itano i inni, 1993). Dokładne wyznaczenie P wymaga więc wielu powtórzeń tego samego eksperymentu. Podobnie w doświadczeniu typu Ramseya dwa impulsy oddalone w czasie mogą mierzyć względną fazę między α i β. W obydwu typach pomiarów możliwe jest wydajne przygotowywanie różnych stanów superpozycji poziomów energetycznych pojedynczego jonu w pułapce o czasach dekoherencji przekraczających 1 s. [Dla układów wielu jonów czasy koherencji mogą przekraczać nawet 10 min (Bollinger i inni,1991; Fisk i inni, 1995).]

Projekt zegara opartego na jonach Hg^+, prowadzony w NIST przez Jima Brergquista, to historia długa i pełna sukcesów. Najpierw w zegarze pracującym na przejściu nadsubtelnym 40,5 GHz na kilku jonach $^{199}Hg^+$ utrzymywanych w liniowej pułapce Paula osiągnięty został poziom niepewności systematycznych 4×10^{-13} (Berkeland i inni, 1998). Chociaż wydawało nam się, że precyzję tego pomiaru można jeszcze znacząco poprawić, zdaliśmy sobie sprawę z tego, że przyszłość zegarów leży w zakresie fal optycznych. Skupiliśmy się więc na przejściu $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$. Od wielu lat wiadomo było, że wyższe częstotliwości pozwalają na pomiary znacznie bardziej precyzyjne, ponieważ im większa częstotliwość oscylacji, tym więcej z nich zmieści się w danym przedziale czasu, pozwalając na podzielenie każdej chwili na mniejsze odcinki. Trzeba było jednak zapewnić dwie rzeczy: laser z odpowiednio wysoką czystością spektralną, który pozwoli na pełne wykorzystanie wąskiego przejścia optycznego, oraz praktyczny sposób na zliczanie cykli, czyli tzw. oscylator lokalny. W naszym przypadku był to laser wzbudzający przejście zegarowe. Brent, Young, Bergquist i współpracownicy zbudowali dla nas laser o długości fali 563 nm, stabilizowany do zewnętrznej wnęki rezonansowej, którego częstotliwość następnie podwajano, aby osiągnąć promieniowanie rezonansowe z przejściem zegarowym. Źródło 563 nm miało szerokość spektralną poniżej 0,2 Hz przy czasie uśredniania wynoszącym 20 s (Young i inni, 1999). Wiemy już, że jego szerokość była ograniczona przez fluktuacje termiczne powierzchni zwierciadeł. Problem ten jest wciąż nierozwiązany i ogranicza stabilność najlepszych obecnie laserów. Rozwiązanie drugiego problemu jest już bardzo dobrze znane. Pomiar częstotliwości optycznych umożliwił względnie szybki rozwój technologii grzebienia częstotliwości przez Johna Halla (Hall, 2006), Teda Hänscha (Hänsch, 2006), ich współpracowników oraz wielu innych badaczy. W 2006 r., korzystając z tych osiągnięć, grupa Bergquista osiągnęła w swoim zegarze poziom niepewności systematycznej równy $7{,}2\times 10^{-17}$. Był to pierwszy przypadek wyniku lepszego niż osiągany w zegarach cezowych (Oskay i inni, 2006).

4. Manipulacja ruchem jonów na poziomie kwantowym

Kolejnym ciekawym krokiem w naszych badaniach było uzyskanie kontroli nad ruchem atomów na poziomie kwantowym. Ponieważ ruch atomu wzdłuż każdej z osi modów jest – z bardzo dobrym przybliżeniem – harmoniczny, w opisie kwantowym wyraża się go zazwyczaj następująco: $\hbar\omega_z a^\dagger a$, gdzie ω_z to częstotliwość oscylacji (w tym przykładzie wzdłuż osi z), natomiast a i $a^\dagger$ to operatory podnoszenia i obniżania stanu energetycznego dla ruchu atomu. Operator położenia jonu względem położenia średniego to $z = z_0(a + a^\dagger)$, gdzie $z_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega_z}$ to rozmycie funkcji falowej stanu podstawowego, a m to masa jonu. Ruch jonu możemy wykryć, ponieważ indukuje on prądy w elektrodach pułapki, podobnie jak to robiliśmy w przypadku elektronów. Jednak w praktyce dużo czulszą metodą jest przeniesienie informacji o stanie kinetycznym jonu na jego stany wewnętrzne, a następnie zastosowanie którejś z wymienionych wyżej metod do jego odczytu. Wymaga to wydajnego sprzężenia stanów energetycznych związanych z ruchem atomu z jego stanami wewnętrznymi. By wyjaśnić, jak to działa, rozważmy pojedynczy spułapkowany jon, który ma jedno dozwolone elektryczne przejście dipolowe o częstotliwości rezonansowej ω_0. Jeśli to przejście wzbudzimy światłem laserowym o częstotliwości ω_L rozchodzącym się w kierunku z, to oddziaływanie tego promieniowania z jonem można opisać następująco:

$$\begin{aligned} H_I &= -e\vec{r}\cdot\hat{\epsilon}E_0\cos(kz-\omega_L t+\varphi) \\ &= \hbar\Omega(\sigma_+ + \sigma_-)(e^{i(kz-\omega_L t+\varphi)} + e^{-i(kz-\omega_L t+\varphi)}), \end{aligned} \tag{2}$$

gdzie $\vec{r}$ to współrzędna położenia elektronu względem rdzenia jonu, e to ładunek elektronu, $\hat{\epsilon}$, E_0 i k to odpowiednio polaryzacja, amplituda i wektor falowy promieniowania laserowego, a φ to faza pola elektrycznego w średnim położeniu jonu. Operatory σ_+ $(= |\uparrow\rangle\langle\downarrow|)$ i σ_- $(= |\downarrow\rangle\langle\uparrow|)$ odpowiadają odpowiednio za podnoszenie i obniżanie wewnętrznego stanu energetycznego jonu, a $\Omega = -E_0\langle\downarrow|\vec{r}\cdot\hat{\epsilon}|\downarrow\rangle/2\hbar$. Stany $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$ to odpowiednio stan wzbudzony i podstawowy jonu. Przechodząc do obrazu oddziaływania dla stanów wewnętrznych ($\sigma_+ \rightarrow \sigma_+ ? e^{i\omega_0 t}$) i stanów ruchu ($a^\dagger \rightarrow a^\dagger e^{i\omega_z t}$) oraz zakładając $\omega_L \cong \omega_0$ i zaniedbując wyrazy oscylujące na częstotliwości $2\omega_0$ (przybliżenie fali wirującej), równanie (2) przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} H_I &\cong \hbar\Omega\sigma_+ e^{i(kz-(\omega_L-\omega_0)t+\varphi)} + H.c. \\ &\cong \hbar\Omega\sigma_+ e^{-i((\omega_L-\omega_0)t+\varphi)}\left[1 + i\eta(ae^{-i\omega_z t} + a^\dagger e^{i\omega_z t})\right] + H.c., \end{aligned} \tag{3}$$

gdzie *H.c.* oznacza sprzężenie hermitowskie, a $\eta \equiv kz_0 = 2\pi z_0/\lambda$ to parametr Lamba–Dickego. Możemy przyjąć, że w rozważanym przypadku jest on znacznie mniejszy niż 1. Dla jonu o masie 40 u (np. dla $^{40}Ca^+$), w potencjale o głębokości $\omega_z/2\pi$ = 3 MHz i λ = 729 nm, mamy z_0 = 6,5nm i η = 0,056. Dla $\omega_L = \omega_0$ i $\eta\Omega \ll \omega_z$ z dobrym przybliżeniem możemy zaniedbać człon nierezonansowy z η z równania (3) i otrzymać $H_I \cong \hbar\Omega e^{i\varphi}\sigma_+ + H.c.$ Jest to Hamiltonian dla przejść o częstości nośnej, inaczej obrotów spinu wokół osi leżącej w płaszczyźnie $x - y$ na sferze Blocha. Jeśli założymy $\omega_L = \omega_0 - \omega_z$ (czyli laser odstrojony w stronę „czerwonego" pasma bocznego) i włączymy czynniki fazowe w definicje Ω, wyraz rezonansowy przyjmuje postać:

$$H_I \cong \hbar\eta(\Omega\sigma_+ a + \Omega^* e^{i\varphi}\sigma_- a^\dagger). \qquad (4)$$

Hamiltonian ten opisuje, co się dzieje, gdy kwant ruchu jest zamieniany na kwant wzbudzenia stanu wewnętrznego w jonie. Najczęściej znany jest on pod nazwą Hamiltonianu Jaynesa–Cumingsa, pochodzącą z dziedziny kwantowej elektrodynamiki wnęk rezonansowych (cQED), gdzie opisuje on wymianę energii między wewnętrznym stanem atomu a fotonami we wnęce (Jaynes i Cummings, 1963; Haroche i Raimond, 2006). W doświadczeniach grupy paryskiej Serge'a Haroche'a, Jean-Michela Raimonda i Michela Brune'a atomy pełnią tę samą funkcję co u nas jony, natomiast oscylatorem harmonicznym są mody pola wnęki. W naszych eksperymentach jest nim ruch jonu (Sauter i inni, 1988; Blockley, Walls i Risken, 1992). Podobieństwa te sprawiły, że przez wiele lat prowadziliśmy komplementarne badania (Haroche i Raimond, 2006).

W świecie pułapek jonowych taki rodzaj wymiany energii na poziomie kwantowym po raz pierwszy został wykorzystany przy doświadczalnym wyznaczaniu czynnika żyromagnetycznego elektronu, prowadzonym w grupie Dehmelta, gdzie zmianie cyklotronowej liczby kwantowej towarzyszyło odwrócenie spinu elektronu, które można było obserwować pośrednio (Dehmelt, 1990). Jeśli użyjemy hamiltonianu H_I z równiania (4) do opisu jonu atomowego w stanie $|\downarrow\rangle|n\rangle$, gdzie n oznacza stan kwantowy oscylatora harmonicznego (tzw. stan Focka), możliwe okaże się przejście $|\downarrow\rangle|n\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|n-1\rangle$. Odpowiada ono profilowi absorpcyjnemu o $\Delta n = -1$ z rysunku 2. Towarzyszy mu zmniejszenie energii kinetycznej jonu o $\hbar\omega_z$. Kiedy jon zdeekscytuje, energia ruchu zwiększa się średnio o tzw. energię odrzutu $R = (\hbar k)^2/(2m)$, gdzie $k = 2\pi/\lambda$. Zazwyczaj możemy spełnić warunek $R \ll \hbar\omega_z$, więc procesy rozpraszania prowadzą do zmniejszania energii ruchu. Na rysunku 2 profil odpowiadający częstotliwości fali nośnej, oznaczony jako $\Delta n = 0$, odpowiada zjawisku absorpcji, któremu nie towarzyszy zmiana stanu związanego z ruchem jonu. Jest to odpowiednik „bezodrzutowej" absorpcji w efekcie Mössbauera [patrz np. Dicke (1953), Lipkin (1973) i Wineland i inni (1998)] – z tą różnicą, że u nas zachodzi ona w zakresie światła widzialnego.

Wzbudzając w sposób ciągły przejścia dla pasma bocznego odstrojonego ku czerwieni, otrzymujemy względnie prosty mechanizm do laserowego chłodzenia jonu znajdującego się w stanie bliskim stanowi podstawowemu dla ruchu. Po wielu aktach rozpraszania jon osiąga stan $|\downarrow\rangle|n = 0\rangle$, tzw. stan ciemny, dla którego rozpraszanie ustaje, bo nie istnieje stan $|\uparrow\rangle|n-1\rangle$. Proces ten nie jest doskonały, ponieważ rozpraszanie nierezonansowe z przejściami $\Delta n = 0, +1$ wciąż prowadzi do resztkowego podgrzewania odrzutem, natomiast możliwy do osiągnięcia jest stan o $\langle n\rangle \ll 1$. Łatwo się o tym przekonać, bowiem po pewnym czasie następuje praktycznie całkowity zanik absorpcji na przejściu $\Delta n = -1$, podczas gdy pasmo „niebieskie" wciąż jest widoczne. W 1989 r., razem z Frankiem Diedrichem, który odbywał w naszym laboratorium staż podoktorski, udało nam się osiągnąć stan bliski podstawowemu przy chłodzeniu w dwóch wymiarach w sposób opisany powyżej (Diedrich i inni, 1989). Później w eksperymencie prowadzonym przez Chrisa Monro'ae zrealizowaliśmy chłodzenie do stanu bliskiego podstawowemu dla trzech wymiarów, korzystając z dwufotonowych wymuszonych przejść ramanowskich (Monroe, Meekhof, King, Jefferts i inni, 1995).

Chłodzenie pasmem bocznym pozwoliło nam osiągnąć praktyczny limit poszerzenia dopplerowskiego w pomiarach spektroskopowych (Wineland i inni, 1987). Byliśmy też w stanie w sposób w pełni kontrolowany przenosić jony do podstawowego stanu ruchu, najmniejszej możliwej energii dozwolonej przez mechanikę kwantową, co miało swój własny urok. Stan podstawowy jest w tym przypadku pakietem falowym o rozmyciu $\sqrt{\langle z^2\rangle} = \hbar/2m\omega_z z_0$ i energii $\hbar\omega_z/2m$. Byliśmy również zainteresowani nieklasycznymi stanami ruchu (Heinzen i Wineland, 1990; Cirac, Blatt i inni, 1993; Cirac, Parkins i inni, 1993; Cirac i inni, 1996) i stanami splątanymi spinów (Wineland i inni, 1992; Bollinger i inni, 1996). Dla tych doświadczeń chłodzenie do podstawowego stanu kinetycznego stanowi punkt wyjścia. [W eksperymentach paryskich stan podstawowy wnęki osiąga się przez termiczne chłodzenie jej do stanu, gdzie $\langle n\rangle \ll 1$, lub przez opróżnianie wnęki atomami w sposób analogiczny do chłodzenia na paśmie bocznym (Haroche i Raimond, 2006).]

Oddziaływanie z pasmem odstrojonym ku czerwieni w równaniu (4) oraz pasmem odstrojonym ku niebieskiemu ($H_I \cong \hbar\eta\Omega\sigma_+ a^\dagger + H.c.$ dla $\omega_z = \omega_0 + \omega_z$), które wzbudza przejścia $|\downarrow\rangle|n\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|n+1\rangle$, to względnie proste narzędzia do manipulacji stanem ruchu atomu. Na przykład rozpoczynając eksperyment od stanu $|\downarrow\rangle|n=0\rangle$, można odpowiednią sekwencją impulsów typu π na wymienionych częstościach deterministycznie przygotować zadany stan Focka o konkretnej liczbie kwantów energii kinetycznej (Meekhof i inni, 1996). Ze stanu $|\downarrow\rangle|n=0\rangle$ możemy również przejść do stanów koherentnych ruchu przez oddziaływanie na jon jednorodnymi klasycznymi polami oscylującymi (Carruthers i Nieto, 1965) lub oscylującymi optycznymi siłami dipolowymi (Meekhof i inni, 1996), które powstają z gradientu przestrzennego indukowanych laserowo przesunięć Starka. Koherentny stan cząstki kwantowej jest bardzo podobny do oscylującej cząstki klasycznej, ale w przeciwieństwie do niej kwantowy pakiet falowy nie może być punktowy. Jego kształt dla stanu koherentnego jest taki sam jak dla stanu podstawowego. Można zastosować prosty, ale bardzo sprytny układ zaproponowany przez Chi Kwong Lawa i Joe Eberly'ego (Law i Eberly, 1996) do przygotowania dowolnej superpozycji stanów ruchu jonu (Ben-Kish i inni, 2003). W końcu oddziaływanie „impulsem typu π" z pasma czerwonego, o czasie trwania $\tau = \pi/(2\eta\Omega)$, pozwala na transfer energii wzbudzenia między stanami ruchu a wewnętrznymi stanami jonu:

$$(\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle)|0\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \qquad (5)$$

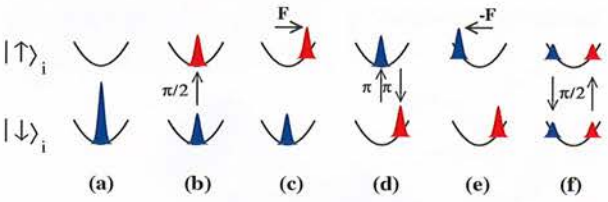
5. Kot Schrödingera

Ciekawą cechą optycznych sił dipolowych jest to, że ich wielkość zależy od stanu wewnętrznego jonu. W roku 1996 (Monroe i inni, 1996) udało nam się – korzystając z tej właściwości – stworzyć stan będący analogiem kota Schrödingera z równania (1). Miał on postać:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\alpha\rangle + |\downarrow\rangle|-\alpha\rangle) \qquad (6)$$

gdzie $|\alpha\rangle$ oznacza stan koherentny. Amplituda ruchu oscylującego jest równa $2\alpha z_0$. Część przestrzenna stanu z równaniu (6) przedstawia dwa pakiety falowe, które oscylują w tę i z powrotem, ale ich względna faza pozostaje równa 180°. Oznacza to, że co pół cyklu mijają się dokładnie w centrum pułapki. W analogii do eksperymentu myślowego Schrödingera stan spinowy jonu jest niczym stan cząsteczki radioaktywnej, a koherentne stany ruchu śledzą bardziej klasyczne makroskopowe trajektorie, czym przypominają stan kota. Mamy więc np. jon w skrajnie lewym położeniu w pułapce ≅ kot żywy, a w skrajnie prawym ≅ kot martwy. Rysunek 3 pokazuje, jak taki stan został wytworzony.

Jak to przedstawiono na rysunku 3(e), możemy kontrolować fazę amplitudy stanu koherentnego tak, by zamiast $-\alpha$ opisywało ją wyrażenie $e^{i\varphi}\alpha$. Blisko warunku $\varphi = 0$, ze względu na interferencję dwóch paczek falowych, prawdopodobieństwo $P|\downarrow\rangle$ stanu jonu $|\downarrow\rangle$ oscyluje w funkcji φ. Jest to dowód istnienia koherencji między dwiema składowymi stanu kota. Oscylacje wynikające z interferencji są bardzo podobne do oscylacji prążków w doświadczeniu Younga, prowadzonym na pojedynczych fotonach, elektronach, neutronach czy atomach. Kluczową różnicą jest to, że w doświadczeniu Younga pakiety falowe rozmywają się z czasem, podczas gdy pakiety oscylatora harmonicznego tego nie robią i mogą istnieć dowolnie długo.



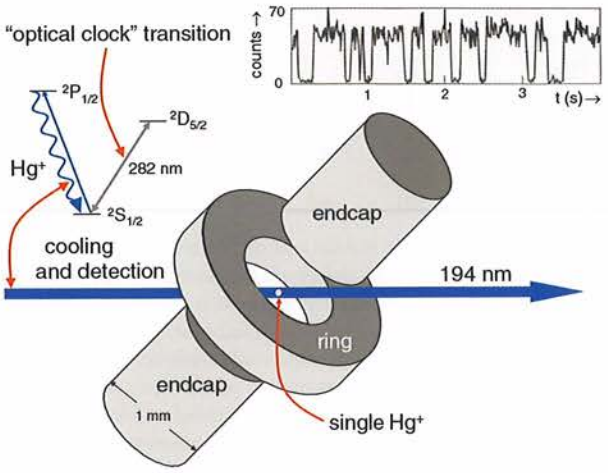
Rys. 3. Przedstawienie potencjału oscylatora harmonicznego i pakietów falowych dla każdego stanu wewnętrznego jonu $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. Obrazy przedstawiają różne chwile w czasie. Pakiety falowe w skrajnych położeniach ruchu przedstawiają rysunki od (c) do (f). Powierzchnia pakietu odpowiada wartości prawdopodobieństwa znalezienia atomu w danym stanie wewnętrznym. (a) Początkowy stan pakietu falowego odpowiada podstawowemu stanowi ruchu jonu zaraz po chłodzeniu laserowym oraz stanowi wewnętrznemu $|\downarrow\rangle$. (b) Impuls $\pi/2$ o częstotliwości nośnej tworzy superpozycję stanów wewnętrznych $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle)$. (c) Oscylująca optyczna siła dipolowa wzbudza tylko składową $|\uparrow\rangle$ superpozycji do stanu koherentnego o amplitudzie α, tworząc stan $1/\sqrt{2}(|\downarrow\rangle|n=0\rangle + |\uparrow\rangle|\alpha\rangle)$. (d) Stany spinowe są przerzucane impulsem π o częstotliwości nośnej. (e) Pakiet falowy stanu $|\uparrow\rangle$ jest wzbudzany przez siłę optyczną dipolową do amplitudy $-\alpha$, czyli do stanu z fazą przeciwną do pierwotnie wzbudzonej. Jest to stan z równania (6). (f) Aby zbadać stan tworzony w kroku (e) oraz fazę koherencji między składowymi funkcji falowej „kota", włączamy impuls $\pi/2$, a następnie mierzymy prawdopodobieństwo $P(\downarrow)$ znajdowania się jonu w stanie $|\downarrow\rangle$ (wyjaśnienie w tekście). Źródło: Monroe i inni, 1996

We wspomnianej pracy z 1996 r. (Monroe i inni, 1996), dla warunku podanego w równaniu (6) maksymalna separacja między pakietami wynosiła $4\alpha z_0 = 83$ nm, podczas gdy rozmiar pakietu $z_0 = 7{,}1$ nm [patrz także McDonnell i inni (2007) i Poschinger i inni (2010)]. Oczywiście, można mieć zastrzeżenia, czy tak mały stan można nazwać stanem kota Schrödingera. Próbowaliśmy go jak najbardziej powiększyć, jednak wtedy jakość superpozycji znacząco spadała ze względu na dekoherencję powodowaną zakłóceniami pochodzącymi od zewnętrznych pól elektrycznych (Myatt

i inni, 2000a, 2000b; Turchette i inni, 2000). Ograniczało to nasze możliwości. Jednak, o ile nam wiadomo, jest to jedynie ograniczenie techniczne, a nie fundamentalne, więc kiedyś powinniśmy być w stanie przygotować stan $|\alpha|$ odpowiednio duży, żeby pakiety falowe rozdzielała makroskopowa odległość.

6. Informacja kwantowa

Opracowanie przez Petera Shore'a algorytmu do wydajnej kwantowomechanicznej faktoryzacji liczb (Shore, 1994) spowodowało gwałtowny rozwój aktywności w dziedzinie informacji kwantowej. Doświadczalnych możliwości badania hipotez teorii informacji kwantowej poszukuje się obecnie między innymi w fizyce atomowej, fizyce materii skondensowanej i układach optycznych.



Rys. 4. Schemat realizacji operacji logicznej na jonach, zaproponowany przez Ciraca i Zollera (Cirac i Zoller, 1995). Kwadrupolowe elektrody są skonfigurowane w taki sposób, aby wytworzyć liniową sieć kubitów ze spułapkowanych jonów (czarne koła). Dwie podpory ustawione diagonalnie wytwarzają pseudopotencjał ponderomotoryczny poprzeczny do poziomej osi pułapki. Statyczne potencjały są przykładane do elektrod końcowych, dzięki czemu jony są utrzymywane w osi pułapki. W przypadku idealnym wszystkie mody ruchu są chłodzone laserowo do stanu podstawowego przed rozpoczęciem operacji logicznej. Skwantowane mody ruchu mogą zostać wykorzystane w charakterze szyny danych do przekazywania informacji między wewnętrznymi stanami kubitów jonowych za pomocą skupionych wiązek laserowych (wyjaśnienie w tekście)

Na międzynarodowej konferencji fizyki atomowej w Boulder w Colorado Artur Ekert wygłosił wykład przedstawiający ideę kwantowej informatyki (Ekert, 1995), która dla większej części publiczności była całkiem nową koncepcją. Dla obecnych tam i zaznajomionych z możliwościami (i ograniczeniami) pułapek jonowych Ignacio Ciraca i Petera Zollera stanowił on inspirację do przedstawienia pomysłu na prowadzenie takich obliczeń w kwantowym komputerze zbudowanym na pułapkowanych jonach (Cirac i Zoller, 1995). Ich pierwsza publikacja była bardzo przemyślaną propozycją konstrukcji procesora kwantowego. Kwantowe bity („kubity") tworzone są z dwóch wewnętrznych stanów jonu, takich jak omawiane wcześniej $|\downarrow\rangle$ i $|\uparrow\rangle$. Kubity jonowe są następnie przechowywane w pułapce przedstawionej schematycznie na rysunku 4. Ruch jonów jest silnie sprzężony z oddziaływaniem kulombowskim i najlepszym dla niego opisem są mody normalne „pseudomolekuły". Zazwyczaj ruch w każdym z modów jest współdzielony przez wszystkie jony i pełni funkcję szyny danych do przekazywania między nimi informacji. Bramka na pojedynczych kubitach lub ich obrót (stosunkowo prosty do realizacji) są wykonywane przez skupianie na jonie światła laserowego z jednej lub wielu wiązek, wzbudzających koherentnie przejście nośne tak jak to opisano powyżej. Trudniejszą sprawą jest stworzenie bramki logicznej między dwoma wybranymi jonami. Układ przygotowujemy, chłodząc laserowo wszystkie mody do stanów podstawowych. Następnie wewnętrzny stan kubitu jednego z jonów jest przekazywany do kubitu wytworzonego ze stanu podstawowego i wzbudzonego danego modu ruchu (wiązka 1 z rysunku 4), tak jak to pokazuje równanie 5. Później wiązka laserowa nr 2 wykonuje operację logiczną przekazu informacji między współdzielonym przez wszystkie cząstki w pułapce stanem ruchu a wybranym jonem docelowym. Ponieważ przed przeprowadzeniem operacji logicznej drugi jon jest w stanie superpozycji, jego funkcja falowa dla spinu i stanu ruchu ma postać $\alpha|\downarrow\rangle|0\rangle + \beta|\downarrow\rangle|1\rangle + \xi|\uparrow\rangle|0\rangle + \zeta|\uparrow\rangle|1\rangle$. Jeden z typów bramek logicznych zmienia znak wyrazu $|\uparrow\rangle|1\rangle$ przez koherentne wzbudzanie przejścia typu $2\pi|\uparrow\rangle|1\rangle \rightarrow |\text{aux}\rangle|0\rangle \rightarrow -|\uparrow\rangle|1\rangle$. Stan $|\text{aux}\rangle$ jest „pomocniczym" wewnętrznym stanem przejściowym jonu (Cirac i Zoller, 1995). Zmiana znaku składnika $|\uparrow\rangle|1\rangle$ funkcji falowej jonu jest przykładem splątującej dwukubitowej bramki „π-fazowej", która ma liczne zastosowania. Na koniec należy odwrócić pierwszy krok operacji, sprowadzając ruch z powrotem do stanu podstawowego, kończąc tym samym transfer stanu między dwoma jonami za pośrednictwem światła laserowego. Ponieważ na krótko przed pojawieniem się tej propozycji udało nam się w NIST przeprowadzić chłodzenie laserowe do stanu podstawowego przez wymuszone przejście ramanowskie na stanach nadsubtelnych kubitu, mogliśmy szybko zademonstrować uniwersalną bramkę kwantową między kubitem ze stanów nadsubtelnych a kubitem modów ruchu (Monroe, Meekhof, King, Itano i Wineland, 1995). Kompletna bramka Ciraca–Zollera między dwoma wybranymi kubitami została następnie zrealizowana w grupie Rainera Blatta z Innsbrucku (Schmidt–Kaler i inni, 2003).

Zostały również wymyślone bardziej wydajne bramki, gdzie możliwa jest jednoczesna manipulacja kilkoma jonami w tej samej wiązce laserowej (Sørensen i Mølmer, 1999, 2000; Solano, de Matos, Filho i Zagury, 1999; Milburn, Schneider i James, 2000; Wang, Sørensen i Mølmer, 2001). Bramki te mają tę zaletę, że nie jest w nich konieczne przygotowanie wszystkich modów ruchu w stanach podstawowych. Wystarczy dla każdego z jonów spełnić warunek Lamba–Dickego $[\langle z^2 \rangle \ll (\lambda/2\pi)^2]$. Te bramki „geometryczne" są możliwe do realizacji dzięki fazie kwantowej, rosnącej, gdy mody ruchu jonów są przesuwane w przestrzeni fazowej po zamkniętych trajektoriach. Przyrost fazy jest proporcjonalny do powierzchni zamkniętej trajektorią. Różne bramki mają wiele wspólnych cech. Najważniejsze różnice między nimi wynikają z tego, czy siły działają na spiny w bazie z (stany własne $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$), czy na spiny w bazie x, y [stany własne postaci $1/\sqrt{2}|\downarrow\rangle + e^{i\xi}|\uparrow\rangle$, $1/\sqrt{2}|\downarrow\rangle - e^{i\xi}|\uparrow\rangle$] (Lee i inni, 2005). Do wywoływania przesunięć zwykle wykorzystywane są siły optyczne dipolowe, podobnie jak w doświadczeniu ze stanami typu kot Schrödingera. Ponieważ siły te są zależne od stanu, różnicowe fazy geometryczne dają nam bramki splątujące. Dwukubitowe bramki fazowe zostały zrealizowane w bazie z (Leibfried i inni, 2003; Home i inni, 2006) i w bazie x, y (Sackett i inni, 2000; Haljan i inni, 2005; Benhelm i inni, 2008; Kim i inni, 2009). W grupie Benhelma (2008) w Innsbrucku wytworzony został stan Bella o kwantowej wierności 0,993(1), czym ustanowiono standard dla całej dziedziny kwantowej informacji. Wykorzystanie bramek na pojedynczych i wielu kubitach pozwoliło na demonstrację kilku algorytmów przetwarzania informacji kwantowej, opartych na jonach – dokonali tego na przykład Blatt i Wineland (2008) oraz Blatt i Roos (2012). Większość z przeprowadzonych przez nas w NIST demonstracji przeprowadził Didi Leibfried. Grupa Chrisa Monroe'a z Uniwersytetu Maryland prowadzi obecnie prace nad całkiem innym układem do wytwarzania splątania w jonach, opartym na pomyśle jednoczesnych pomiarów na fotonach, splątanych najpierw z kubitami jonowymi (Moehring i inni, 2007; Olmschenk i inni, 2010; Monroe i inni, 2012). Ten układ nie wymaga wprowadzania jonów do zakresu Lamba–Dickego. Zastosowanie fotonów pozwala też na splątywanie kubitów oddalonych od siebie na znaczną odległość.

Propozycja Ciraca–Zollera jest w spułapkowanych jonach wciąż badana w bardzo różnorodnych eksperymentach. Dzięki temu zainteresowanie dziedziną pułapkowania jonów wzrosło i dziś działa na świecie ponad 30 grup pracujących nad różnymi aspektami przetwarzania informacji kwantowej. Są między nimi grupy z Uniwersytetu Aarhus, Amherst College, Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley, Uniwersytetu Kalifornijskiego Los Angeles, Uniwersytetu Duke, ETH w Zurichu, Uniwersytetu we Freiburgu, Politechniki stanu Georgia, Uniwersytetu Griffithsa, Imperial College, Uniwersytetu w Innsbrucku, Laboratoriów Lincoln, Uniwersytetu Mainz, Uniwersytetu Hannoverskiego i PTB (Niemcy), MIT, NIST (USA), NPL (UK), Uniwersytetu w Osace, Uniwersytetu w Oksfordzie, Joint Quantum Institute z Uniwersytetu Maryland, Uniwersytetu Paryskiego, Uniwersytetu Saarland (Saarbrucken), Sandia National Laboratory (USA), Uniwersytetu Siegen, Simon Fraser University, National University Singapore, Uniwersytetu Sussex, Uniwersytetu Sydey, Uniwersytetu Tsinghua, Uniwersytetu Ulm, University of Washington, Wabash College oraz Instytutu Weizmanna.

6.1. Symulacje kwantowe

We wczesnych latach osiemdziesiątych XX w. Richard Feynmann zasugerował możliwość wydajnego symulowania dynamiki jednego układu kwantowego w innym (Feynman, 1982; Lloyd, 1996). Dziś jest to jedna z najbardziej oczekiwanych aplikacji teorii informacji kwantowej i najprawdopodobniej zostanie zrealizowana wcześniej niż wydajna kwantowa faktoryzacja liczb. Uniwersalność kwantowego komputera o dużej skali pozwoli, oczywiście, symulować dowolny układ kwantowy. Istnieje jednak możliwość wykorzystania obecnych w procesorze kwantowym oddziaływań do symulowania pewnej klasy problemów fizycznych. Dla pułapkowanych jonów możliwe jest wykorzystanie oddziaływań stosowanych w różnych bramkach do modelowania innych interesujących nas układów, na przykład nieliniowych układów optycznych (Leibfried i inni, 2002), kwantowej dynamiki ruchu, tak jak w przypadku *Zitterbewegung* (ruchu drgającego) (Gerritsma i inni, 2010), czy właściwości „kroku kwantowego" (Schmitz, Matjeschk i inni, 2009; Zahringer i inni, 2010). Obecnie w wielu laboratoriach trwają prace nad wykorzystaniem oddziaływań z kwantowej teorii informacji do symulowania dynamiki różnych układów, w tym materii skondensowanej. Niektóre z fundamentalnych pomysłów na to, jak mogłoby to działać w przypadku jonów, zarysowano w literaturze (Wunderlich i Balzer, 2003; Porras i Cirac, 2004, 2006; Deng, Porras i Cirac, 2005; Pons i inni, 2007; Schatz i inni, 2007; Chiaverini i Lybarger, 2008; Taylor i Calarco, 2008;, Clark i inni, 2009; Johanning, Varon i Wunderlich, 2009; Schmitz, Friedenauer i inni, 2009; Schmied, Wesenberg i Leibfried, 2011; Blatt i Roos, 2012; Britton i inni, 2012; Korenblit i inni, 2012; Schneider, Porras i Schaetz, 2012). Operacje logiczne między jonem i a jonem j korzystają z oddziaływań typu spin–spin w postaci

$\sigma_{\hat{u}i}\sigma_{\hat{u}j}$, gdzie $\hat{u} \in x, y, z$. Obroty spinu wokół kierunku $\hat{u}$ mają charakter podobny do oddziaływania z polem magnetycznym zorientowanym w kierunku $\hat{u}$. Do tej pory zostały one wykorzystane do manipulacji 16 jonami trzymanymi w pułapce RF (Schätz i inni, 2007; Friedenauer i inni, 2008; Kim i inni, 2009, 2010; Edwards i inni, 2010; Islam i inni, 2012; Korenblit i inni, 2012). Interesującym aspektem tej pracy jest badanie kwantowych przejść fazowych poprzez zmienianie względnej siły oddziaływania z polem magnetycznym i (symulowanych) oddziaływań spin–spin. W odpowiednich warunkach obserwowano już efekty frustracji spinu. Te podstawowe oddziaływania zostały również wykorzystane w doświadczeniach Johna Bollingera z NIST (Britton i inni, 2012) na ponad 100 spinach w pułapce typu Penninga, gdzie jony w sposób naturalny ustawiają się w sieć trójkątną. W grupie z Innsbrucku również prowadzone są symulacje kwantowe uwzględniające kontrolowaną dyssypację energii (Barreiro i inni, 2011; Blatt i Roos, 2012). Wykonano też wspaniałą demonstrację pierwszego cyfrowego symulatora kwantowego (Lanyon i inni, 2011; Blatt i Roos, 2012), czyli właściwie pierwszego uniwersalnego komputera kwantowego.

6.2. Spektroskopia i metrologia kwantowa

Niektóre z możliwych zastosowań kontroli na poziomie kwantowym oraz teorii informacji kwantowej zakładają wykorzystanie stanów splątanych do poprawienia czułości pomiarów spektroskopowych (Wineland i inni, 1992, 1994; Bollinger i inni, 1996; Leibfried i inni, 2004; Roos i inni, 2006; Goldstein i inni, 2009), niektórym nawet się to powiodło (Meyer i inni, 2001; Leibfried i inni, 2004, 2005; Roos i inni, 2006; Leroux, Schleier-Smith i Vuletic, 2010; Monz i inni, 2011). Demonstracje te zostały przeprowadzone w zakresie, dla którego ograniczeniem był spinowy szum śrutowy, wynikający z fundamentalnych fluktuacji wyniku rzutowania danego stanu w procesie pomiaru (Wineland i inni, 1982; Itano i inni, 1993). Taka sytuacja ma miejsce w eksperymentach spektroskopowych, gdy czas pomiaru jest z jakiegoś powodu ograniczony. W niektórych doświadczeniach może to być efekt celowego działania, jeśli przykładowo chcemy uniknąć podgrzewania jonów światłem badającym. W fontannie cezowej jest to natomiast czas przelotu atomów. Korzyści płynące ze splątania mogą zniknąć całkowicie, jeśli zakłócenia fazy atomów – wynikające z ich wrodzonych właściwości lub powodowane przez badające je promieniowanie – są zbyt duże (Wineland i inni, 1998; Buzek, Derka i Massar, 1999; Andre, Sørensen i Lukin, 2004; Rosenband, 2012). Z tego powodu ważne jest znalezienie wystarczająco stabilnych oscylatorów, aby dla danego czasu pomiaru dominował szum śrutowy.

Niektóre ciekawe ze spektroskopowego punktu widzenia jony mogą być trudne do wykrycia – bądź z powodu braku przejścia cyklicznego, bądź ze względu na brak cyklicznego przejścia dla wygodnych długości fal. W niektórych przypadkach to ograniczenie może być przezwyciężone przez przechowywanie jonów „spektroskopowych" razem z „logicznym" partnerem, którego stan może być łatwiejszy do zbadania. Rozwijając koncepcję Ciraca i Zollera, możemy wykorzystać proces transferu stanu wewnętrznego jonów do modów ruchu, tak jak to opisano powyżej. Pomysł polega na tym, aby najpierw przenieść interesujące nas poziomy jonu spektroskopowego do poziomów energetycznych ruchu, wspólnych dla obu sprzężonych jonów, a następnie stany ruchu zmapowana stany jonu logicznego, który można zbadać zwykłymi metodami (Wineland i inni, 2002). W projekcie kierowanym przez Tilla Rosenbanda z NIST metoda ta została wykorzystana do wykrywania przejść optycznych w jonach $^{27}Al^+$ przez przenoszenie badanych stanów $^{27}Al^+$ do jonów logicznych $^{9}Be^+$ lub $^{25}Mg^+$, na których można następnie dokonać pomiaru (Schmidt i inni, 2005). Jest ona też powszechnie stosowana w precyzyjnych zegarach optycznych opartych na $^{27}Al^+$ (Rosenband i inni, 2008; Chou, Hume, Koelemeij i inni, 2010) i może być rozszerzona na jony molekularne. Obecnie zegary atomowe na pojedynczych jonach $^{27}Al^+$ mają niepewności systematyczne na poziomie poniżej 1 części na 10^{17}, lepsze niż jakiekolwiek inne zegary (Chou, Hume, Koelemeij i inni, 2010). Taki poziom precyzji pozwolił na obserwację przewidywań ogólnej teorii względności w „ludzkiej" skali, takich jak dylatacja czasu podczas jazdy rowerem i grawitacyjne przesunięcie ku czerwieni dla zmiany wysokości rzędu 30 cm (Chou, Hume, Rosenband i Wineland, 2010). Zegary tego typu mogą okazać się przydatne w pomiarach geodezyjnych.

Procesy operowania informacją kwantową, stosowane w zegarach $^{27}Al^+/^{9}Be^+$, mają zwykle wierność kwantową na poziomie 0,85, ograniczoną przez niepewności wynikające z termicznego ruchu jonów w modach niewykorzystywanych do przekazu informacji [tzw. czynniki Debeye–Wallera w spektroskopii mössbauerowskiej (Lipkin, 1973; Wineland i inni, 1998)]. Jednakże proces wykrywania logiki kwantowej jest procesem typu nieniszczącego (QND), ponieważ nie zaburza wykrywanych populacji jonów $^{27}Al^+$. Może więc być powtarzany w celu uzyskania precyzyjniejszego pomiaru (rzutowania) stanu $^{27}Al^+$. Korzystając z analizy typu Bayesa, prowadzonej w czasie rzeczywistym dla kolejnych cykli detekcji, wierność odczytu została poprawiona z 0,85 do 0,9994 (Hume, Rosenband i Wineland, 2007). Doświadczenie to ma wiele cech wspólnych z paryskimi eksperymentami z dzie-

dziny cQED, gdzie kolejne atomy przechodzące przez wnękę prowadzą zliczanie fotonów, które także jest nieniszczące (Deléglise i inni, 2008). W pracy Hume, Rosenband i Wineland (2007) ten sam atom ($^9Be^+$) jest „resetowany" po każdym cyklu detekcji i wykorzystywany ponownie. Ponieważ detekcja odbywa się na bieżąco, procedura ta jest adaptywna i wymaga jedynie minimalnej liczby aktów detekcji w każdej realizacji do osiągnięcia danej wiarygodności pomiaru.

7. Podsumowanie

Podjąłem próbę skrótowego opisania postępów w dziedzinie manipulacji stanami kwantowymi niewielkiej liczby pułapkowanych jonów. Pominąłem wiele aspektów tego tematu, koncentrując się na pracach grupy z NIST w Boulder, za co przepraszam. Większość pozostałych badań można znaleźć w innych obszernych artykułach i przeglądach, na przykład: Cirac i inni (1996), Wineland i inni (1998), Sasura i Buzek (2002), Leibfried, Blatt, Monroe i Wineland (2003), Lee i inni (2005), Blatt i Wineland (2008), Duan i Monroe (2008, 2010), Haffner, Roos i Blatt (2008), Kielpinski (2008), Monroe i Lukin (2008), Blatt i Roos (2012), Korenblit i inni (2012), Monroe i inni (2012) oraz Schneider, Porras i Schaetz (2012). Przegląd dotyczący zaawansowanych zegarów optycznych, włączając w to zegary jonowe, zawierają prace Gill (2005, 2011), Maleki (2008) oraz Margolis (2009) [patrz również Madej i inni (2012) i bibliografia tamże].

Podziękowania

Z pewnością moja rola w tych pracach jest bardzo niewielka, gdy porównać ją z pracą moich kolegów z NIST i całego świata. Wszyscy oni w wielkim stopniu przyczynili się do omówionych tu badań. Uznanie, jakie spotkało mnie ze strony Szwedzkiej Akademii Nauk, uważam bardziej za przyznane dziedzinie, którą reprezentuję, aniżeli osiągnięciom jednej osoby. Wielu innych zasługuje na nie co najmniej w tym samym stopniu. Już w naszą pracę w NIST zaangażowana była wielka liczba ludzi. Miałem szczęście pracować przez całą moją karierę z etatowymi pracownikami NIST – Jimem Bergquistem, Johnem Bollingerem, Bobem Drullingerem i Waynem Itano, do których w ostatniej dekadzie dołączyli Didi Leibfried i Till Rosenband. Chris Monroe był w latach 1992–2000 bardzo ważnym członkiem naszego zespołu, a obecnie pracuje na Uniwersytecie Maryland. Oczywiście, nasze sukcesy nie miałyby miejsca, gdyby nie oddanie wielu studentów, doktorów oraz wizytujących naukowców, których w sumie było ponad stu. Wspólna praca nad tymi samymi lub podobnymi problemami dawała nam siłę, a atmosfera w zespole podobnie myślących ludzi była bardzo przyjemna. Przez całą karierę cieszyliśmy się poparciem zarządu NBS/NIST. Moi bezpośredni zwierzchnicy przez te wszystkie lata – Helmut Hellwig, Sam Stein, Don Sullivan i Tom O'Brian – zawsze wspierali nas w naszych dążeniach na tyle, na ile to było możliwe. Ostatnio cieszyliśmy się też poparciem Carla Williamsa, który przewodzi grupie kwantowej informacji w NIST. Wszyscy pozostaniemy dłużnikami pani dyrektor naszego laboratorium, Katherine Gebbie, za jej pomoc i słowa zachęty. Być może jedną z miar jej sukcesu jest to, że po Billu Philipsie, Ericu Cornellu i Janie Hallu jestem czwartą osobą uhonorowaną Nagrodą Nobla, odkąd pełni ona tę funkcję. Jesteśmy również wdzięczni za pomoc udzieloną nam przez agencje spoza NIST, takie jak AFOSR, ARO, DARPA, ONR i różne agencje wywiadowcze, które wspierały naszą pracę nad kwantową informacją. Mam wielki szacunek dla liderów konkurencyjnych grup badawczych, m.in. Rainera Blatta (Innsbruck) i Chrisa Monroe'a (Uniwersytet Maryland), z którymi przyjaźnię się od lat. Jest dla mnie wielką przyjemnością dzielić tę nagrodę z Sergem Harochem. Znam go od około 25 lat i cieszy mnie zarówno wspaniała nauka, jaką tworzy, jak i przyjaźń, która istnieje między naszymi rodzinami. Co najważniejsze, cieszyłem się wsparciem, zrozumieniem i cierpliwością mojej żony Sedny oraz synów Charlesa i Michaela. Dziękuję Johnowi Bollingerowi, Waynowi Itano, Didi Leibfriedowi oraz Tillowi Rosenbadowi za pomocne sugestie przy pisaniu tego manuskryptu.

Bibliografia

Andre, A., A. Sørensen, M. D. Lukin, 2004, Phys. Rev. Lett. 92, 230801.
Ashkin, A., 1970a, Phys. Rev. Lett. 24, 156.
Ashkin, A., 1970b, Phys. Rev. Lett. 25, 1321.
Barreiro, J. T., M. Müller, P. Schindler, D. Nigg, T. Monz, M. Chwalla, M. Hennrich, C. F. Roos, E. Solano, R. Blatt, 2011, Nature (London) 470, 486.
Bender, P. L., J. L. Hall, R. H. Garstang, F. M. J. Pichanick, W. W. Smith, R. L. Barger, J. B. West, 1976, Bull. Am. Phys. Soc. 21, 599.
Benhelm, J., G. Kirchmair, C. F. Roos, R. Blatt, 2008, Nat. Phys. 4, 463.
Ben-Kish, A., et al., 2003, Phys. Rev. Lett. 90, 037902.
Bergquist, J. C., R. G. Hulet, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 1699.
Bergquist, J. C., W. M. Itano, D. J. Wineland, 1987, Phys. Rev. A 36, 428.
Berkeland, D. J., J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1998, Phys. Rev. Lett. 80, 2089.
Blatt, R., C. F. Roos, 2012, Nat. Phys. 8, 277.
Blatt, R., D. J. Wineland, 2008, Nature (London) 453, 1008.
Blatt, R., P. Zoller, 1988, Eur. J. Phys. 9, 250.

Blockley, C. A., D. F. Walls, H. Risken, 1992, Europhys. Lett. 17, 509.
Bollinger, J. J., D. J. Heinzen, W. M. Itano, S. L. Gilbert, D. J. Wineland, 1991, IEEE Trans. Instrum. Meas. 40, 126.
Bollinger, J. J., W. M. Itano, D. J. Wineland, D. J. Heinzen, 1996, Phys. Rev. A 54, R4649.
Bollinger, J. J., J. D. Prestage, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1985, Phys. Rev. Lett. 54, 1000.
Braginsky, V. B., F. Y. Khalili, 1996, Rev. Mod. Phys. 68, 1.
Britton, J. W., B. C. Sawyer, A. C. Keith, C. C. J. Wang, J. K. Freericks, H. Uys, M. J. Biercuk, J. J. Bollinger, 2012, Nature (London) 484, 489.
Buzek, V., R. Derka, S. Massar, 1999, Phys. Rev. Lett. 82, 2207.
Carruthers, P., M. M. Nieto, 1965, Am. J. Phys. 33, 537.
Chiaverini, J., W. E. Lybarger, 2008, Phys. Rev. A 77, 022324.
Chou, C. W., D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, T. Rosenband, 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 070802.
Chou, C. W., D. B. Hume, T. Rosenband, D. J. Wineland, 2010, Science 329, 1630.
Cirac, J. I., R. Blatt, A. S. Parkins, P. Zoller, 1993, Phys. Rev. Lett. 70, 762.
Cirac, J. I., A. S. Parkins, R. Blatt, P. Zoller, 1993, Phys. Rev. Lett. 70, 556.
Cirac, J. I., A. S. Parkins, R. Blatt, P. Zoller, 1996, Adv. At. Mol. Opt. Phys. 37, 237.
Cirac, J. I., P. Zoller, 1995, Phys. Rev. Lett. 74, 4091.
Clark, R. J., T. Lin, K. R. Brown, I. L. Chuang, 2009, J. Appl. Phys. 105, 013114.
Cohen-Tannoudji, C., J. Dalibard, 1986, Europhys. Lett. 1, 441.
Cook, R. J., H. J. Kimble, 1985, Phys. Rev. Lett. 54, 1023.
Cutler, L. S., R. P. Giffard, M. D. McGuire, 1982, w *Proceedings of the 13th Annual PTTI Applications and Planning Meeting* (NASA, Washington, DC), Vol. 2220, 563.
Dehmelt, H. G., 1982, IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-31, 83.
Dehmelt, H. G., 1990, Rev. Mod. Phys. 62, 525. Deléglise, S., I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, 2008, Nature (London) 455, 510.
Deng, S. L., C. Porras, J. I. Cirac, 2005, Phys. Rev. A 72, 063407.
Dicke, R. H., 1953, Phys. Rev. 89, 472.
Diedrich, F., J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1989, Phys. Rev. Lett. 62, 403.
Duan, L. M., C. Monroe, 2008, Adv. At. Mol. Opt. Phys. 55, 419.
Duan, L. M., C. Monroe, 2010, Rev. Mod. Phys. 82, 1209.
Edwards, E. E., S. Korenblit, K. Kim, R. Islam, M. S. Chang, J. K. Freericks, G. D. Lin, L. M. Duan, C. Monroe, 2010, Phys. Rev. B 82, 060412(R).
Ekert, A., 1995, w *Atomic Physics* 14, D. J. Wineland, C. E. Wieman, S. J. Smith (red., American Institute of Physics, New York) 450–466.
Erber, T., S. Putterman, 1985, Nature (London) 318, 41.
Feynman, R. P., 1982, Int. J. Theor. Phys. 21, 467.
Fisk, P. T. H., M. J. Sellars, M. A. Lawn, C. Coles, A. G. Mann, D. G. Blair, 1995, IEEE Trans. Instrum. Meas. 44, 113.
Fortson, N., F. Major, H. Dehmelt, 1966, Phys. Rev. Lett. 16, 221.
Friedenauer, A., H. Schmitz, J. T. Glueckert, D. Porras, T. Schätz, 2008, Nat. Phys. 4, 757.
Gerritsma, R., G. Kirchmair, F. Zähringer, E. Solano, R. Blatt, C. F. Roos, 2010, Nature (London) 463, 68.
Gill, P., 2005, Metrologia 42, S125.
Gill, P., 2011, Phil. Trans. R. Soc. A 369, 4109.
Goldenberg, H. M., D. Kleppner, N. F. Ramsey, 1960, Phys. Rev. Lett. 5, 361.
Goldstein, G., P. Cappellaro, J. R. Maze, J. S. Hodges, L. Jiang, A. S. Sørensen, M. D. Lukin, 2009, arXiv:1001.0089.
Häffner, H., C. F. Roos, R. Blatt, 2008, Phys. Rep. 469, 155.
Haljan, P. C., P. J. Lee, K. A. Brickman, M. Acton, L. Deslauriers, and C. Monroe, 2005, Phys. Rev. A 72, 062316.
Hall, J. L., 2006, Rev. Mod. Phys. 78, 1279.
Hänsch, T. W., 2006, Rev. Mod. Phys. 78, 1297.
Hänsch, T. W., A. L. Schawlow, 1975, Opt. Commun. 13, 68.
Haroche, S., J. M. Raimond, 2006, Exploring the Quantum (Oxford University Press, Oxford, UK).
Heinzen, D. J., D. J. Wineland, 1990, Phys. Rev. A 42, 2977.
Hemmati, H., J. C. Bergquist, W. M. Itano, 1983, Opt. Lett. 8, 73.
Home, J. P., M. J. McDonnell, D. M. Lucas, G. Imreh, B. C. Keitch, D. J. Szwer, N. R. Thomas, S. C. Webster, D. N. Stacey, A. M. Steane, 2006, New J. Phys. 8, 188.
Huelga, S. F., C. Macchiavello, T. Pellizzari, A. K. Ekert, M. B. Plenio, J. I. Cirac, 1997, Phys. Rev. Lett. 79, 3865.
Hume, D. B., T. Rosenband, D. J. Wineland, 2007, Phys. Rev. Lett. 99, 120502.
Islam, R., C. Senko, W. C. Campbell, S. Kornblit, J. Smith, A. Lee, E. E. Edwards, C. D. Wang, J. K. Freericks, C. Monroe, 2012, arXiv:1210.0142.
Itano, W. M., J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, D. J. Wineland, 1993, Phys. Rev. A 47, 3554.
Itano, W. M., J. C. Bergquist, R. G. Hulet, D. J. Wineland, 1987, Phys. Rev. Lett. 59, 2732.
Javanainen, J., 1986, Phys. Rev. A 33, 2121.
Jaynes, E. T., F. W. Cummings, 1963, Proc. IEEE 51, 89.
Johanning, M., A. F. Varon, C. Wunderlich, 2009, J. Phys. B 42, 154009.
Kazantsev, A. P., 1978, Sov. Phys. Usp. 21, 58.
Kielpinski, D., 2008, Front. Phys. China 3, 365.
Kim, K., M. S. Chang, R. Islam, S. Korenblit, L. M. Duan, C. Monroe, 2009, Phys. Rev. Lett. 103, 120502.
Kim, K., M. S. Chang, S. Korenblit, R. Islam, E. E. Edwards, J. K. Freericks, G. D. Lin, L. M. Duan, C. Monroe, 2010, Nature (London) 465, 590.
Kimble, H. J., R. J. Cook, A. L. Wells, 1986, Phys. Rev. A 34, 3190.
Kleppner, D., H. M. Goldenberg, N. F. Ramsey, 1962, Phys. Rev. 126, 603.
Korenblit, S., D. Kafri, W. C. Campbell, R. Islam, E. E. Edwards, Z. X. Gong, G. D. Lin, L. M. Duan, J. Kim, C. Monroe, 2012, New J. Phys. 14, 095024.
Lanyon, B. P., et al., 2011, Science 334, 57.
Law, C. K., J. H. Eberly, 1996, Phys. Rev. Lett. 76, 1055.
Lee, P. J., K. A. Brickman, L. Deslauriers, P. C. Haljan, L. M. Duan, and C. Monroe, 2005, J. Opt. B 7, S371.
Leibfried, D., M. D. Barrett, T. Sätz, J. Britton, J. Chiaverini, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, D. J. Wineland, 2004, Science 304, 1476.
Leibfried, D., R. Blatt, C. Monroe, D. Wineland, 2003, Rev. Mod. Phys. 75, 281.
Leibfried, D., et al., 2002, Phys. Rev. Lett. 89, 247901.
Leibfried, D., et al., 2003, Nature (London) 422, 412.
Leibfried, D., et al., 2005, Nature (London) 438, 639.

Leroux, I. D., M. H. Schleier-Smith, V. Vuletic, 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 250801.
Letokhov, V., V. G. Minogin, B. D. Pavlik, 1977, Sov. Phys. JETP 45, 698.
Lipkin, H. J., 1973, Quantum Mechanics (North-Holland, New York).
Lloyd, S., 1996, Science 273, 1073.
Madej, A. A., P. Dubé, Z. Zhou, J. E. Bernard, M. Gertsvolf, 2012, Phys. Rev. Lett. 109, 203002.
Major, F. G., G. Werth, 1973, Phys. Rev. Lett. 30, 1155.
Maleki, L., 2008, red., *Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the 7th Symposium* (World Scientific, Singapore).
Margolis, H. S., 2009, J. Phys. B 42, 154017.
McDonnell, M. J., J. P. Home, D. M. Lucas, G. Imreh, B. C. Keitch, D. J. Szwer, N. R. Thomas, S. C. Webster, D. N. Stacey, A. M. Steane, 2007, Phys. Rev. Lett. 98, 063603.
Meekhof, D. M., C. Monroe, W. M. Itano, B. E. King, D. J. Wineland, 1996, Phys. Rev. Lett. 76, 1796.
Meyer, V., M. A. Rowe, D. Kielpinski, C. A. Sackett, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland, 2001, Phys. Rev. Lett. 86, 5870.
Milburn, G. J., S. Schneider, D. F. V. James, 2000, Fortschr. Phys. 48, 801.
Moehring, D. L., P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L. M. Duan, C. Monroe, 2007, Nature (London) 449, 68.
Monroe, C., M. Lukin, 2008, Phys. World 32.
Monroe, C., D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1995, Phys. Rev. Lett. 75, 4714.
Monroe, C., D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland, P. Gould, 1995, Phys. Rev. Lett. 75, 4011.
Monroe, C., D. M. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland, 1996, Science 272, 1131.
Monroe, C., R. Raussendorf, A. Ruthven, K. R. Brown, P. Maunz, L. M. Duan, J. Kim, 2012, arXiv:1208.0391.
Monz, T., P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. HÄnsel, M. Hennrich, R. Blatt, 2011, Phys. Rev. Lett. 106, 130506.
Myatt, C. J., B. E. King, Q. A. Turchette, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland, 2000a, J. Mod. Opt. 47, 2181.
Myatt, C. J., B. E. King, Q. A. Turchette, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland, 2000b, Nature (London) 403, 269.
Nagourney, W., J. Sandberg, H. G. Dehmelt, 1986, Phys. Rev. Lett. 56, 2797.
Neuhauser, W., M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, 1978, Phys. Rev. Lett. 41, 233.
Neuhauser, W., M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, 1980, Phys. Rev. A 22, 1137.
Olmschenk, S., D. Hayes, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. L. Moehring, C. Monroe, 2010, Int. J. Quantum. Inform. 08, 337.
Oskay, W. H., et al., 2006, Phys. Rev. Lett. 97, 020801.
Paul, W., 1990, Rev. Mod. Phys. 62, 531.
Pegg, D. T., R. Loudon, P. L. Knight, 1986, Phys. Rev. A 33, 4085.
Pons, M., V. Ahufinger, C. Wunderlich, A. Sanpera, S. Braungardt, A. Sen(De), U. Sen, M. Lewenstein, 2007, Phys. Rev. Lett. 98, 023003.
Porras, D., J. I. Cirac, 2004, Phys. Rev. Lett. 92, 207901.
Porras, D., J. I. Cirac, 2006, Phys. Rev. Lett. 96, 250501.
Poschinger, U., A. Walther, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, 2010, Phys. Rev. Lett. 105, 263602.
Prestage, J. D., G. J. Dick, L. Maleki, 1991, IEEE Trans. Instrum. Meas. 40, 132.
Ramsey, N. F., 1990, Rev. Mod. Phys. 62, 541.
Roos, C. F., M. Chwalla, K. Kim, M. Riebe, R. Blatt, 2006, Nature (London) 443, 316.
Rosenband, T., 2012, arXiv:1203.0288.
Rosenband, T., et al., 2008, Science 319, 1808.
Sackett, C. A., et al., 2000, Nature (London) 404, 256.
M. Šašura and V. Bužek, 2002, J. Mod. Opt. 49, 1593.
Sauter, T., H. Gilhaus, I. Siemers, R. Blatt, W. Neuhauser, P. E. Toschek, 1988, Z. Phys. D 10, 153.
Sauter, T., W. Neuhauser, R. Blatt, P. E. Toschek, 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 1696.
Schätz, T., A. Friedenauer, H. Schmitz, L. Petersen, S. Kahra, 2007, J. Mod. Opt. 54, 2317.
Schenzle, A., R. G. DeVoe, R. G. Brewer, 1986, Phys. Rev. A 33, 2127.
Schmidt, P. O., T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, D. J. Wineland, 2005, Science 309, 749.
Schmidt-Kaler, F., H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, 2003, Nature (London) 422, 408.
Schmied, R., J. Wesenberg, D. Leibfried, 2011, New J. Phys. 13, 115011.
Schmitz, H., A. Friedenauer, C. Schneider, R. Matjeschk, M. Enderlein, T. Huber, T. Schätz, 2009, Appl. Phys. B 95, 195.
Schmitz, H., R. Matjeschk, C. Schneider, J. Glueckert, M. Enderlein, T. Huber, T. Schätz, 2009, Phys. Rev. Lett. 103, 090504.
Schneider, C., D. Porras, T. Schaetz, 2012, Rep. Prog. Phys. 75, 024401.
Schrädinger, E., 1935, Naturwissenschaften 23, 807.
Schrödinger, E., 1952a, Brit. J. Phil. Sci. III, 109.
Schrödinger, E., 1952b, Brit. J. Phil. Sci. III, 233.
Schuessler, H. A., E. N. Fortson, H. G. Dehmelt, 1969, Phys. Rev. 187, 5.
Shor, P. W., 1994, w *Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science*, S. Goldwasser (red., IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, CA), Vol. 35, 124.
Solano, E., R. L. de Matos Filho, N. Zagury, 1999, Phys. Rev. A 59, R2539.
Sørensen, A., K. Mølmer, 1999, Phys. Rev. Lett. 82, 1971.
Sørensen, A., K. Mølmer, 2000, Phys. Rev. A 62, 022311.
Stenholm, S., 1986, Rev. Mod. Phys. 58, 699.
Taylor, J. M., T. Calarco, 2008, Phys. Rev. A 78, 062331.
Turchette, Q. A., C. J. Myatt, B. E. King, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland, 2000, Phys. Rev. A 62, 053807.
Van Dyck, R. S., P. Schwinberg, H. Dehmelt, 1977, Phys. Rev. Lett. 38, 310.
Van Dyck, R. S., P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, 1978, w *New Frontiers in High-Energy Physics*, B. M. Kursunoglu *et.al* (red., Plenum, New York), 159.
Wang, X., A. Sørensen, K. Mølmer, 2001, Phys. Rev. Lett. 86, 3907.
Wineland, D., H. Dehmelt, 1975a, Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys. 16, 338.

Wineland, D., H. Dehmelt, 1975b, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637.
Wineland, D., H. Dehmelt, 1976, Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys. 19, 251.
Wineland, D., P. Ekstrom, H. G. Dehmelt, 1973, Phys. Rev. Lett. 31, 1279.
Wineland, D. J., D. W. Allan, D. J. Glaze, H. W. Hellwig, S. Jarvis, 1976, IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-25, 453.
Wineland, D. J., J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, R. E. Drullinger, W. M. Itano, 2002, w *Proceedings of the 6th Symposium Frequency Standards and Metrology*, P. Gill (red., World Scientific, Singapore), 361–368.
Wineland, D. J., J. J. Bollinger, W. M. Itano, D. J. Heinzen, 1994, Phys. Rev. A 50, 67.
Wineland, D. J., J. J. Bollinger, W. M. Itano, F. L. Moore, D. J. Heinzen, 1992, Phys. Rev. A 46, R6797.
Wineland, D. J., R. E. Drullinger, F. L. Walls, 1978, Phys. Rev. Lett. 40, 1639.
Wineland, D. J., W. M. Itano, 1979, Phys. Rev. A 20, 1521.
Wineland, D. J., W. M. Itano, 1981, Phys. Lett. 82A, 75.
Wineland, D. J., W. M. Itano, J. C. Bergquist, R. G. Hulet, 1987, Phys. Rev. A 36, 2220.
Wineland, D. J., W. M. Itano, J. C. Bergquist, F. L. Walls, 1982, w *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium* (Electronic Industries Assn., Washington, DC), Vol. NTIS No. AD-A110870, 602–611.
Wineland, D. J., C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, 1998, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 103, 259.
Wineland, D. J., N. F. Ramsey, 1972, Phys. Rev. A 5, 821. Wunderlich, C., C. Balzer, 2003, Adv. At. Mol. Opt. Phys. 49, 293.
Young, B. C., F. C. Cruz, W. M. Itano, J. C. Bergquist, 1999, Phys. Rev. Lett. 82, 3799.
Zähringer, F., G. Kirchmair, R. Gerritsma, E. Solano, R. Blatt, C. F. Roos, 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 100503.

Tłumaczenie: Krystian Sycz

Wykład noblowski, wygłoszony 10 grudnia 2012 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Nobel Foundation. Translated with permission. © Nobel Foundation 2012.

KSIĄŻKI NADESŁANE

Bryan Gaensler

Potęga i piękno. Ekstremalne zjawiska w kosmosie

Pruszyński i S-ka, Warszawa 2013

W swojej książce cieszący się międzynarodową sławą australijski astronom, Bryan Gaensler, opisuje, jak dalece Wszechświat wykracza pod każdym względem poza wszystko, co jesteśmy w stanie sobie wyobrazić. Tematem „Potęgi i piękna" są niewyobrażalne temperatury, masy, wielkości i siły, które potrafimy zmierzyć i opisać, jednak trudno uznać, że jesteśmy w stanie je pojąć. Umiejętność dokonywania pomiarów i zrozumienia, czym są wypełniające Wszechświat obiekty, jest zachwycająca, ale to, co tam napotykamy, jest tak odległe od skali zjawisk, do których jesteśmy przyzwyczajeni, jak to tylko możliwe.
Stając wobec Wszechświata z pokorą godną wielkiego badacza, autor przekonuje, że nawet jeśli liczby opisujące kosmos są zupełnie niepojmowalne dla naszych ludzkich umysłów, to piękno, różnorodność i elegancja, które kryją się za tymi wielkościami, zasługują na nasz najwyższy podziw, zdumienie i szacunek.

Ekstremalne zjawiska we Wszechświecie cieszą się wyjątkowym zainteresowaniem, ponieważ pokazują eksperymenty wykonywane przez samą naturę, których w żaden sposób nie można powtórzyć w laboratoriach. Ich obserwacja pozwala nam na testowanie praw fizyki w najbardziej niezwykłych warunkach, a niekiedy – na dokonywanie odkryć. Książka Bryana Gaenslera to bardzo ciekawy i przystępny przewodnik dotyczący właśnie tego tematu. Martin J. Rees, astronom, profesor Cambridge University, członek Royal Society

Badanie Wszechświata to bardzo często studiowanie egzotycznych i ekstremalnych zjawisk. Bryan Gaensler zaprasza czytelników do fascynującego świata ekstremów, umiejętnie – dzięki odwołaniom do codziennych doświadczeń – przybliżając im niezwykłe zjawiska. Lawrence M. Krauss, profesor Arizona State University i Australia Rational University

Bryan Gaensler – wybitny australijski astronom, autor wielu przełomowych prac, dotyczących m.in. magnetarów, pozostałości po supernowych oraz pól magnetycznych. Laureat wielu nagród naukowych. Obecnie pracuje na Uniwersytecie w Sydney.

Rodzina grafenu

Kamila Żelechowska
Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Gdańskiej, Gdańsk

Streszczenie. Tekst jest próbą sklasyfikowania istniejących materiałów z rodziny grafenu. W artykule podano definicje dwuwymiarowych materiałów węglowych i określono zasady tworzenia nazw dla nowych pochodnych grafenu, opierając się na wytycznych zaproponowanych przez międzynarodowy zespół redakcyjny czasopisma *Carbon*.

Koniec 2013 r. w Polsce zdominował grafen. W codziennej prasie pojawiło się wiele artykułów wyjaśniających Polakom, co to jest grafen i do czego może służyć. Wiele z nich zawiera sformułowania pozostające daleko od ścisłości naukowej. Trudno jest wyjaśnić pewne koncepcje naukowe w sposób prosty i zrozumiały, naturalne jest więc, że pojawiają się uproszczenia, które czasem prowadzą do całkowicie błędnych sformułowań. Tu jednak należy mieć zrozumienie dla dziennikarzy – w końcu nie są naukowcami. Jednakże publikacje naukowe również nie są wolne od błędów. Co gorsza, raz błędnie użyte określenie jest następnie używane w innych pracach. Dochodzi do sytuacji, w których dany termin uznaje się za poprawny tylko dlatego, że jest często używany w publikacjach i, mówiąc kolokwialnie, „tak się przyjęło". Zespół redakcyjny czasopisma *Carbon*, jednego z wiodących czasopism naukowych poświęconych badaniom nad materiałami węglowymi, zwrócił uwagę, że autorzy używają pewnych określeń w sposób całkowicie błędny, a zwłaszcza nadużywają określenia „grafen". Zdaje się panować przekonanie, że umieszczenie w pracy słowa „grafen" znacząco wpływa na jej jakość. Znane są przypadki nazywania materiału grafenem tylko dlatego, że atomy węgla w tym materiale mają hybrydyzację sp^2. W listopadowym numerze wspomnianego czasopisma pojawił się artykuł zawierający definicje oraz wytyczne dotyczące nazewnictwa dwuwymiarowych materiałów węglowych [1]. Materiały dwuwymiarowe są definiowane jako struktury o grubości nieprzekraczającej 100 nm, natomiast dwa pozostałe wymiary powinny być co najmniej o rząd wielkości większe niż wymiar najmniejszy (długość i szerokość).

Grupa węglowych materiałów dwuwymiarowych (2D) obejmuje wiele struktur – od grafenu i tlenku grafenu, poprzez grafen kilkuwarstwowy czy płatki grafitowe, aż do cienkich warstw grafitu lub innego materiału węglowego. W celu jednoznacznego przyporządkowania nazwy dla danej struktury zaproponowano reguły i definicje, które pragnę przytoczyć w niniejszym tekście.

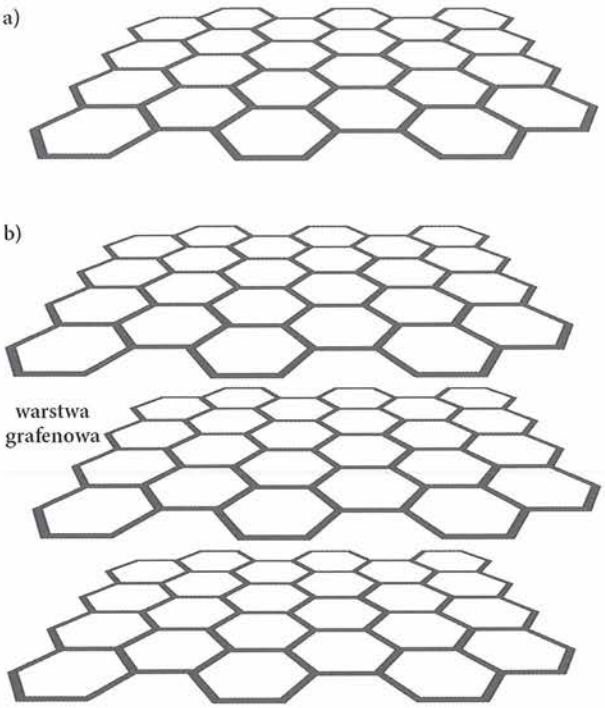
Zasada 1. Używaj terminu „grafen" tylko w odniesieniu do wyodrębnionej monoatomowej struktury węglowej (patrz definicje).

Słowo „grafen" jest obecnie nadużywane, a stosuje się je w odniesieniu do różnych struktur węglowych, co nie jest poprawne i może powodować nieporozumienia. Lepiej więc zastąpić pojedyncze słowo „grafen" terminem bardziej dokładnym, opisującym charakter omawianego dwuwymiarowego materiału węglowego, np. użyć sformułowania „redukowany tlenek grafenu".

Zasada 2. Odróżniaj „grafen" (dwuwymiarowy materiał węglowy) od „warstwy grafenowej" (elementu strukturalnego grafitu i innych rodzajów węgla 3D) – rysunek 1.

Określenie warstwy grafenowej używane było w literaturze naukowej dużo wcześniej przed odkryciem Geima i Novoselova. Utworzenie tego terminu przypisuje się Hansowi Peterowi Boehmowi, który zastosował to pojęcie w odniesieniu do hipotetycznego homologu wielopierścieniowych węglowodorów aromatycznych o nieskończenie dużej wielkości. Nazwa „grafen" posiada w nazwie charakterystyczną dla związków z wiązaniami podwójnymi końcówkę „-en" (nafta-

len, antracen, pentacen, koronen itp.), natomiast rdzeń „graf-" jest taki sam jak dla grafitu i wywodzi się z greckiego słowa *graphein*, czyli rysować, nawiązując do tradycyjnego zastosowania tego minerału. W 1986 r., kiedy Boehm opublikował swoją pracę, grafen nie był znany w postaci wyizolowanego arkusza węglowego, jednakże pojęcie warstwy grafenowej stało się wygodnym terminem opisującym strukturę węgli grafitopodobnych.



Rys. 1. Grafen (a), warstwy grafenowe (b)

Zasada 3. Weź pod uwagę wymiary boczne struktury.

Wymiary boczne (krawędzi) dwuwymiarowych struktur węglowych zawierają się w przedziale od kilku nanometrów do mikrometrów czy nawet wymiarów makroskopowych, co znacząco wpływa na właściwości danej struktury. Nazwa materiału – obok informacji na temat grubości i ilości warstw – powinna zawierać również informację o orientacyjnej wielkości struktury (mikropłatki tlenku grafenu, nanowstążki grafenowe itd.).

Zasada 4. Nazywaj struktury, opierając się na ich strukturze krystalograficznej i morfologii.

W przypadku nanomateriałów podanie jedynie struktury krystalograficznej nie stanowi ich kompletnego opisu. Wymagane jest również określenie ich morfologii, w tym kształtu i rozmiarów. Dla węglowych materiałów dwuwymiarowych typowo podaje się liczbę warstw (lub grubość), wymiary boczne oraz ich kształt. Znane są izotropowe węglowe struktury 2D (krawędzie o zbliżonych wymiarach), wykazujące anizotropię kształtu (np. wstążki grafenowe, rysunek 2) oraz struktury nieregularne, z reguły o poszarpanych krawędziach. Kluczową cechą węglowych materiałów 2D jest ich grubość (liczba warstw), dlatego parametry te powinny być określone tak dokładnie, jak to tylko możliwe. Dodatkowym problemem jest zdefiniowanie maksymalnej liczby warstw grafenowych, powyżej której materiał powinien być nazwany grafitem, a nie wielowarstwowym grafenem. Struktura elektronowa materiału o liczbie warstw grafenowych przekraczających 10 jest właściwie jednoznaczna ze strukturą elektronową grafitu, w związku z tym wartość tę często przyjmuje się jako graniczną. Reguła ta nie jest do końca satysfakcjonująca, ponieważ właściwości elektryczne to tylko jedna z unikalnych cech grafenu, natomiast w proponowanych regułach nazewnictwa dziesięć warstw zostało przyjętych jako próg różnicujący grafen wielowarstwowy i grafit.

Zasada 5. Stosuj się do już istniejących reguł.

Zgodnie z definicją Komisji Europejskiej, nanomateriałami nazywamy te materiały, których przynajmniej jeden z wymiarów zawiera się w przedziale od 1 do 100 nm. Należy w tym miejscu zwrócić uwagę, że grafen (grubość poniżej 1 nm), fuleren C60 (średnica ok. 0,7 nm) oraz najmniejsze znane nanorurki węglowe (średnica $\leqslant$ 1 nm) nie spełniają tego kryterium. Definicja ta została uzupełniona o stwierdzenie, że fulereny, płatki grafenu oraz nanorurki węglowe o jednym lub więcej wymiarze poniżej 1 nm również są uznawane za nanomateriały. Zatem możemy „legalnie" nazywać grafen nanomateriałem.

Materiały typu 2D, jak podano na wstępie, są definiowane jako struktury o grubości nieprzekraczającej 100 nm. W przypadku grafenu (a także kilkuwarstwowych grafenów) nie ma więc potrzeby dodawania przedrostka „nano" w celu określenia jego grubości.

Przedrostek ten może być używany do określenia pozostałych dwóch wymiarów (np. „nanoarkusze tlenku grafenu"), co ma na celu podkreślenie, że boczne wymiary pojedynczych arkuszy tlenku grafenu nie przekraczają 100 nm.

Zasada 6. Uzupełnij zamiast zastępować.

Ta ostatnia zasada ma na celu zachowanie ciągłości w literaturze. Autorzy opracowania w *Carbon* [1] zachęcają do tego, by uzupełniać czy wyjaśniać istniejące już nazwy – zamiast zastępować je innymi. Oczywiście, z wyjątkiem tych całkowicie błędnych. Wiele sformułowań jest używanych od lat i wprowadzanie zupełnie odmiennej nomenklatury doprowadziłoby do chaosu. Przykładowo, nie powinno się nazywać grafe-

nem materiału otrzymanego na drodze redukcji tlenku grafenu – lepiej zastosować pełną nazwę: „redukowany tlenek grafenu".

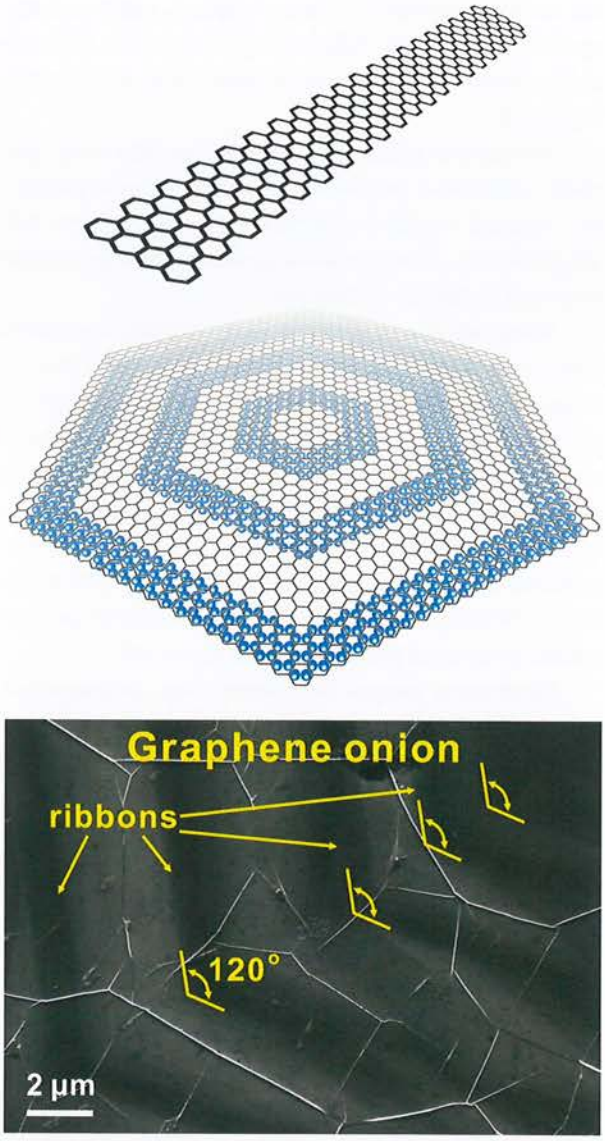
Dla prawidłowego zrozumienia zaproponowanych reguł przygotowane zostały definicje, które podaję poniżej.

Grafen (ang. *graphene*) – arkusz o jednoatomowej grubości, zbudowany z atomów węgla o hybrydyzacji sp^2, ułożonych w sześciokątne pierścienie, który nie stanowi integralnej części innego materiału węglowego. Wymiary bocznych krawędzi mogą wynosić od kilku nanometrów aż do makroskali. Grafen może występować w zawiesinie lub na podłożu. Poprawne są określenia np. „warstwa grafenu na podłożu SiC" czy „zawiesina płatków grafenu".

Warstwa grafenowa (ang. *graphene layer*) – jednoatomowej grubości arkusz złożony z atomów węgla o heksagonalnym ułożeniu i hybrydyzacji sp^2, stanowiący element struktury trójwymiarowego materiału węglowego, np. grafitu czy węgla turbostratycznego. Alternatywnie stosowane jest określenie „płaszczyzny grafenowej" [2], co, w moim odczuciu, jest bardziej zasadne, ponieważ słowo „warstwa" nasuwa automatycznie skojarzenie z materiałem naniesionym na podłoże. W literaturze można również znaleźć określenia takie jak „płaszczyzna grafitowa" [3, 4] czy „warstwa grafitu" [5], co – moim zdaniem – nie jest trafne. Zwłaszcza to ostatnie określenie jest problematyczne, gdyż, w zależności od kontekstu, może oznaczać płaszczyznę grafenową lub warstwę wytworzoną z grafitu np. jako zabezpieczenie przeciwkorozyjne. Co więcej, w przywoływanej literaturze powyższe określenia są stosowane zamiennie.

Węgiel turbostratyczny – nazwa pochodzi od słów „turbo" – skręcony i „strata" – warstwa. Jest to struktura trójwymiarowa, w której występują warstwy grafenowe, niewykazujące wysokiego stopnia uporządkowania. Warstwy grafenowe tworzące strukturę trójwymiarową węgli turbostratycznych zawierają liczne defekty (np. pierścienie pięcio- i siedmioczłonowe, grupy funkcyjne, heteroatomy wbudowane w sieć węglową), konsekwencją czego jest niepłaska budowa warstw i wzrost odległości międzywarstwowych.

Grafen dwuwarstwowy, grafen trójwarstwowy (ang. *bilayer graphene, trilayer graphene*) – węglowy materiał 2D w postaci zarówno płatków, jak i pokrycia na podłożu, składający się z kilku (odpowiednio – z dwóch lub trzech) warstw grafenowych. Warstwy grafenowe powinny być dobrze zdefiniowane, policzalne, wzajemnie zorientowane, o znacznych wymiarach bocznych. Gdy znana jest orientacja warstw względem siebie, powinno to zostać uwzględnione w nazwie



Rys. 2. Kolejno: Schematycznie pokazana wstążka grafenowa o swobodnych końcach, schematycznie pokazane wstążki grafenowe, tworzące koncentryczne struktury na podłożu, oraz zdjęcie z mikroskopu elektronowego „grafenowej cebuli", otrzymane przez grupę J. M. Toura (źródło: *http://news.rice.edu/2013/07/18/graphene-onion-rings-have-delicious-potential-2/*)

(np. „płatki grafenu dwuwarstwowego o orientacji AB").

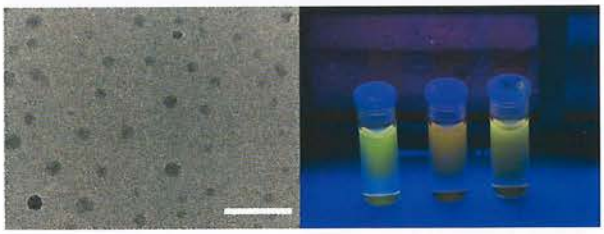
Grafen wielowarstwowy (ang. *multi-layer graphene* MLG) – węglowy materiał 2D w postaci zarówno płatków, jak i pokrycia na podłożu, składający się z kilku (od 2 do10) warstw grafenowych. Warstwy grafenowe powinny być dobrze zdefiniowane, policzalne, wzajemnie zorientowane, o wymiarach bocznych znacznie przekraczających grubość. Gdy znana jest orientacja warstw względem siebie, powinno to zostać uwzględnione w nazwie. Cienkie warstwy, zawierające nieciągłe warstwy grafenowe lub o bardzo małych wymiarach krawędzi bocznych, powinny być nazywane cienkimi warstwami węglowy-

mi, a nie wielowarstwowym grafenem, ponieważ nie spełniają kryterium dobrze zdefiniowanych, policzalnych warstw grafenowych o znacznych wymiarach bocznych.

Nanopłatki grafitu, nanopłytki grafitu (ang. *graphite nanoflakes*; *graphite nanoplates*) – dwuwymiarowy materiał węglowy o układzie heksagonalnym lub trygonalnym, który posiada grubość i/lub pozostałe wymiary mniejsze niż 100 nm.

Nanowstążka grafenowa (ang. *graphene nanoribbon*) – pasek grafenu, którego dłuższy wymiar jest co najmniej o rząd wielkości większy od wymiaru krótszego. Przedrostek „nano" należy stosować tylko dla tych wstążek, których krótszy wymiar jest mniejszy niż 100 nm. Wstążki grafenowe mogą mieć swobodne lub połączone ze sobą końce (rysunek 2). Grupa J. M. Toura pokazała struktury, które nazwano grafenowymi cebulami, utworzone z koncentrycznie ułożonych nanowstążek grafenu na podłożu metalicznym [6].

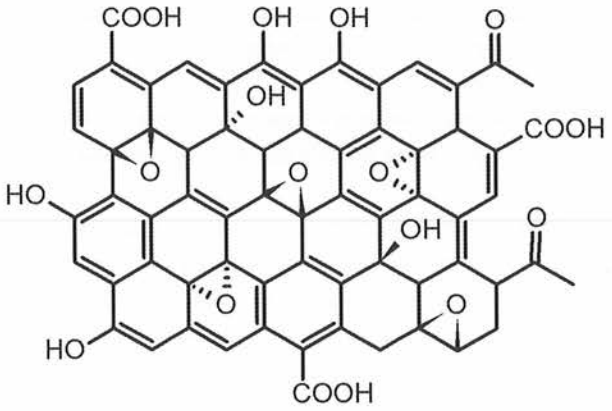
Grafenowe kropki kwantowe (ang. *graphene quantum dots, GQD*) – alternatywna nazwa dla kilkuwarstwowego grafenu o bardzo małych wymiarach bocznych (krawędzie o długości poniżej 10 nm, średnio 5 nm). Określenie stosowane głównie przy badaniu fotoluminescencji. Na rysunku 3 pokazano zdjęcie z mikroskopu elektronowego grafenowych kropek kwantowych i ich fotoluminescencję [7].



Rys. 3. a) Zdjęcie SEM grafenowych kropek kwantowych otrzymanych z węgla bitumicznego w procesie opracowanym przez naukowców z Rice University. Podziałka 20 nm; b) fluorescencja grafenowych kropek kwantowych otrzymanych kolejno z węgla bitumicznego, antracytu i koksu (źródło: *http://news.rice.edu/2013/12/06/coal-yields-plenty-of-graphene-quantum-dots/*)

Tlenek grafitu (ang. *graphite oxide*) – objętościowe ciało stałe otrzymane w wyniku utleniania grafitu. Do poszczególnych płaszczyzn grafitu wprowadzone zostają tlenowe grupy funkcyjne, przez co zwiększa się odległość między nimi. Tlenek grafitu można rozwarstwić w roztworze, otrzymując tlenek grafenu (pojedyncza warstwa) lub kilkuwarstwowy tlenek gafenu.

Tlenek grafenu (ang. *graphene oxide, GO*) – chemicznie modyfikowany grafen charakteryzujący się wysoką zawartością tlenu. Zawartość tlenu, określana stosunkiem atomów C/O, wynosi mniej niż 3, z reguły



Rys. 4. Struktura tlenku grafenu

jest to wartość bliska 2. Strukturę tlenku grafenu pokazano na rysunku 4.

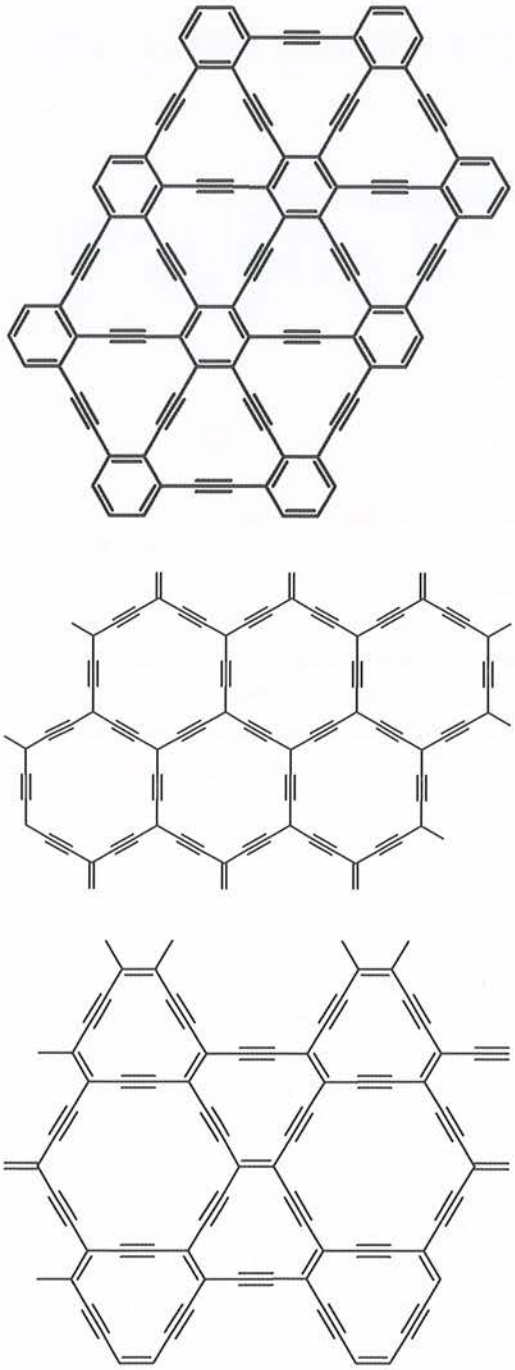
Redukowany tlenek grafenu (ang. *reduced graphene oxide, rGO*) – tlenek grafenu poddany redukcji na drodze procesu chemicznego, termicznego, inicjowanego mikrofalami, fotochemicznego, fototermicznego, mikrobiologicznego itd., w wyniku którego zawartość tlenu uległa zmniejszeniu. Po tym procesie zawsze zostaje pewna ilość tlenu, dlatego też, sugerowaną polską nazwą jest „redukowany tlenek grafenu", a nie „zredukowany tlenek grafenu".

Grafan (ang. *graphane*) – uwodorniony grafen, w którym na skutek reakcji z wodorem atomy węgla zmieniły hybrydyzację z sp^2 na sp^3. W przeciwieństwie do grafenu posiada niepłaską strukturę, przypominającą strukturę diamentu, natomiast pod względem właściwości elektronowych jest szerokopasmowym półprzewodnikiem [8, 9]. Został otrzymany w niewielkich ilościach.

Grafyn, grafin (ang. *graphyne*) – teoretycznie przewidziana węglowa struktura o monoatomowej grubości, w której atomy węgla posiadają hybrydyzację sp i sp^2 [10]. Przykładowe wzory strukturalne pokazano na rysunku 5. Nazwa została utworzona analogicznie jak dla grafenu – tzn. do rdzenia „graf-" dodano końcówkę „-yn", charakterystyczną dla związków z potrójnymi wiązaniami. W polskiej nomenklaturze alkinów stosowana jest końcówka „-yn" (np. propyn) lub „-in" (np. karbin) i – w moim odczuciu – w tym przypadku ta druga bardziej pasuje, ponieważ nazwa „grafin" jest łatwiejsza do wymówienia.

Podsumowanie

Dwuwymiarowe materiały węglowe to bardzo ciekawa i liczna rodzina struktur. Właściwa nomenklatura to jeden z kroków do bliższego poznania tych nowych materiałów. Podane zasady są proste, a definicje



Rys. 5. Przykładowe możliwe struktury grafinu

jednoznacznie określają dane struktury. Choć zapewne wkrótce się okaże, że nie przewidziały wszystkich możliwości, ustanowione zostały reguły, które będzie można uzupełniać w miarę potrzeb.

Literatura

[1] A. Bianco, H-M.Cheng, T. Enoki, Y. Gogotsi, R. H. Hurt, N. Koratkar, T. Kyotani, M. Monthioux, Ch. Rae Park, J. M. D. Tascon, J. Hang.: „Carbon" 65/2013, s. 1–6.

[2] *Nanotechnologie*, red. naukowa przekładu K. Kurzydłowski, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2008.

[3] P. A. Gauden, A. P. Terzyk, S. Furmaniak: „Wiadomości chemiczne" 62/2008, s. 5–6.

[4] A. Huczko: *Nanorurki węglowe. Czarne diamenty XX wieku*. Bel Studio. Warszawa 2004.

[5] *Nanomateriały inżynierskie, konstrukcyjne i funkcjonalne*. Red. nauk. K. Kurzydłowski i M. Lewandowska. Wydawnictwo Naukowe PWN. Warszawa 2010.

[6] Z. Yan, Y. Liu, J. Lin, Z. Peng, G. Wang, E. Pembroke, H. Zhou, Ch. Xiang, A-R. O. Raji, E. L. G. Samuel, T. Yu, B. I. Yakobson, J. M. Tour.: „J. Am. Chem. Soc." 135/2013, s. 10755–10762.

[7] R. Ye, Ch. Xiang, J. Lin, Z. Peng, K. Huang, Z. Yan, N. P. Cook, E. L. G. Samuel, Ch-Ch Hwang, G. Ruan, G. Ceriotti, A-R. O. Raji, A. A. Martíl, J. M. Tour: „Nature Commun." 4/2013, s. 2943.

[8] J. O. Sofo, A. Y. Chaudhari, G. D. Barber: „Phys. Rev. B" 75/2007, s. 153401.

[9] E. Muñoz, A. K. Singh, M. A. Ribas, E. S. Penev, B. I. Yakobson: „Diamond & Related Materials" 19/2010, s. 368–373.

[10] D. Malko, Ch. Neiss, F. Viñes, A. Görling: „Phys. Rev. Lett." 108/2012, s. 086804.

Kamila Żelechowska ukończyła Wydział Chemiczny Politechniki Gdańskiej w 2005 roku. Bezpośrednio po ukończeniu studiów magisterskich rozpoczęła studia na Studium Doktoranckim przy Wydziale Chemicznym Politechniki Gdańskiej. W roku 2009 obroniła z wyróżnieniem pracę doktorską *Nanorurki węglowe modyfikowane ugrupowaniami elektrochemicznie aktywnymi. Synteza, charakterystyka i zastosowania*. Pracę w Katedrze Fizyki Zjawisk Elektronowych na Wydziale Fizyki Politechniki Gdańskiej rozpoczęła w lutym 2010 roku. Praca badawcza, jaką się zajmuje, dotyczy wytwarzania nowych nanomateriałów do zastosowań w odnawialnych źródłach energii. Jest autorką wielu prac naukowych i popularnonaukowych z tej tematyki.

Analiza danych i planowanie eksperymentu fizycznego zgodnie z normami ISO

Paweł Bilski, Maria Dobies, Asja Kozak, Monika Makrocka-Rydzyk
Wydział Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza, Poznań

Streszczenie. W artykule przedstawiono istotę pomiaru fizycznego i niezbędne słownictwo związane z przeprowadzaniem eksperymentu fizycznego. W skrócie podano według wskazań ISO procedurę określania standardowych niepewności pomiarowych pomiarów bezpośrednich i pośrednich (złożonych). Porównywanie wyników pomiarów przedstawiono jako uzgadnianie ich przedziałów utworzonych na podstawie niepewności standardowej rozszerzonej. Pokazane sposoby planowania pomiarów pozwalają określić, czy eksperyment można uznać za zakończony. Procedury takie umożliwiają zaplanowanie dokładniejszych pomiarów oraz są bardzo pomocne przy formułowaniu wniosków podsumowujących przeprowadzone doświadczenie.

1. Wprowadzenie

Laboratorium fizyczne powinno edukować studentów w zakresie stosowania logicznego myślenia, opartego na wiedzy naukowej umożliwiającej całościową analizę badanych zjawisk fizycznych. Powinno prowokować do aktywnego studiowania danego problemu fizycznego i zrozumienia go. Zajęcia ze „Wstępu do Pracowni Fizycznej" zostały wprowadzone dlatego, że młodzież rozpoczynająca studia bardzo rzadko miała w szkole sposobność wykonania doświadczenia fizycznego. Z kolei nasza praktyka (9-letnia) zarówno w pracy ze studentami na zajęciach ze „Wstępu do Pracowni Fizycznej", jak i w samej Pracowni Fizycznej wskazała, że należy wskazać studentom możliwości teoretycznego zrozumienia badanego problemu, pokazać właściwy sposób przygotowywania protokołu (raportu) doświadczenia oraz nauczyć ich opracowania wyników zgodnego z normami Międzynarodowej Organizacji Normalizacyjnej (ang. *International Organization for Standarization* – ISO), która w 1993 r. wydała w Genewie przewodnik podający zasady obliczania i wyrażania niepewności pomiarowych (*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement* – GUM [1]). Przewodnik został opublikowany w imieniu siedmiu międzynarodowych organizacji wchodzących w skład ISO. W latach 1995 i 2005 przeprowadzono kolejne korekty tego przewodnika. Polską wersję, zatytułowaną *Wyrażanie niepewności pomiaru. Przewodnik* [2], wydano w 1999 r. Wcześniej od niego powstał podręcznik D. Turzenieckiej [3], a później skrypt H. Szydłowskiego [4]. Jego praca dotycząca Pracowni Fizycznej na łamach samych tylko *Postępów Fizyki* została pokazana w ponad 20 publikacjach, wśród których jest tytuł *Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów* [5]. Należy także wspomnieć o 10 wydaniach podręcznika p.t. *Pracownia Fizyczna* i wielu innych publikacjach w czasopismach naukowych. Poniżej po przedstawieniu w punkcie 2 istoty pomiaru fizycznego, w punktach 3 i 4 skrótowo zaprezentowana zostanie procedura określania niepewności pomiarowych według wskazań ISO wraz z objaśnieniami metod postępowania. W punkcie 5 przybliżone zostaną zasady porównywania wyników pomiarów, a w punkcie 6 – najprostsze sposoby planowania pomiarów. Podsumowanie stanowi punkt 7.

2. Pomiary fizyczne

Aby uniknąć rozbieżności w rozumieniu terminów używanych w *Przewodniku GUM*, należy korzystać ze słownika wyrazów używanych w metrologii *International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology* [6] (w skrócie VIM). Zatem niżej podano – według

VIM – znaczenie pojęć, którymi posługuje się eksperymentator.

Pomiar jest to proces eksperymentalnego otrzymywania (zbiór operacji [7]) jednej lub więcej wartości wielkości mierzonej (*measurand*), które mogą być przypisane tej wielkości.

Zasada pomiaru – zjawisko stanowiące podstawę pomiaru. Może być ono natury fizycznej, chemicznej lub biologicznej – np. efekt termoelektryczny jest zasadą pomiaru temperatury.

Metoda pomiaru – ogólny opis logicznej organizacji operacji zastosowanych w pomiarze.

Model pomiaru – matematyczna relacja między wszystkimi znanymi wielkościami, które mają być zawarte w pomiarze: $h(Y, X_1, X_2, \ldots X_n) = 0$.

W ogólności modelem pomiarowym jest równanie:

$$Y = f(X_1, X_2, \ldots X_n),$$

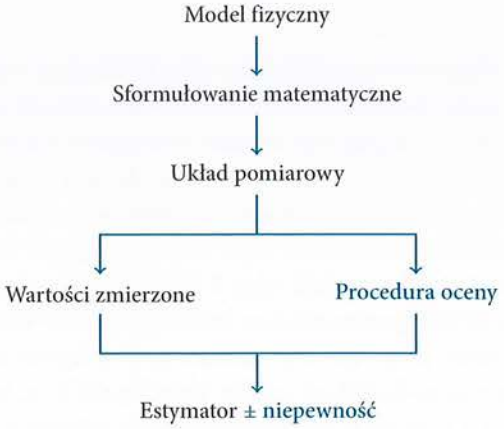
gdzie Y jest wielkością wyjściową, która ma być zmierzona, a więc otrzymana z informacji o wielkościach wejściowych $X_1, X_2, \ldots, X_n$ modelu pomiarowego.

Procedura pomiaru – szczegółowy opis pomiaru odnośnie jednej lub więcej zasad pomiaru, opartych na modelu pomiaru i zawierających wszystkie obliczenia potrzebne do otrzymania wyniku pomiaru. Procedura powinna zawierać też część dotyczącą niepewności pomiarowych; zwykle się ją dokumentuje.

Niepewność pomiarowa – nieujemny parametr związany z wynikiem pomiaru, charakteryzujący rozrzut wartości, które można w uzasadniony sposób przypisać wielkości mierzonej, oparty na zastosowanej informacji. S.G. Rabinowicz, poddając normy ISO pod dyskusję, proponuje definicję niepewności jako „przedziału, wewnątrz którego z podanym prawdopodobieństwem leży prawdziwa wartość rzeczywista" [8]. Naszym zdaniem, definicja Rabinowicza lepiej oddaje istotę niepewności pomiarowej.

Funkcja pomiarowa występuje w równaniu $Y = f(X_1, X_2, \ldots, X_n)$ jako f; może symbolizować algorytm wiążący wartości wejściowe, mierzone jako $x_1, x_2, \ldots, x_n$ z odpowiadającą im wartością, która ma być zmierzona jako wielkość wyjściowa $y = f(x_1, x_2, \ldots, x_n)$.

Funkcja pomiarowa służy też do obliczania niepewności związanej z wartością wielkości mierzonej Y (wyznaczana wielkość fizyczna X w doświadczeniu realizuje się jako wartość mierzona x; podobnie jest dla wielkości Y w doświadczeniu mierzonej jak y. Zatem X oraz Y reprezentują wielkości w populacji, x, y – w próbie). Podstawowa idea pomiaru fizycznego zawiera zatem w sobie model fizyczny, jego sformułowanie matematyczne i układ pomiarowy (rys. 1). Wyniki pomiarów podlegają następnie procedurze ich oceny, aby na końcu można było podać wartość wielkości zmierzonej wraz z jej niepewnością. Procedurę tę nazywa się estymacją, a liczbowy wynik doświadczenia – estymatorem [9].



Rys. 1. Model fizyczny a wynik eksperymentu

Pomiar jest podstawowym źródłem informacji w naukach przyrodniczych i technice.

Pomiary fizyczne można podzielić na:

- **bezpośrednie** – prowadzące do uzyskania wartości liczbowej miary danej wielkości fizycznej na drodze bezpośredniego jej odczytu z narzędzi i przyrządów pomiarowych,
- **złożone (pośrednie)** – obliczone ze wzoru fizycznego, który łączy wielkości fizyczne mierzone w sposób bezpośredni.

Uzyskana w wyniku pomiaru liczba nigdy jednak nie jest wyznaczona bezwzględnie precyzyjnie. Dlatego rezultat pomiaru zawsze musi zawierać informację określającą niepewność uzyskanej wartości liczbowej – bez niej wynik pomiaru może prowadzić do zupełnie błędnych wniosków.

3. Niepewności pomiarowe pomiarów bezpośrednich

W ogólności wynik pomiaru [10] jest tylko przybliżeniem lub estymatą wartości wielkości mierzonej, dlatego tylko wtedy jest kompletny, gdy jest połączony z ustaleniem niepewności tej estymaty. Zgodnie z normami ISO, zapisuje się go w postaci:

$$X = (x \pm u(x))\text{jednostka}, \qquad (1)$$

gdzie X jest symbolem mierzonej wielkości fizycznej, x – wartością liczbową tej wielkości, natomiast $u(x)$ oznacza standardową niepewność pomiarową (od angielskiego słowa *uncertainty*).

Rozrzut statystyczny wyników pomiarów jest opisany jako niepewność standardowa typu A, oznaczana

literką u_A. Dla podania, jakiej wielkości mierzonej x ta niepewność dotyczy, zapisujemy ją jako $u_A(x)$. Jest ona równa odchyleniu standardowemu średniej arytmetycznej lub odchyleniu standardowemu średniej ważonej.

$$u_A(x) = s_{\overline{x}} \tag{2}$$

Niepewność standardowa typu B obejmuje wszystkie niepewności, które nie są szacowane metodą statystyczną. Podlegają one innemu rozkładowi statystycznemu niż dążący do normalnego. Rodzaj rozkładu przyjmuje eksperymentator na podstawie wiedzy zaczerpniętej z literatury bądź z doświadczenia danej pracowni. Niepewność typu B obejmuje więc niepewność działki przyrządu $\Delta_d x$ lub niepewność wynikającą z klasy przyrządu $\Delta_k x$, niepewność związaną z nieliniowością skali $\Delta_{\mathrm{nl}} x$ czy też niepewność $\Delta_e x$, wynikającą z interakcji eksperymentatora z przyrządem fizycznym.

Całkowita niepewność pomiarowa związana z tym samym wywzorcowanym przyrządem (określana dawniej jako systematyczna) jest równa:

$$\Delta x = \Delta_d x + \Delta_k x + \Delta_{\mathrm{nl}} x, \tag{3}$$

ponieważ dla tego samego przyrządu można przyjąć, że wszystkie składniki powyższej sumy są skorelowane i są one podawane w specyfikacji przyrządu.

Niepewność standardowa typu B jest szacowana przy założeniu, że wszystkie powyższe składniki są opisane rozkładem geometrycznym (prostokątnym, trójkątnym lub trapezowym):

$$u_B(x) = \gamma_p \Delta x. \tag{4}$$

Najczęściej używane jest przybliżenie rozkładu prostokątnego – wtedy:

$$\gamma_p = \frac{1}{\sqrt{3}}. \tag{5}$$

Jeżeli zaś proces wzorcowania przyrządu dopiero jest dokonywany, wszystkie składniki niepewności typu B, związane z przyrządem, należy traktować jako nieskorelowane i obliczać niepewność standardową typu B z poniższego wzoru (przy założeniu, że wszystkie przyczynki podlegają rozkładowi prostokątnemu):

$$u_B(x) = \sqrt{\left(\frac{\Delta_d x}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_k x}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{nl} x}{\sqrt{3}}\right)^2}. \tag{6}$$

Niepewność całkowita $u(x)$, zwana standardową niepewnością pomiarową, jest pierwiastkiem z sumy kwadratów niepewności składowych (typu A i B) co wynika z traktowania niepewności jako statystycznych. W przypadku, gdy występuje tylko jedno źródło niepewności typu A i jedno typu B, niepewność całkowitą można opisać wzorem:

$$u(x) = \sqrt{u_A^2(x) + u_B^2(x)}. \tag{7}$$

Normy ISO zalecają wypisać wszystkie przyczynki do niepewności (nazwano to formowaniem budżetu niepewności) i sumować je jako kwadraty. Szczególnie poleca się wykonywać procedurę budżetu w procesie wzorcowania, gdyż przyczynków może być więcej (pochodzących od temperatury, ciśnienia itp.).

Jeżeli uwzględnić niepewność maksymalną eksperymentatora, określoną jako $\Delta_e x$, także opisaną rozkładem prostokątnym, to całkowita niepewność standardowa jest równa:

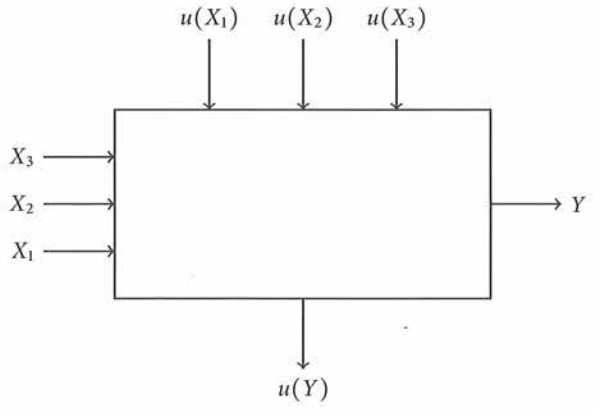
$$u(x) = \sqrt{s_{\overline{x}}^2 + \frac{(\Delta_d x + \Delta_k x + \Delta_{\mathrm{nl}} x)^2}{3} + \frac{\Delta_e^2}{3}}. \tag{8}$$

4. Niepewność całkowita dla pomiarów pośrednich (złożonych)

Wartość zmierzona, otrzymana z przeliczenia według wzorów fizycznych lub jako parametr dopasowania do zależności funkcyjnych, jest w nomenklaturze ISO związana z niepewnością standardową zależną. Pomiar pośredni danej wielkości fizycznej Y jest wtedy, gdy za pomocą wzoru fizycznego przekształca się wielkości $X_1, X_2, X_3, \ldots, X_z$, zmierzone w sposób bezpośredni jako $x_1, x_2, x_3, \ldots, x_z$. Wzór fizyczny (ISO nazywa go funkcją pomiarową)

$$Y = f(X_i). \tag{9}$$

można interpretować jako przetwornik wartości wejściowych mierzonych $x_1, x_2, x_3, \ldots, x_z$ w wartość wyjściową y. Ponieważ wartości wejściowe są obarczone



Rys. 2. Najprostszy model przenoszenia niepewności pomiarowych. Prostokąt może być układem elektronicznym, programem komputerowym bądź procedurą do obliczeń kalkulatorem

standardowymi niepewnościami pomiarowymi $u(x_i)$, to niepewności te też ulegają przetworzeniu i na wyjściu otrzymuje się standardową niepewność $u(y)$. W ogólności jest to proces przetwarzania rozkładów wejściowych x_i w rozkład wyjściowy y. Symulację takiego procesu można otrzymać, stosując metody Monte Carlo [11]. Jeśli rozkłady wejściowe są rozkładami normalnymi, to na wyjściu przetwornika liniowego otrzymuje się także rozkład normalny. Jeśli przetwornik jest nieliniowy, to założenie rozkładu normalnego na wyjściu jest dość grubym przybliżeniem, ale ułatwiającym ocenę niepewności pomiarowej wielkości wyjściowej.

Doświadczalne $u(y)$, oznaczane też jako $u_c(y)$ (ang. *composed uncertainty*), nazwane jest niepewnością standardową złożoną. Przy jej obliczaniu korzysta się z prawa przenoszenia wariancji (prawo propagacji) i rozwinięcia funkcji w szereg Taylora. Zatem konieczne jest obliczenie pochodnych cząstkowych względem każdej ze zmiennych x_i – te pochodne nazwano współczynnikami wrażliwości c_i oraz c_{ij} dla pochodnych mieszanych:

$$c_i = \frac{\partial Y}{\partial X_i}, \tag{10}$$

$$c_{i,j} = \frac{\partial Y}{\partial X_i}\frac{\partial Y}{\partial X_j}. \tag{11}$$

Prawo przenoszenia wariancji ma następującą postać, pozwalającą otrzymać niepewność standardową złożoną:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^{z}[c_i u(x_i)]^2 + 2\sum_{i,j_{j>i}}^{z} c_{ij} r_{ij} u(x_i)u(x_j)}, \tag{12}$$

gdzie r_{ij} jest współczynnikiem korelacji, opisującym zależność zmiennych zmierzonych x_i oraz x_j, a oblicza się go ze wzoru:

$$r_{ij} = \frac{\sum_{m=1}^{n}(x_{im} - \overline{x}_i)(x_{jm} - \overline{x}_j)}{\sqrt{\sum_{m=1}^{n}(x_{im} - \overline{x}_i)^2 \sum_{m=1}^{n}(x_{jm} - \overline{x}_j)^2}}, \tag{13}$$

w którym sumowanie po m oznacza sumowanie po elementach par zmiennych x_i, x_j.

Jeśli dwie zmienne są niezależne, to ich współczynnik korelacji jest równy zeru. Jeśli wszystkie zmienne są niezależne, to prawo przenoszenia wariancji zawiera tylko sumę kwadratów:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^{z}[c_i u(x_i)]^2} \tag{14}$$

Z takim przypadkiem mamy zwykle do czynienia w pracowniach studenckich. Trzeba pamiętać, że liczbowe wartości c_i powinny być obliczane dla wartości średnich $\overline{x}_i$.

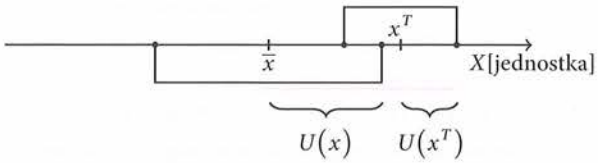
Powyższe prawo nazywa się prawem propagacji niepewności.

5. Zasady porównywania wyników pomiarowych

1) Porównywane wyniki x_1 oraz x_2 muszą być przedstawione w tych samych jednostkach i potęgach liczby 10.
2) Dla obu wartości należy utworzyć niepewność standardową rozszerzoną (ang. *expanded uncertainty*):

$$U(x_1) = ku(x_1) \quad \text{oraz} \quad U(x_2) = ku(x_2), \tag{15}$$

które otrzymuje się z ich całkowitych niepewności standardowych, mnożąc je przez współczynnik rozszerzenia (ang. *coverage factor*) k.
3) Jeżeli w przedziale otaczającym wynik pomiarowy, utworzonym przez niepewność standardową rozszerzoną, ma się zawierać 99 % wyników pomiarów, obieramy $k = 3$; a jeżeli ma się zawierać 95 % wyników, to $k = 2$. Tę ostatnią wartość poleca ISO [12]. Porównujemy ze sobą utworzone przedziały: jeżeli posiadają choć jeden wspólny punkt, to wyniki są zgodne. Jest to słuszne do czasu wykonania dokładniejszych pomiarów. Wniosek z porównania, czyli uzgadniania wyników, jest bardzo ważny dla wniosków z całego eksperymentu.



Rys. 3. Uzgadnianie (porównywanie przedziałów) ufności. Tutaj zobrazowano zgodność wyniku eksperymentalnego z oczekiwanym x^T

Uwaga: Jeżeli $u_A \geqslant 3u_B(x)$, czyli przeważa niepewność statystyczna, to do porównania wyników można zastosować statystyczne przedziały ufności z wartością $k = t_{v,\alpha}$, gdzie $t_{v,\alpha}$ jest funkcją Studenta, odczytywaną z tablic dla liczby stopni swobody $v = n - 1$ w pomiarach bezpośrednich lub $v = n - 2$ w regresji liniowej. Współczynnik α oznacza procent wyników nienależących do przedziału ufności (odpowiednio 1% lub 5 %). Z analizy wartości funkcji Studenta wynika, że dla pomiaru powtarzanego 15-krotnie [13] i więcej można przyjąć dla 95-procentowej ($\alpha = 0{,}05$) niepewności rozszerzonej wartość $k = 2$.

Dla niepewności standardowej złożonej oblicza się – według wzoru Welche–Satterhweite'a – efektywną liczbę stopni swobody v_{eff}. Ten wzór pozwala w v_{eff} uwzględnić v_i każdej i-tej wielkości mierzonej bezpośrednio:

$$v_{eff} = \frac{u_c^4(y)}{\sum_{i=1}^{z} \frac{1}{v_i}[c_i u(x_i)]^4}. \tag{16}$$

Jeżeli któreś $u(x_i)$ pochodzi tylko od niepewności typu B, to jego liczba stopni swobody wynosi ∞. Zatem $\frac{1}{\infty}[\frac{\partial y}{\partial x_j}u(x_j)] \to 0$, czyli ten składnik znika z sumy w mianowniku.

Jeżeli w którymś $u(x_i)$ przeważa niepewność standardowa typu A, to jej liczba stopni swobody określa stopień swobody tego $u(x_i)$. Efektywna liczba stopni swobody jest potrzebna do odczytania wartości funkcji Studenta $t_{v,\alpha}$ (tutaj $v = v_{eff}$).

6. Planowanie pomiarów

W pomiarach bezpośrednich należy zająć się wynikami pomiarów uzyskanymi za pomocą poszczególnych przyrządów. Jeżeli wyniki pomiarów są powtarzalne (trzy kolejne wyniki są takie same bądź różnią maksymalnie o dwie działki skali), wtedy niepewność standardowa $u(x)$ jest określona przez niepewność $u_B(x)$. Należy obliczyć względną niepewność standardową:

$$u_r(x) = \frac{u(x)}{x}. \tag{17}$$

Jeśli $u_r(x) \geq 0{,}05$, to trzeba zmienić przyrząd na dokładniejszy. W miernikach elektrycznych może wystarczyć zmiana zakresu miernika.

Jeśli kolejne trzy pomiary wielkości fizycznej X różnią się więcej niż o dwie działki skali, to liczbę pomiarów uzupełnia się do 5.

Właściwe planowanie pomiarów bezpośrednich opiera się na ocenie ilościowych wkładów niepewności standardowych $u_A(x)$ oraz $u_B(x)$ do standardowej niepewności całkowitej pomiaru bezpośredniego $u(x)$, określonej wzorem (8):

$$u(x) = \sqrt{u_A^2(x) + u_B^2(x) + u_e^2(x)}, \tag{18}$$

gdzie $u_A(x) = s_{\bar{x}}$; $u_B(x) = \Delta x/\sqrt{3}$ oraz $u_e^2(x) = (\Delta_e x)^2/3$ lub $u_e^2(x) = s_{e\bar{x}}^2$ (gdy niepewność eksperymentatora jest określona przez rozrzut statystyczny).

Nawet jeżeli wszystkie wyrazy są porównywalne, to i tak wyniki są w swej niepewności zależne od u_B, czyli zależą głównie od niepewności systematycznej przyrządu, zatem należy zmienić przyrząd na dokładniejszy.

Jeśli w wyniku planowania chcemy uwzględnić fakt, że rozkład wyjściowy składania rozkładów prostokątnego i Studenta ma dążyć do normalnego (rozkład prostokątny ma być przynamniej trzy razy węższy od szerokości rozkładu normalnego), to w planowaniu stosujemy wzór [13]:

$$n_p = 3n\left(\frac{u_A(x)}{3\Delta x}\right)^2. \tag{19}$$

W planowaniu pomiarów złożonych (pośrednich) także oblicza się niepewność standardową względną:

$$u_{rc} = \frac{u_c(y)}{y}. \tag{20}$$

Jeżeli $u_{rc}(y) \leq 5\,\%$, to nie ma potrzeby zmniejszania niepewności pomiarowych pomiarów bezpośrednich. Jeżeli jednak $u_{rc}(y) > 5\,\%$, w wyrażeniu na $u_c(y)$ po obliczeniu każdego składnika i jeszcze przed podniesieniem do kwadratu i zsumowaniem ich należy znaleźć składnik o maksymalnej wartości i zaznaczyć go pod wzorem:

$$u_c(y) = \left(\left[\frac{\partial y}{\partial x_1}u(x_1)\right]^2 + \underbrace{\left[\frac{\partial y}{\partial x_2}u(x_2)\right]^2}_{\max} + \cdots + \underbrace{\left[\frac{\partial y}{\partial x_m}u(x_z)\right]^2}_{\text{średni}}\right)^{1/2}. \tag{21}$$

Aby zmniejszyć $u_c(y)$, trzeba zmniejszyć składnik oznaczony jako max (maksymalny). Tutaj jest to przykładowo drugi składnik, ale może być każdy inny. Podobnie ze średnim składnikiem. Realne zmniejszenie składnika maksymalnego to zmniejszenie do składnika średniego. Przez przyrównanie obu składników otrzymuje się potrzebną wartość $u^*(x_2)$:

$$u^*(x_2) = \frac{1}{\frac{\partial y}{\partial x_2}} \cdot \frac{\partial y}{\partial x_m}u(x_m). \tag{22}$$

Jeśli w wyrażeniu na $u(x_2)$ przeważa $u_A(x_2)$, to niezbędną liczbę pomiarów n_p oblicza się ze wzoru:

$$n_p = n\left(\frac{u_A(x_2)}{u^*(x_2)}\right)^2. \tag{23}$$

Dla zmiennej x_2 należy wykonać dodatkową liczbę n_d pomiarów

$$n_d = n_p - n. \tag{24}$$

Jeśli w wyrażeniu na $u(x_2)$ przeważa $u_B(x)$, trzeba zmienić przyrząd na dokładniejszy.

Po określeniu wszystkich zmian przyrządów i liczby niezbędnych pomiarów należy wykonać ekspery-

ment właściwy – unikając niepewności eksperymentatora u_e tak dalece, jak to jest możliwe – i przeprowadzić odpowiedni rachunek niepewności pomiarowych. Natomiast powtórnego planowania pomiarów nie wykonuje się. W tym momencie można przejść do interpretacji fizycznej uzyskanych wyników i wyciągnięcia z niej wniosków.

7. Podsumowanie

Przy wykonywaniu eksperymentu fizycznego duże znaczenie przypisuje się:

- ocenie standardowych niepewności pomiarowych pomiarów bezpośrednich,
- na ich podstawie ocenie standardowych niepewności pomiarowych pomiarów pośrednich,
- porównywaniu wyników pomiarów z innymi (tablicowymi lub z innej metody),
- wyciąganiu jakościowych i ilościowych wniosków fizycznych z eksperymentu, co jest najważniejsze.

Przygotowanie wstępne może być na tyle efektywne, że toku dalszych eksperymentów Pracowni Fizycznej można będzie większą uwagę skupić na ich sensie fizycznym.

Literatura

[1] Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement – ISO GUM 1993.

[2] Guide to the Expression of Uncertainty In Measurement (GUM), Wyrażanie niepewności pomiaru. Przewodnik. Tłum. J.M. Jaworski. Główny Urząd Miar. Warszawa 1999.

[3] D. Turzeniecka: *Ocena niepewności wyniku pomiaru.* Wyd. Politechniki Poznańskiej. Poznań 1997.

[4] H. Szydłowski: Niepewności w pomiarach: międzynarodowe standardy w praktyce. WN UAM. Poznań 2001.

[5] H. Szydłowski: *Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów.* Postępy Fizyki 51(2)\2000, s. 92.

[6] International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology. VIM 1 1984; VIM 2 1994; VIM 3 2012.

[7] *International Vocabulary of Metrology – Basic and General Concepts and Associated Terms.* VIM 3, JCGM 200:2012.

[8] S.G. Rabinowicz: *Measurement Errors and Incertainties. Theory and Practice.* Third Edition, Springer Science and Media Inc. 2005, s. 286.

[9] M. Grabe, Measurement Uncertainties in Science and Technology. Springer-Verlag, 2005, s. 6.

[10] GUM z 2005 r. z małymi poprawkami JCGM 100:2008.

[11] *Evaluation of measurement data – Supplement 1 to the „Guide to the expression of uncertainty in measurement". Propagation of distributions using a Monte Carlo method,* JCGM 101:2008.

[12] Wyrażanie niepewności pomiaru przy wzorcowaniu EA-4/02. ISO 1999. Polskie wydanie 2001.

[13] P. Bilski, M. Dobies, A. Kozak, M. Makrocka-Rydzyk: *Materiały do ćwiczeń ze Wstępu do Pracowni Fizycznej. Normy ISO i matematyka w laboratorium.* WN UAM, w druku.

KSIĄŻKI NADESŁANE

John Gribbin

Skąd się wziął kot Schrödingera. Geniusz z Wiednia i kwantowa rewolucja

Pruszyński i S-ka, Warszawa 2014

Erwin Schrödinger to jedna z najbardziej fascynujących postaci we współczesnej fizyce. Bardziej roztargniony od Einsteina i bardziej niekonwencjonalny od artystycznej bohemy, bezskutecznie próbował przywrócić zdrowy rozsądek klasycznej fizyki światu kwantowemu. Jednak jego arcydzieło – praca, za którą otrzymał Nagrodę Nobla – stało się integralną częścią rewolucyjnej nowej fizyki.

Prywatnie był nie mniej interesującą postacią. Nigdy nie próbował ukrywać, że dzieli życie z żoną i kochanką, a żona – także mająca kochanków – jest zupełnie zadowolona z tego stanu rzeczy. Jako wykładowca ubierał się tak niedbale, że często brano go za studenta, a nawet za włóczęgę.

„Skąd się wziął kot Schrödingera" to pasjonująca opowieść o niezwykłej, kwantowej rzeczywistości i geniuszu, który dokonał rewolucji w dwudziestowiecznej fizyce.

Fascynująca opowieść... Gribbin skrupulatnie pokazuje łańcuch zdarzeń, który ukształtował myśli Schrödingera, przede wszystkim zaś intensywną korespondencję z Einsteinem, która dała początek jego słynnemu eksperymentowi myślowemu. Ta książka pozwala zrozumieć skomplikowane mechanizmy rządzące wielkimi naukowymi odkryciami. New Scientist

John Gribbin – jeden z najwybitniejszych współczesnych pisarzy popularnonaukowych, autor takich bestsellerów jak „W poszukiwaniu Multiświata", „Podróż do granic Wszechświata" i „Dlaczego jesteśmy". Słynie ze zdolności prostego wyjaśniania złożonych zagadnień. Twierdzi, że w twórczości pisarskiej – w znacznej mierze z udziałem żony, Mary Gribbin – stawia sobie za cel dzielenie się z czytelnikami swoim zachwytem nad osobliwościami Wszechświata. John Gribbin studiował astrofizykę w Cambridge, obecnie odbywa staż naukowy jako stypendysta Katedry Astronomii w University of Sussex.

Zjawiska powierzchniowe przy naświetlaniu kwantami γ o energii do 23 MeV próbek metalicznych w atmosferze gazowego sprężonego deuteru

R. Wiśniewski*, A. Yu. Didyk#, T. Wilczyńska-Kitowska*

* Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Otwock
# Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Rosja

Streszczenie. W artykule przedstawiono fragment badań nad układami metal – deuter pod wysokim ciśnieniem, napromieniowanych gamma kwantami o energii do 23 MeV. W szczególności pokazane są zdjęcia spękania próbek oraz zdjęcia wyrzutów materii z ich powierzchni, o charakterystycznych składach i o makroskopowych masach.

Wstęp

Powstałe dwa lata temu Narodowe Centrum Badań Jądrowych (NCBJ) stwarza doskonałe warunki do badań jądrowych – w szczególności nowych podejść, na początku może poświęconych zagadnieniom niszowym, tzn. nie do końca zbadanym przez pędzące do przodu główne centra badań fizycznych, takie jak CERN i dziesiątki innych. Postawiono więc problem, polegający na obserwacji tego, co może się dziać w obiektach „wodoro-deuterolubnych", takich jak pallad (i w innych wybranych próbkach metalicznych), będących pod działaniem wysokiego ciśnienia gazowego deuteru (wodoru), naświetlanych dużymi dawkami: kwantów γ, elektronów, protonów i neutronów, implantowanych jonami (przykładowo C i Bi) w temperaturach okołopokojowych. Zaczęto od – jak się wydawało – najprostszej sytuacji, czyli użycia kwantów gamma (osiągalnych dzięki współpracy NCBJ ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych) spektralnie czystego palladu, który mogliśmy zakupić w Polskiej Mennicy Państwowej dzięki finansowaniu ww. współpracy przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, oraz użycia wysokociśnieniowej aparatury własnej konstrukcji na gazowy deuter lub wodór.

Na pierwszy rzut oka jest to zagadnienie z fotoreakcji jądrowych, przebadanych dość gruntownie już w połowie ubiegłego wieku. Podstawową informacją jest to, że przekrój jest czynny na daną reakcję, który tylko w zakresie 10–30 MeV (to znaczy w zakresie gigantycznego jądrowego rezonansu dipolowego) ma silnie podwyższone wartości. Należało się spodziewać obserwowanie reakcji w ilościach typowych dla „kliszowów" czy użytkowników komór pęcherzykowych, coś więcej w obszarze rezonansowym. W naszym przypadku obserwowane efekty są w skali makroskopowej, takie jak wyrzuty czy radykalne zmiany składu chemicznego badanych próbek, które w naszych doświadczeniach były również trójwymiarowo makroskopowe, a nie foliowe czy cienko drucikowe. Przytoczonych w pracy efektów nie można skwalifikować jako uszkodzeń popromiennych, które dotyczą raczej struktury krystalograficznej, to jest wprowadzania uszkodzeń sieci (takich jak wakanse, defekty Frenkla czy Shottkiego, mniej dyslokacji czy mikroszczelin Stroha i Cotrella bądź szczeliny Griffitha). Dotychczas nie badano dokładniej efektów objętościowych próbek, a skupiono się na zjawiskach przy powierzchni, tj. na głębokościach do 10 μm (penetracja promieni X mikrosond pomiarowych składu chemicznego).

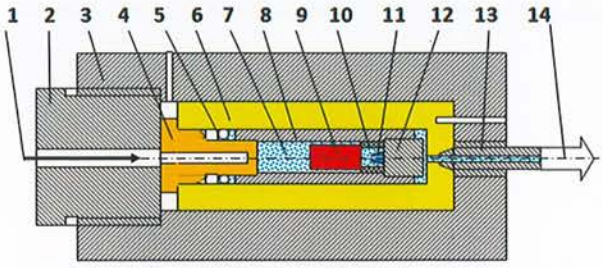
Przedmiotem pracy są – jak wspomniano wyżej – zjawiska towarzyszące napromieniowaniu kwantami γ, o energiach do 23 MeV, wybranych układów MeD_x (x~1 w przypadku palladu w całej objętości, w warstwie przypowierzchniowej w pozostałych przypadkach), w otoczeniu gęstego gazowego deuteru, tj. pod wysokim ciśnieniem (do 5000 barów), częściowo zatomizowanego. Jako źródła promieniowania użyto akceleratora elektronów MT-25, pokazanego na fot. 1. γ kwanty otrzymywano przy użyciu układu składającego się z hamującej tarczy wolframowej W (3 mm grubości) i aluminiowego Al (25 mm grubości) absorbenta

elektronów e^- o znanej przestrzennej charakterystyce strumienia [2]. Średnica wiązki elektronów tuż przed tarczą wolframową wynosi 6-8 mm. Użyte aparatury wysokociśnieniowe były wykonane ze stopów o nominalnym składzie CuBe2 lub Fe74Cr16Ni10(ASN), co stanowiło metaliczne otoczenie naświetlanych próbek, również częściowo naświetlanych. Badania były wykonywane przed i w zakresie gigantycznego jądrowego rezonansu dipolowego, zarówno na próbkach pojedynczych (takich jak Pd i Pb), jak i w zestawach próbek (takich jak Pd-Re, V-ASN czy bardziej złożony Al-YMn_2-Al-YMn_2-Cu-ASN). Autorzy spodziewali się uzyskać za pomocą reakcji jądrowych – fotojądrowych, atomizacji D_2, rozkładu d i innych procesów jądrowych, takich jak (p, n) – pewne elementy nowej nanotechnologii, szczególnie w układach złożonych. Zaobserwowano niespodziewane efekty, takie jak istotne zmiany składu chemicznego, nowe struktury mikrokrystaliczne i makroskopowe [2–4], pierwiastki cięższe od wyjściowych [5, 6] czy silne nieciągłości powierzchni próbek.

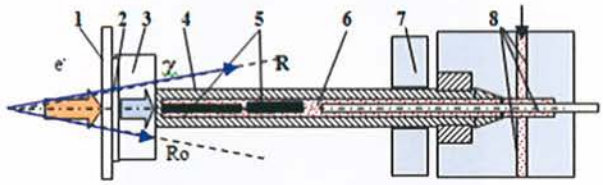
W niniejszej pracy przedstawiono występujące we wszystkich przypadkach napromieniowań wyrzuty materii z powierzchni próbek (mikroprotuberancje) o różnych kształtach, wymiarach od nano- do mikro- (nawet dziesiątek mikronów) i o składach różnych od materiałów bazowych, podobnych do składu Russela jako końcowego składu ewolucji gwiazd. Zaprezentowano również występowanie przypowierzchniowych pęknięć, nie wnikając jednak głębiej w ich strukturę.

Używana podstawowa aparatura

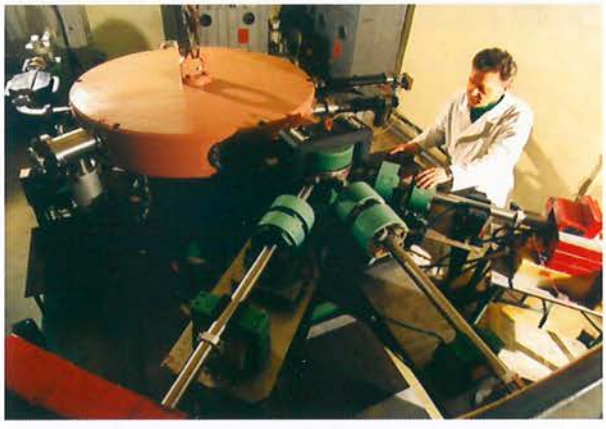
Podstawowym urządzeniem dla naszych badań był Mikrotron MT-25, pokazany na fot. 1, który znajduje się w Dubnej [1]. Dwa pozostałe główne urządzenia to przenośne aparatury wysokociśnieniowe na gazowy deuter, w opracowaniu autorskim, pokazane na rys. 1 i 2 [2, 3]. Użycie wodoru w miejsce deuteru w tych aparaturach jest rutynowe. Analizy składu chemicznego i rejestrację obrazową realizowano głównie w Państwowym Uniwersytecie Moskiewskim.



Rys. 1. Przenośna aparatura wysokociśnieniowa na gazowy wodór (deuter) do 5000 barów, typ I, 1 – wiązka promieniowania gamma, 2 – śruba zamykająca (CuBe2), 3 – korpus aparatury (stal), 4 – korek- okienko (CuBe2), 5 – system uszczelek wysokociśnieniowych, 6 – komora wysokociśnieniowa (CuBe2), 7 – gazowy deuter, 8 – oprawka próbki, 9 – próbka, 10 – pierścień, 11 – produkty reakcji, 12 – kolektor, 13 – kapilara wysokociśnieniowa, 14 – łącznik do układu miernika ciśnień, termopary i układu zasilania, odcinanego zaworem



Rys. 2. Kapilarowa, przenośna aparatura wysokociśnieniowa (palczasta) na gazowy wodór (deuter) do 4000 barów (typ II) ze schematem układu tarczy wolframowej, 1 – diafragma układu próżniowego MT-25, 2 – tarcza wolframowa, 3 – absorber aluminiowy, 4 – kapilara wysokociśnieniowa (stal austenityczna Fe72Cr18Ni10), 5 – badane próbki, 7 – ruchoma osłona ołowiana, 8 – łącznik do układu zasilającego, termopary wysokociśnieniowej i do miernika wysokich ciśnień

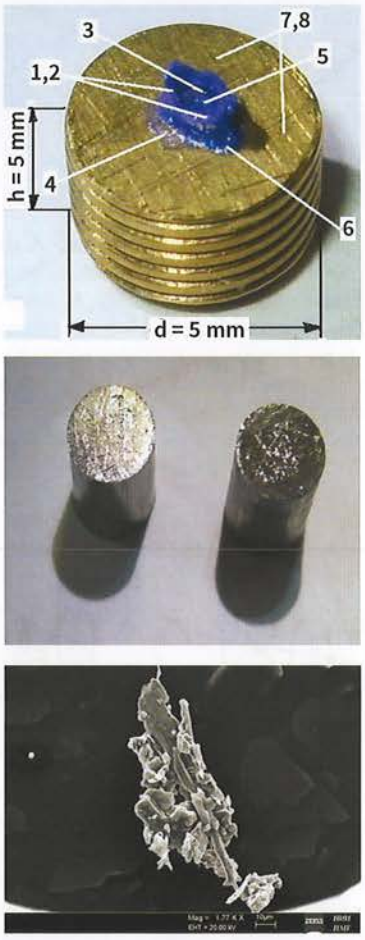


Fot. 1. Akcelerator elektronów, typ Mikroton MT-25, Laboratorium Reakcji Jądrowych, ZIBJ, Rosja [1]

Eksperyment z czystym palladem

Pierwszy eksperyment z zakresu artykułu wykonano przy użyciu aparatury takiej jak na rys. 1, z następującymi parametrami eksperymentu: natężenie prądu mikrotronu 8 mikroamperów, co dawało natężenie strumienia kwantów gamma ok. 10^{14} gamma kwantów/s o energii do 8 MeV, ciśnienie gazowego deuteru 3500 barów, czas trwania eksperymentu $t = (5 - 10) \times 10^4$ s, próbka palladowa o czystości 99,999% at. Wymiary próbki: średnica 4 mm, długość 5 mm, forma regularnego walca. Wygląd próbki przed i po naświetlaniu pokazano na fot. 2. Po wykonaniu eksperymentu na kolektorze (rys. 1, p. 12) znaleziono substancję o charakterze minerału i wy-

glądzie krateru, taką jak na fot. 2 (nadano jej roboczą nazwę annawitu). Jej skład chemiczny pokazano w tab. 1, w której nie figuruje pallad, a głównie tlen, węgiel i tytan. Bliższy opis eksperymentu jest przedmiotem pracy [2], w której stwierdzono wyraźne zmiany struktury obiektu wyjściowego oraz istotne zmiany składu i morfologii warstwy przypowierzchniowej.

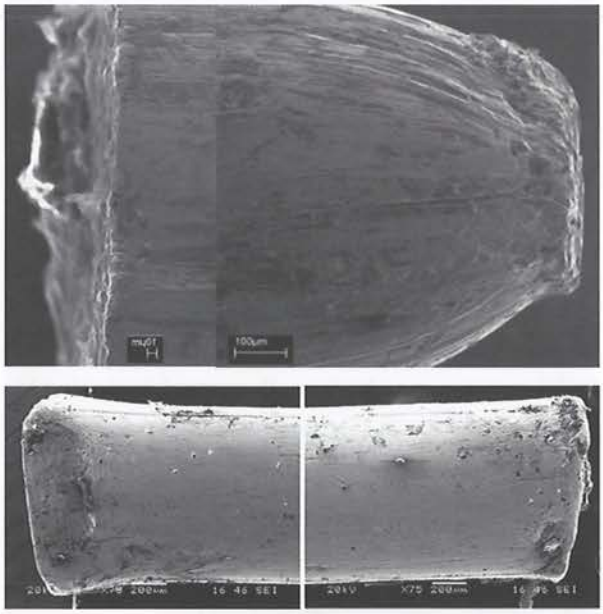


Fot. 2. Widok nowej, wulkanopodobnej struktury, osadzonej na kolektorze, 1, 2 – grań, 3 – wewnętrzna, cylindryczna ściana struktury, 4 – „rozlana" plama, 5 – dno struktury z nanoelementami o swoistych składach i postaci, 6 – „przetopione" fragmenty struktury i podłoża kolektora, 7, 8 – powierzchnia czołowa kolektora o praktycznie niezmienionym składzie. Niżej fotografia przedstawia powierzchnię czołową próbki od strony annawitu: po lewej – przed naświetlaniem, oraz po prawej – po naświetleniu oraz znaleziony na dnie krateru nanoelement zawierający 3,15at% ołowiu

Tab. 1. Skład chemiczny annawitu (nie wyznaczano elementów lżejszych niż C i lotnych)

Element	Z	Seria	C_W wt. %	Błąd wt. %	C_A at. %
C	6	K	25,08	3,42	40,24
O	8	K	35,60	4,43	42,87
Na	11	K	0,78	0,08	0,65
Mg	12	K	1,77	0,12	1,40
Al	13	K	4,88	0,25	3,49
Si	14	K	5,41	0,24	3,71
K	19	K	1,51	0,07	0,75
Ti	22	K	13,07	0,37	5,26
Cu	29	K	1,44	0,09	0,44
Zn	30	K	0,87	0,07	0,26
Au	79	L	9,60	0,37	0,94

Znaleziono zaskakujące zmiany kształtów badanych próbek o charakterze erozyjnym w próbce palladowej oraz o charakterze „puchnięcia" w próbce z renu (fot. 3). Pierwotny kształt obu próbek to regularne walce.



Fot. 3. Obrazy SEM końców próbek Pd i Re; po lewej – końców, na które pada promieniowanie

Efekty na próbkach Pd i Re

Doświadczenia z tymi próbkami przeprowadzano w aparaturze II typu, kiedy to możliwy jest wpływ obecności różnych próbek na spodziewane efekty. Wpływy te zostały zauważone, lecz – zgodnie z założeniem tematycznym niniejszej pracy – nie będą tu rozpatrywane.

W przypadku prawego końca próbki palladowej efekt erozyjny prowadzi do czterokrotnego zmniejszenia powierzchni czołowej! Ubytek masy jest wówczas makroskopowy i wynosi ok. 20 mg! Zmiana geometrii próbki wykonanej z renu przypomina efekt kości.

Dalsze obserwacje powierzchni próbek wykazały, że we wszystkich przypadkach przy powierzchniach próbek zaobserwowano twory materialne, które można traktować jak wyrzuty materii (mikro-

protuberancje) z wnętrza próbek, ściślej z warstwy przypowierzchniowej. Wymiary tych wyrzutów wynoszą od poszczególnych mikrometrów do dziesiątych części milimetra (patrz fot. 4 i dalsze). Skład chemiczny tych wyrzutów jest różny od składu materii wyjściowej. Jest więc wynikiem zaistniałych zlokalizowanych reakcji jądrowych o charakterze reakcji lawinowej lub podobnej w warstwie przypowierzchniowej samoograniczającej się, nieznanej do tej pory.

Fot. 4. Wyrzuty z próbek palladowych z przedniej i tylnej podstawy próbki

Liczbę atomów w wyrzucie określa się na 10^{12}.

Drugim powszechnym zaobserwowanym przez nas efektem jest występowanie pęknięć (szczelin) przypowierzchniowych, których mechanizm jest trudniejszy do interpretacji. Zmiana składu chemicznego den tych szczelin świadczy o zachodzeniu w tych obszarach również reakcji jądrowych. Nie wiadomo jednak, dlaczego powstaje szczelina, a nie obiekt o symetrii kołowej.

Tab. 2. Składy wyrzutów z przedniej i tylnej podstawy próbki palladowej w p. 1 i 4 na fot. 4

Element	Seria	Punkt 4		Punkt 1	
		wt. %	at. %	wt. %	at. %
C	K	30,40	47,58	–	–
O	K	9,52	11,42	18,24	17,9
Na	K	–	–	–	–
Mg	K	1,32	1,02	50,18	54,5
Al	K	55,14	38,42	–	–
Si	K	0,37	0,45	3,14	3,28
S	K	0,11	0,07	1,04	0,96
Cl	K	0,74	0,39	0,50	0,41
K	K	0,43	0,20	1,89	1,42
Ca	K	0,27	0,13	0,71	0,52
Cr	K	0,29	0,10	0,96	0,54
Mn	K	0,36	0,12	0,63	0,33
Fe	K	0,82	0,28	4,51	2,37
Ni/Cu	K	0,02	0,01	4,05	1,87
Zn/Pd	K/L	–	–	3,84/2,3	0,97

Obrazy pęknięć i małych kryształów na bocznej powierzchni próbki Pd

Na fot. 5 pokazano szczeliny powstałe na powierzchni bocznej próbki palladowej. Przykładowo pokazano zauważone tam małe kryształy o bardzo interesującym składzie (z zawartością atomów z sąsiedniej próbki renowej). Powstawanie takich kryształków to osobne zagadnienie. Przykładowy skład kryształka i dna szczeliny przytoczono w tab. 3, p. 11 i 12.

Fot. 5. Mikrokryształy i pęknięcie na powierzchni bocznej próbki Pd

Tab. 3. Skład małych kryształów (p. 11) i w wybranym punkcie dna pęknięcia (p. 12, fot. 5)

Element	Seria	Punkt 11		Punkt 12	
		wt. %	at. %	wt. %	at. %
O	K	28,60	72,12	29,59	55,11
Na	K	0,54	0,95	–	–
Al	K	0,42	0,63	0,62	0,69
Si	K	–	–	25,35	26,89
S	K	0,19	0,23	1,11	1,03
Cl	K	0,12	0,14	1,09	0,91
K	K	5,60	5,77	1,65	1,26
Ca	K	–	–	2,42	1,80
Mn	K	0,76	0,56	1,48	0,80
Fe	K	1,09	0,79	4,23	2,26
Ni	K	–	–	0,68	0,34
Zn	K	–	–	0,74	0,34
Pd	L	32,19	12,20	30,05	8,41
Re	L	30,50	6,61	–	–
Pt	L	–	–	0,99	0,15

Szczeliny w próbce renowej

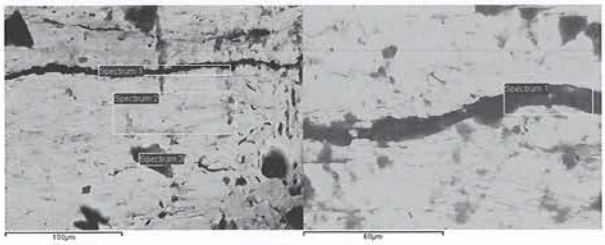
Podobne szczeliny zauważa się na powierzchni bocznej tej próbki. Wydaje się jednak, że są one bardziej regularne i nie zaobserwowano w nich atomów palladu, a głównie węgiel.

Obserwacje próbki wanadowej

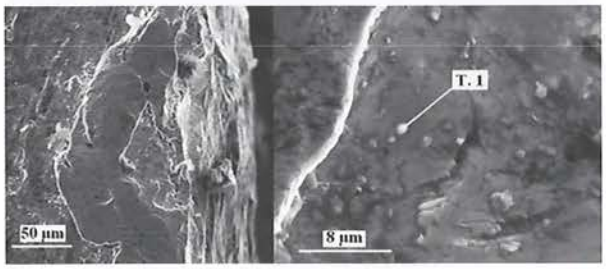
Poniżej przedstawiono zmiany powierzchniowe końca próbki wanadowej, będącej w sąsiedztwie próbki ze

stali nierdzewnej, złożonej głównie z żelaza, kobaltu i niklu.

Skład chemiczny próbki wanadowej w punkcie 1 fot. 7 to głównie C21 % at, O53 % at, Ca5 % at i V21 % at.



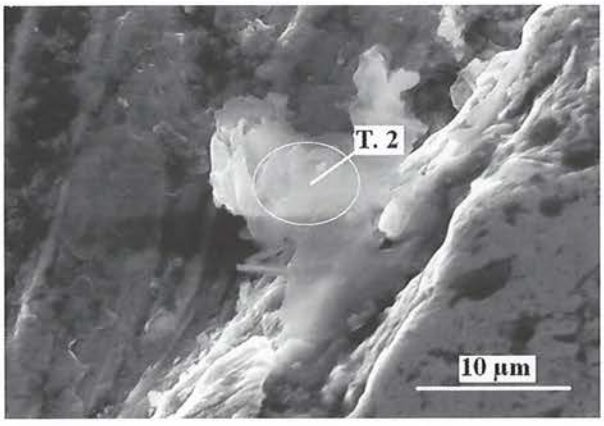
Fot. 6. Pęknięcia w próbce wykonanej z renu



Fot. 7. Prawy koniec próbki wanadowej w różnych powiększeniach

Wyrzuty w próbce wanadowej

Wyrzuty na powierzchni bocznej próbki wanadowej okazały się liczne i niekiedy fantazyjne. Na fot. 8 pokazano przykład tych wyrzutów, a w tab. 4 skład tzw. wyrzutu kwiatowego.

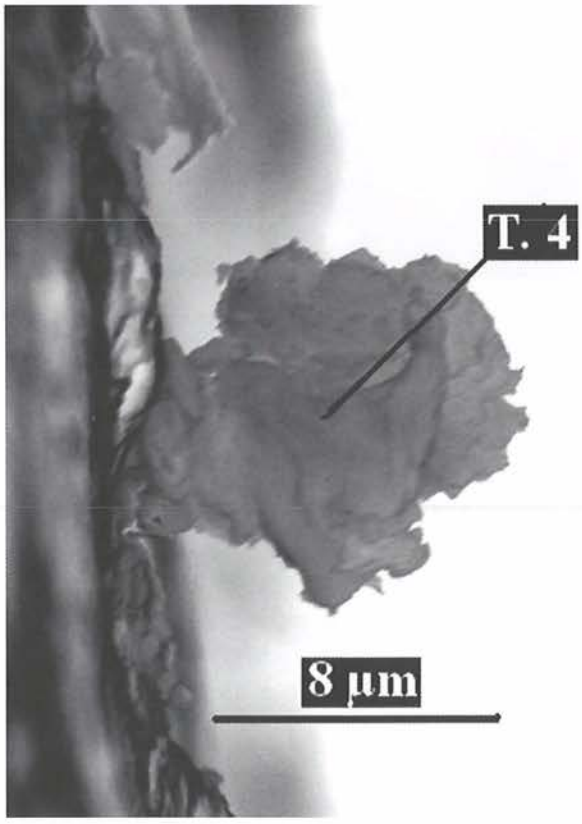


Fot. 8. Przykład wyrzutu w próbce wanadowej

Na fot. 9 pokazano duży fragment powierzchni próbki w niezmienionym stanie oraz „na horyzoncie" elementy wyrzutowe.

Fotografia 10 przedstawia najbardziej okazały i istotny w interpretacji tych zjawisk wyrzut nazwany przez autorów „kwiatowym", zawierający głównie aluminium i węgiel.

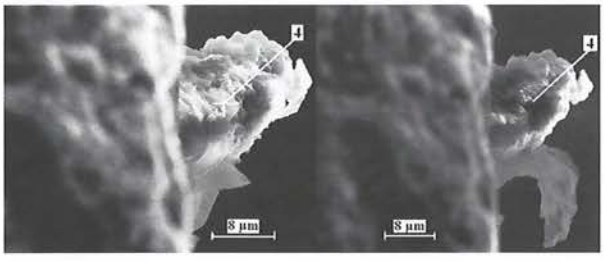
Fot. 9. „Lunar landscape" na powierzchni próbki V



Fot. 10. Wyrzut kwiatowy z próbki wanadowej

Wyrzuty na próbkach Al i Cu

Na tych próbkach zaobserwowano szczególnie dużo ciekawych wyrzutów i – jak się wydaje – zmian struktury powierzchni, w szczególności w próbce Al. Jako przykład pokazano dwa wyrzuty, z których drugi jest zmieniony ingerencją pomiarów składu.

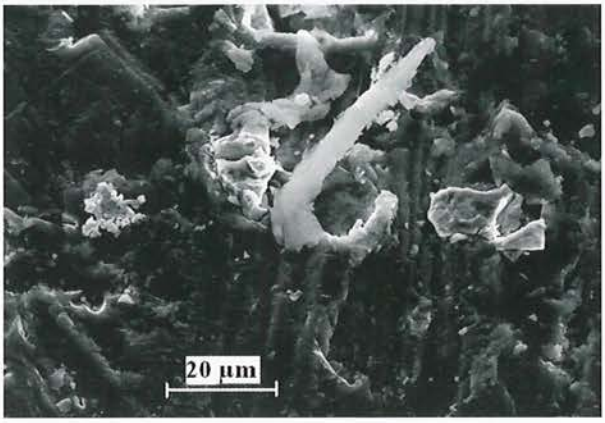


Fot. 11. Wyrzuty z próbki Al (objaśnienie – patrz tekst)

Tab. 4. Skład wyrzutu kwiatowego

Element	Seria	wt. %	at. %	Δ wt. %
$_{6}$C	K	22,73	39,08	3,86
$_{8}$O	K	7,02	9,06	1,22
$_{12}$Mg	K	1,02	0,86	0,02
$_{13}$Al	K	64,42	49,29	0,07
$_{17}$Cl	K	0,38	0,22	0,05
$_{23}$V	K	0,56	0,23	2,25
$_{29}$Cu	K	3,87	1,26	0,20

W przypadku aluminium wyrzuty osiągają szczególnie duże wymiary – na fot. 12 pokazano przykład wyrzutu – giganta.



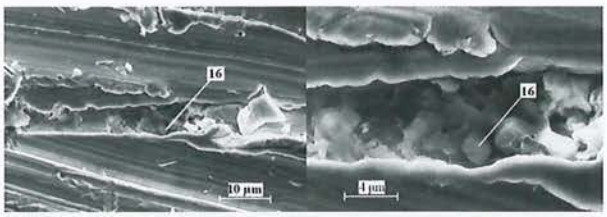
Fot. 12. Wyrzut z próbki Al o zaobserwowanej maksymalnej długości 60 mm

Tab. 5. Skład chemiczny największego wyrzutu z próbki Al

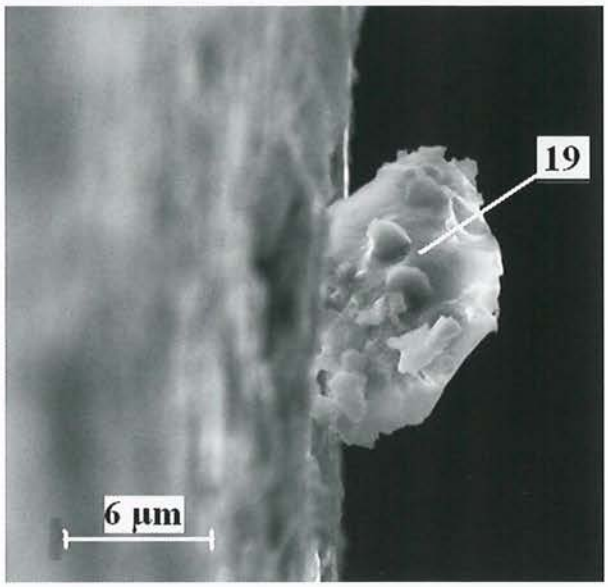
$_{Z}$N	Seria	wt. %	at. %
$_{6}$C	K	33,20 ± 8, 1	50,82
$_{8}$O	K	12,38 ± 3, 2	14,22
$_{11}$Na	K	1,10 ± 0, 15	0,88
$_{13}$Al	K	45,79 ± 3, 3	31,20
$_{14}$Si	K	0,77 ± 0, 09	0,50
$_{16}$S	K	0,19 ± 0, 05	0,11
$_{17}$Cl	K	0,76 ± 0, 08	0,39
$_{19}$K	K	0,31 ± 0, 05	0,15
$_{20}$Ca	K	1,16 ± 0, 09	0,53
$_{25}$Mn	K	1,85 ± 0, 11	0,62
$_{26}$Fe	K	0,57 ± 0, 06	0,19
$_{39}$Y	L	1,93 ± 0, 17	0,40

Wyrzuty i pęknięcia na próbce Cu

Na fot. 13 pokazano przykład pęknięcia na powierzchni bocznej próbki miedzianej z wykrystalizowanym na dnie nanokryształem o składzie pokazanym w tab. 6. Z kolei na fot. 14 przedstawiono sytuację jakby „uderzenia" cząstki w podłoże i skład tej cząstki (z występującym rzadko itrium).



Fot. 13. Obraz pęknięcia otrzymany techniką SEM w różnych powiększeniach



Fot. 14. „Efekt uderzenia" cząstki 19 w podłoże Cu

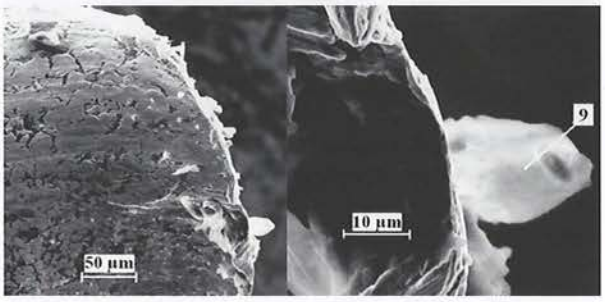
Tab. 6. Skład cząstki 19 z obserwowanym elementem Y w dużej ilości

$_{Z}$N	wt.%	at.%	Mn/Y
$_{6}$C	7,64±3, 26	24,02	–
$_{8}$O	2,40±1, 09	5,76	–
$_{12}$Mg	0,76±0, 15	1,18	–
$_{13}$Al	22,55±1, 57	31,57	–
$_{14}$Si	0,91±0, 13	1,23	–
$_{29}$Cu	3,19±0, 22	1,90	
$_{25}$Mn	29,90±1, 12	20,56	1,48 at.%
$_{39}$Y	32,65±1, 93	13,87	0,92 wt. %

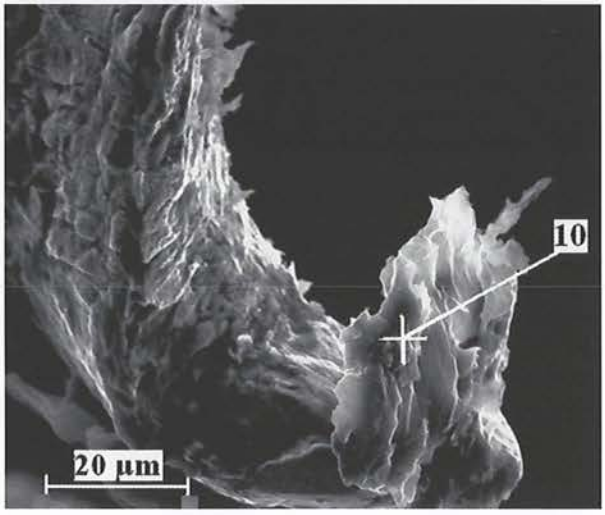
Efekty obserwowane na powierzchni stali austenitycznej

Dużym zaskoczeniem jest występowanie silnych deformacji i wyrzutów w stali austenitycznej, zawierającej głównie żelazo, chrom i nikiel. Ze względu na zastoso-

wanie tej stali w konstrukcjach atomowych elektrowni obserwacje mają szczególne znaczenie.



Fot. 15. Zmiana struktury powierzchni i wyrzut – p. 9 próbki stalowej



Fot. 16. Obraz otrzymany za pomocą techniki SEM struktury nazwanej „zębem smoka", składającej się głównie (w p. 10) z C91 % at, Al 7 % at i Ag 1,4 % at

Podsumowanie

Obserwowane zjawiska wyrzutów i pęknięć zachodzą w warstwach przypowierzchniowych, w których jądra deuteru i wodoru (czyli d i p) są w odległościach odpowiadających stanowi gazowemu tych gazów o ciśnieniu do 1 Mbara. Oddziaływanie g kwantów może być wspomagane polem wewnętrznym metali.

Oprócz atomizacji gazu i rozbicia deuteronów na szybkie neutrony i protony mamy możliwość bezpośredniego rozbicia jądra palladu przez te cząstki. Stąd prawdopodobieństwo zajścia łańcuchowych procesów reakcji jądrowych o ograniczonym zasięgu.

Bardzo dobrze obrazuje to tzw. wyrzut kwiatowy, u którego podnóża wyraźnie widać ubytek materiału podłoża. Należy zwrócić uwagę, że w składzie wyrzutu kwiatowego z aluminium $_{13}$Al obserwuje się takie cięższe od Al elementy jak $_{14}$Si, $_{16}$S, $_{17}$Cl, $_{19}$K, $_{20}$Ca i $_{25}$Mn. Pochodzenie jąder $_{26}$Fe i $_{39}$Y w wyrzutach z aluminium jest trudne do ustalenia. Ten ostatni jest aż trzy razy cięższy niż wyjściowy. Mała liczba jąder cięższych, w zakresie od 0,1 do 0,5 %, raczej uwiarygodnia te obserwacje. Wyjaśnienie teoretyczne obserwowanych przez nas zjawisk jest trudne. Dlatego jeden z recenzentów naszych prac nazwał je „ciekawymi anomaliami, w pełni zasługującymi na publikację".

Podziękowania

Autorzy dziękują organizatorom 42 Zjazdu Fizyków Polskich za umożliwienie im prezentacji posteru na Zjeździe, Ministerstwu Nauki i Szkolnictwa Wyższego za finansowanie naszej współpracy, a NZZ Solidarność i ZNP w NCBJ za wsparcie.

Literatura

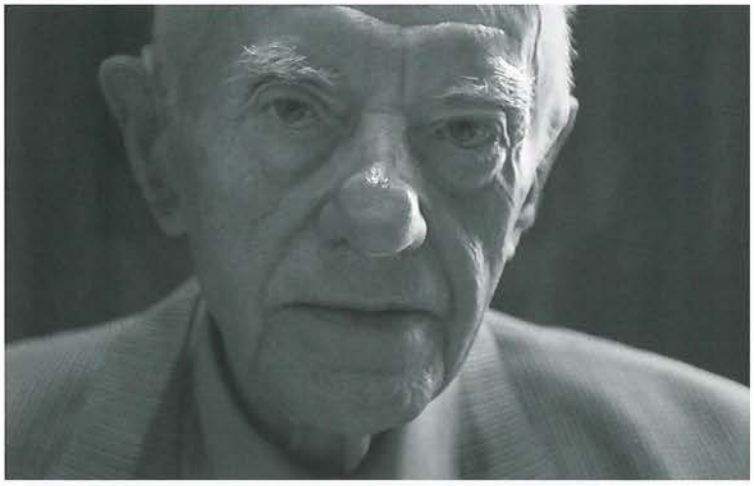
[1] MT-25 Microtron Electron Accelerator, *flerovlab.jinr.ru. flnr/microtron.hfnl.*
[2] A.Yu. Didyk, R. Wiśniewski, EPL 99/2012, s. 22001-6.
[3] A.Yu. Didyk, R. Wiśniewski, „Journal of Physics Science and Applications", 3 (4, 2013), 209–217.
[4] A.Yu. Didyk, R. Wiśniewski, Program & Abstract Book, 17th ICCF, August 12–17 (2012), p. 49 i 106, Daejen, Korea.
[5] A.Yu. Didyk, R. Wiśniewski, EPL, 103 (2013), p. 42002-8.
[6] R. Wiśniewski, A.Yu. Didyk, T. Wilczyńska-Kitowska, *Zjawiska powierzchniowe przy naświetlaniu g kwantami o energii do 23 MeV próbek metalicznych w atmosferze gazowego sprężonego deuteru. Abstrakty*, 42ZFP, Poznań 2013, s. 72.

Roman Stanisław Ingarden (1920–2011)

Józef Szudy, Andrzej Jamiołkowski, Miłosz Michalski
Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń

12 lipca 2011 r. zmarł w Krakowie Roman Stanisław Ingarden, emerytowany profesor zwyczajny i wieloletni dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, twórca toruńskiej szkoły fizyki matematycznej.

Urodził się 1 października 1920 r. w Zakopanem w rodzinie wybitnego polskiego filozofa – Romana Witolda Ingardena. Kilka miesięcy po urodzeniu, na początku 1921 r., wraz z rodziną przybył do Torunia, gdzie jego ojciec – po doktoracie zrobionym w 1918 r. u Edmunda Husserla we Fryburgu Badeńskim – został zatrudniony jako nauczyciel gimnazjalny matematyki i propedeutyki filozofii. W Toruniu mieszkał do końca stycznia 1926 r., po czym wraz z rodzicami i dwoma młodszymi braćmi przeprowadził się do Lwowa, gdzie jego ojciec – po habilitacji u Twardowskiego – został najpierw docentem prywatnym, a od 1933 r. profesorem nadzwyczajnym Uniwersytetu Jana Kazimierza. W rozmowie przeprowadzonej dla *Postępów Fizyki* (tom 46, zeszyt 4, 1995, s. 357) Roman Stanisław Ingarden z nostalgią stwierdził, że zachował jak najlepsze wspomnienia z dzieciństwa i młodości, spędzonych we Lwowie. Jeszcze jako uczeń gimnazjalny zetknął się – na płaszczyźnie towarzyskiej – z zaprzyjaźnionymi z jego rodzicami wybitnymi polskimi matematykami, fizykami i filozofami, m.in. Stefanem Banachem, Hugo Steinhausem, Juliuszem Schauderem, Stanisławem Saksem, Wojciechem Rubinowiczem, Stanisławem Lorią, Kazimierzem Ajdukiewiczem i Leonem Chwistkiem. Wraz z ojcem bywał w słynnej Kawiarni Szkockiej, ulubionym miejscu spotkań i dyskusji Banacha i jego grupy, gdzie była sławna „Księga Szkocka". Prawdopodobnie wówczas właśnie ukształtowały się jego szerokie zainteresowania, wykraczające daleko poza uprawianą później zawodowo fizykę teoretyczną, obejmujące w szczególności lingwistykę, teorię poznania, logikę, historię nauki, a także biologię, biofizykę i informatykę.



Po maturze, w 1938 r., Roman Stanisław rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Jana Kazimierza, równolegle studiując filozofię. Po zajęciu Lwowa przez Sowietów we wrześniu 1939 r. kontynuował studia (w większości pod kierunkiem polskich profesorów, m.in. Wojciecha Rubinowicza) na przejętym przez ZSRR Uniwersytecie, któremu nadano imię Iwana Franki. Jednak wybuch wojny niemiecko-sowieckiej i zajęcie Lwowa przez Niemców w czerwcu 1941 r. spowodowały, że Uniwersytet został zamknięty. Rodzina została wówczas bez środków do życia. Na szczęście, Roman Stanisław znalazł pracę w firmie Jana Bujaka, wytwarzającej różne urządzenia optyczne, m.in. do celów geodezyjnych. Z jednej strony, praca w tej firmie dawała skromne środki na utrzymanie całej rodziny, z drugiej zaś ukierunkowała zainteresowania Ingardena na problemy optyki, która później stała się jego ulubioną gałęzią fizyki. To wówczas Ingarden zapoznał się z podstawowymi metodami obliczeniowymi optyki geometrycznej i zaprojektował szereg układów optycznych, w tym m.in. obiektywy do mikroskopów, aparatów fotograficznych i do projekcji kinowej. Były one następnie produkowane przez firmę Bujaka, w której Ingarden pracował aż do końca okupacji niemieckiej i ponow-

nego przejęcia Lwowa – w lipcu 1944 r. – przez ZSRR. Ponieważ władze sowieckie uruchomiły Uniwersytet im. Iwana Franki, Ingarden postanowił kontynuować przerwane studia fizyki. Uczęszczał wówczas na wykłady prof. Rubinowicza oraz jego ucznia, prof. Milianczuka. W kwietniu 1945 r., obawiając się wywózki do Donbasu, przyłączył się do transportu repatriacyjnego, z którym przyjechał do Krakowa, gdzie wstąpił na Uniwersytet Jagielloński i w lutym 1946 r. uzyskał dyplom magistra na podstawie pracy wykonanej pod kierunkiem prof. Jana Weyssenhoffa. Jeszcze przed magisterium Roman Stanisław Ingarden został asystentem prof. Stanisława Lorii, który po repatriacji ze Lwowa objął Katedrę Fizyki Doświadczalnej na Uniwersytecie Wrocławskim. Katedra Fizyki Teoretycznej w tym czasie była jeszcze nieobsadzona. Wspólnie z prof. Lorią czynił wtedy usilne starania o sprowadzenie do Wrocławia swojego lwowskiego nauczyciela, prof. Rubinowicza, ten jednak zdecydował się objąć katedrę na Uniwersytecie Warszawskim. Pod kierunkiem Rubinowicza Ingarden napisał rozprawę doktorską zatytułowaną *O idealnym odwzorowaniu optycznym w mikroskopie elektronowym*, w której wykorzystał pewne metody geometrii różniczkowej, w szczególności tzw. geometrię Finslera, co – jak się okazało wiele lat później – było wyczynem pionierskim. Obrona odbyła się w styczniu 1949 r. na Uniwersytecie Warszawskim. Po zrobieniu doktoratu został adiunktem w Zakładzie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, zaś we wrześniu 1949 r. został awansowany na stanowisko zastępcy profesora i jednocześnie powierzono mu kierownictwo tego Zakładu, którego był faktycznym organizatorem. Pod jego kierunkiem prace magisterskie wykonali późniejsi profesorowie, wybitni fizycy Jan Łopuszański i Zygmunt Galasiewicz. Tematyka badawcza Ingardena w owym czasie nadal dotyczyła optyki geometrycznej i teorii dyfrakcji. W szczególności dokonał on uogólnienia teorii tzw. brzegowej fali ugięcia, sformułowanej przez Rubinowicza, co wzbudziło duże zainteresowanie wśród specjalistów i zaowocowało zaproszeniem Ingardena na roczny pobyt (1961–1962) do Instytutu Couranta Nauk Matematycznych w Nowym Jorku.

Drugą dziedziną, będącą przedmiotem zainteresowań Ingardena, była fizyka statystyczna. Jednak – zaangażowany w prace organizacyjne przy tworzeniu wrocławskiego ośrodka fizyki teoretycznej – miał wówczas mało czasu na to, aby w pełni prowadzić badania w tym zakresie.

Co więcej, w połowie lat pięćdziesiątych przystąpił do tworzenia we Wrocławiu najpierw Pracowni, a wkrótce potem Zakładu Niskich Temperatur, który wszedł w struktury organizacyjne Polskiej Akademii Nauk. W celu zapoznania się z tą nową dla niego problematyką w 1954 i 1955 r. dwukrotnie wyjechał na trzymiesięczne staże do Charkowa – do znanego Instytutu Niskich Temperatur. Szukając odpowiedniej lokalizacji, wpadł na pomysł, żeby objąć starą elektrownię prądu stałego (już przed wojną Wrocław miał sieć prądu stałego !), w której było kilka dużych generatorów – po kilka metrów wysokości. Ingarden wpadł na pomysł, aby ich użyć do silnych elektromagnesów dla badań niskotemperaturowych. Takie magnesy zostały zbudowane, dzięki czemu takie badania stały się możliwe. Roman Stanisław Ingarden był kierownikiem Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN, jednocześnie pracując w Uniwersytecie Wrocławskim, ale po kilku latach zrezygnował z kierownictwa, gdyż chciał się poświęcić wyłącznie pracom teoretycznym w dziedzinie fizyki statystycznej, która coraz bardziej go fascynowała. Funkcję kierownika Zakładu przejął najpierw prof. Józef Mazur, a następnie prof. Włodzimierz Trzebiatowski, który przekształcił go w Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Jednych z późniejszych dyrektorów tego Instytutu był prof. Jan Klamut, uczeń Ingardena.

Pod koniec lat pięćdziesiątych Roman Stanisław Ingarden zafascynował się pracami Shannona, dotyczącymi teorii informacji, i postanowił zastosować ją do optyki, fizyki statystycznej, termodynamiki, a także do mechaniki kwantowej. Uznał bowiem, że informacja jest jednym z fundamentalnych pojęć fizycznych i że powinna w aksjomatyczny sposób pojawiać się w teoriach fizycznych. Wspólnie z prof. Kazimierzem Urbanikiem, matematykiem z Uniwersytetu Wrocławskiego, w 1962 r. w czasopiśmie *Colloquium Mathematicum* opublikował pracę zatytułowaną *Information without probability*, która wywołała duże zainteresowanie, pokazano w niej bowiem, że – z matematycznego punktu widzenia – pojęcia prawdopodobieństwa i informacji mogą być traktowane równoważnie. Zapoczątkowała ona cykl prac Ingardena, w których sformułował on – najpierw z Urbanikiem, a potem z Andrzejem Kossakowskim z Torunia – podstawy termodynamiki informacyjnej. Wprowadził wówczas pojęcie tzw. temperatur wyższych rzędów. Opublikował także kilka prac na temat zastosowania teorii informacji do opisu koherencji światła.

W 1964 r. Roman Stanisław Ingarden uzyskał na Uniwersytecie Wrocławskim tytuł profesora zwyczajnego. Był tam wówczas kierownikiem Katedry Ciała Stałego i Niskich Temperatur. Jego prace na temat termodynamiki informacyjnej zainteresowały prof. Aleksandra Jabłońskiego, twórcę toruńskiego ośrodka fizyki. Jako wybitny optyk i pionier fotofizyki molekularnej, Jabłoński wspierał nowe podejścia teoretycz-

ne i dlatego zaproponował Ingardenowi przeniesienie się do Torunia, który przyjął tę propozycję. 1 kwietnia 1966 r. Ingarden został mianowany profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Mikołaja Kopernika i kierownikiem utworzonej specjalnie dla niego Katedry Termodynamiki i Teorii Promieniowania. Pierwszymi pracownikami tej Katedry byli Andrzej Kossakowski i Zygfryd Czajkowski, później dołączył Andrzej Jamiołkowski. Jej utworzenie zainicjowało badania naukowe w nowej i atrakcyjnej dziedzinie, a ponadto wpłynęło pozytywnie na dalszy rozwój ośrodka toruńskiego.

Na początku roku akademickiego 1969/1970 prof. Ingardenowi powierzono stanowisko dyrektora nowo utworzonego Instytutu Fizyki UMK, który powstał w wyniku połączenia wszystkich dotychczas istniejących katedr teoretycznych i doświadczalnych. Na tym stanowisku pracował do 1978 r., będąc jednocześnie kierownikiem, wchodzącego w skład Instytutu, Zakładu Fizyki Statystycznej i Matematycznej. Jego twórczej i pełnej energii osobowości Instytut ten zawdzięcza wiele cennych przedsięwzięć naukowych i organizacyjnych. Chociaż sam był teoretykiem, usilnie wspierał rozwój badań doświadczalnych, szczególnie w dziedzinie optyki kwantowej, fizyki węgla i fizyki laserów barwnikowych. W 1969 r. udało mu się pokonać rozliczne trudności i doprowadzić do założenia międzynarodowego czasopisma *Reports on Mathematical Physics*, którego pierwszy numer wyszedł w lutym 1970 r. Czasopismo to zdobyło znaczną popularność zarówno w kraju, jak i za granicą, a obecnie widnieje na liście filadelfijskiej i cieszy się znacznym prestiżem wśród fizyków matematycznych. Przy okazji odbywanych raz do roku posiedzeń Międzynarodowej Rady Redakcyjnej tego czasopisma prof. Ingarden organizował Sympozja Fizyki Matematycznej, które nadal się odbywają – z udziałem znakomitych fizyków matematycznych z całego świata.

Na początku lat siedemdziesiątych Roman S. Ingarden powrócił do metod geometrii Finslera, które po raz pierwszy zastosował przed laty w swojej pracy doktorskiej dotyczącej optyki geometrycznej. Tym razem jednak geometria Finslera pojawiła się w jego badaniach w kontekście fizyki statystycznej i teorii informacji. Na zaproszenie prof. Makoto Matsumoto z Kyoto w 1975 r. Ingarden wyjechał na trzy miesiące do Japonii. Był to jego pierwszy kontakt z Japonią, który potem przerodził się w wieloletnią współpracę. W ten sposób został zapoczątkowany drugi wątek jego prac poświęconych przestrzeniom Finslera i ich związkom z termodynamiką. Ukoronowaniem wieloletnich badań w tej dziedzinie stało się wydanie w 1993 r. monografii *The theory of sprays and Finsler spaces with applications in phyiscs and biology* w wydawnictwie Kluwer Academic Publishers, wspólnie z P.L. Antonellim z Kanady i Makoto Matsumoto z Japonii.

Niezależnie od tych prac w kierowanym przez prof. Ingardena Zakładzie rozpoczęto – również na początku lat siedemdziesiątych – systematyczne badania dynamiki otwartych układów kwantowych. W badaniach tych szczególną rolę przypisywano pojęciu informacji, traktowanemu jako fundamentalne pojęcie fizyczne. W 1976 r. Roman Stanisław Ingarden opublikował ważną pracę pt. *Quantum information theory*, wyprzedzającą o 20 lat eksplozję zainteresowania procesami przepływu informacji w mikroświecie. Niektóre wyniki uzyskane w tym czasie w szkole Ingardena odegrały istotną rolę w końcu minionego stulecia w powstawaniu i rozwoju informatyki kwantowej oraz kryptografii kwantowej. W 1992 r. prof. Ingarden założył drugie międzynarodowe czasopismo – *Open Systems and Information Dynamics*, które szybko znalazło się na liście filadelfijskiej.

Z inicjatywy i przy współautorstwie prof. Ingardena powstał cykl podręczników akademickich obejmujących podstawowe kursy fizyki teoretycznej w nowoczesnym ujęciu: *Elektrodynamika klasyczna* (1979, z A. Jamiołkowskim), *Mechanika klasyczna* (1980, z A. Jamiołkowskim), *Mechanika kwantowa: ujęcie w przestrzeni Hilberta* (1989, z M. Grabowskim) oraz *Fizyka statystyczna i termodynamika* (1990, z A. Jamiołkowskim i R. Mrugałą). Ponadto, wspólnie z Lechem Górniewiczem, napisał dwa podręczniki dotyczące matematyki: *Analiza matematyczna dla fizyków* (1981) oraz *Algebra z geometrią dla fizyków* (1993).

Ważne miejsce w działalności Romana S. Ingardena zajmowała historia fizyki. W 1948 r. w *Kwartalniku Filozoficznym* opublikował obszerny artykuł o Kartezjuszu jako fizyku i matematyku. W 1994 r. wydał książkę *Fizyka i fizycy: studia i szkice z historii i filozofii fizyki* oraz książkę o swoim ojcu *Roman Witold Ingarden: życie filozofa w okresie toruńskim (1921–1926)*.

Profesor Ingarden był zafascynowany historią, współczesnością i kulturą Japonii. Po swoim pierwszym tam pobycie zaczął się uczyć języka japońskiego, a swoją pasję przeniósł na studentów i pracowników Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, gdzie zorganizował i prowadził lektorat japońskiego. Dzięki jego staraniom na Wydziale Filologicznym UMK została powołana Pracownia Języka i Kultury Japońskiej. W uznaniu jego zasług dla współpracy polsko-japońskiej w 2002 r. cesarz Akihito odznaczył go Orderem Świętego Skarbu – Złotymi Promieniami ze Wstęgą. W 1996 r. prof. Roman Stanisław Ingarden został doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Mikołaja Kopernika. Został pochowany na Cmentarzu Salwatorskim w Krakowie.

O fizyce i cywilizacji

rozmowa z profesorem Andrzejem Staruszkiewiczem

Rozmawiał Andrzej M. Kobos

O wczesnych latach

Andrzej M. Kobos: *Czy mógłby Pan opowiedzieć o swojej młodości?*

Andrzej Staruszkiewicz: Moja wczesna młodość była dość smutna. Urodziłem się w wiosce Deszno pod Rymanowem Zdrojem. Przed wojną moi rodzice pracowali w Bydgoszczy, skąd – na początku wojny, w pierwszych dniach września 1939 r. – uciekli. Bardzo mądrze, bo Niemcy zrobili w Bydgoszczy masakrę polskiej inteligencji i prawie na pewno mój ojciec zostałby rozstrzelany jako nauczyciel gimnazjum, który z różnych powodów wśród mniejszości niemieckiej był niepopularny. Moi rodzice uciekali do rodzinnego Lwowa, ale wobec wejścia Rosjan 17 września zawrócili z drogi i w końcu w połowie grudnia 1939 r. dotarli do Deszna, gdzie jeszcze przed pierwszą wojną światową mój dziadek wybudował dom na lato – bez ogrzewania, wody i elektryczności. W tym domu się urodziłem – 15 stycznia 1940 r. – i tam moja rodzina przetrwała wojnę. Po wojnie wróciliśmy do Bydgoszczy. Podczas wojny mój ojciec poważnie zachorował. Zdawał sobie sprawę, że jest nieuleczalnie chory, więc zależało mu na tym, abym jak najwcześniej skończył szkołę. Gdy miałem sześć lat, ojciec – wykorzystując znajomości w środowisku nauczycielskim – posłał mnie od razu do drugiej klasy. Byłem dwa lata młodszy od kolegów. Potem chodziłem do szkoły średniej w Zakopanem, którą jednak skończyłem znowu w Bydgoszczy.

Jaka była Pańska droga do fizyki?

W gruncie rzeczy nie bardzo pamiętam, co spowodowało, że wybrałem fizykę. Byłem – nie chcę się chwalić – notorycznym prymusem i miałem problem, jakie studia wybrać. Na pewno nie było tak, że fizyka szła mi lepiej niż inne przedmioty.

Gdy ja i moi koledzy byliśmy studentami, Pan był młodym asystentem, miał Pan z nami ćwiczenia do kilku wykładów. Pamiętam, że na drugim, a może trzecim roku, na ćwiczeniach z mechaniki teoretycznej mówiło się, że Pan rozwiązał wszystkie zadania z podręcznika mechaniki Whittakera i cały zbiór zadań Rubinowicza.

Rozwiązałem podczas studiów całego Rubinowicza, ale nie Whittakera. Tam są zbyt trudne zadania, żebym mógł je wszystkie rozwiązać. Niektórzy ludzie „wybrzydzali" – i moim zdaniem słusznie – na zadania w podręczniku Whittakera, ponieważ ich rozwiązania często oparte są na jakimś triku, podczas gdy studentów fizyki powinno uczyć się metody, a nie trików dostosowanych do określonego problemu.

Niemniej dawał nam Pan zadania z Whittakera, niektóre były dla Pana oczywiste. To jednak dobrze robiło na mózg...

Może i tak. Skończyłem studia, mając 21 lat. Notabene, uważam, że te dwa lata, które podarował mi ojciec, bardzo mi się przydały w mojej działalności naukowej i zawodowej. Fatalną cechą kształcenia na poziomie uniwersyteckim i postuniwersyteckim jest to, że ludzie zbyt późno robią doktorat. Ja zrobiłem doktorat, mając 24 lata i ten wiek jest, moim zdaniem, zbliżony do optimum. W Polsce przeciętny wiek przy doktoracie to ok. 30 lat i jest to stosunkowo za późno. Pewne realia życiowe zderzają się już wtedy z wymogami nauki. Trzeba by zrobić wszystko, żeby to zmienić – lecz, niestety, nie robi się nic. Profesor Andrzej Białas jest tego samego zdania. Ale w tej kwestii istnieje milczący „spisek", którego celem jest opóźnienie wejścia młodych ludzi na rynek pracy naukowej.

Przez lata miał Pan zajęcia ze studentami. Wszyscy Pana bardzo lubili, uważali za świetnego wykładowcę. Od 40 lat powtarzam, że tak naprawdę najwięcej podstaw fizyki nauczył mnie Staruszkiewicz. Skąd to się bierze, czy ma Pan jakąś filozofię wykładowcy?

Nie wiem, trudno mi na to odpowiedzieć. Zawsze jednak trzymam się pewnej zasady: staram się, aby wykład z fizyki teoretycznej prowadzić z głowy, na żywo, by, broń Boże, nie przepisywać formuł z książki czy notatek. W wykładzie fizyki teoretycznej często spotyka się formuły i rachunki do nich prowadzące. Jeżeli wykładowca robi te rachunki na żywo, na oczach studentów, to ma to kolosalną wartość dydaktyczną, ponieważ studenci widzą, jak ten rachunek jest prowadzony, widzą tok myślenia; mało tego, widzą trudności, bo człowiek czasem się myli. Nie należy bać się pomyłki na wykładzie – one wciągają studentów w logikę rozumowania. Gdybym miał dać jakąś radę innym wykładowcom fizyki teoretycznej, to brzmiałaby ona tak: nigdy nie wykładać z gotowego tekstu. Wykład z fizyki teoretycznej, który jest czytany lub przepisywany, jest po prostu bez sensu, lepiej dać to studentom jako lekturę.

O trójwymiarowej grawitacji

Nad jakimi zagadnieniami zaczął Pan pracować naukowo? Czy doktorat zrobił Pan u profesora Jana Weyssenhoffa?

Nie, u profesora Weyssenhoffa zrobiłem tylko pracę magisterską. Mój doktorat miał bardzo osobliwą historię. Na początku lat 60. z własnej ciekawości, a nie jako doktorat, napisałem pracę o trójwymiarowej grawitacji. Andrzej Białas, wówczas młody pracownik naukowy, zreferował ją na Szkole Letniej w Les Houches w roku 1963. Ta praca bardzo spodobała się uczestnikom tej Szkoły, m.in. profesorowi Johnowi Wheelerowi. Wiadomość o tym, że jakiś młody człowiek z Krakowa napisał pracę, która zwróciła uwagę wielkiego Wheelera, dotarła do Polski. Profesor Infeld zaprosił mnie do Warszawy, żebym zreferował tę moją pracę. Zreferowałem ją w obecności Leopolda Infelda, rozmawiałem też z prof. Andrzejem Trautmanem, który zaproponował profesorowi Jerzemu Rayskiemu, że zrecenzuje pozytywnie tę moją pracę jako pracę doktorską.

Czyli miał Pan gotowy doktorat...

Właśnie. Mogę powiedzieć, że być może jestem rekordzistą, bo napisałem pracę doktorską w ciągu dwóch tygodni. Z konieczności „rozwodniłem" tę bardzo krótką pracę i zostało to uznane za doktorat. Promotorem był profesor Jerzy Rayski, a drugim recenzentem profesor Weyssenhoff, który był już na emeryturze.

Czy ta trójwymiarowa grawitacja była w ramach ogólnej teorii względności?

Tak, ale motywacja do napisania tej pracy była zupełnie nietypowa i mało kto o niej wie. Gdy zaczynałem studia, czołową postacią polskiej fizyki był profesor Leopold Infeld, który – w sposób może konserwatywny – pracował nad wynikiem równań ruchu z równań pola w ogólnej teorii względności. Problem jest mniej więcej taki: jeżeli mamy układ wielu ciał, np. Ziemia krąży wokół Słońca, Księżyc wokół Ziemi i jeszcze sztuczny satelita wokół Księżyca, to wiadomo, że ruch takiego układu jest niewiarygodnie skomplikowany, bo jest to kwestia czterech ciał. Lecz równocześnie teza jest taka, że cały ten ruch jest *implicite* zakodowany w lewej stronie równań Einsteina. W głowie się nie mieści, jak coś takiego może być prawdziwe. Usiłowałem zrozumieć, jak to się dzieje, dlatego uprościłem to zagadnienie, opuszczając jeden wymiar przestrzenny. W trójwymiarowej teorii grawitacji bez jednego wymiaru przestrzennego wynikanie równań ruchu z równań pola istotnie daje się łatwo zrozumieć. To była moja motywacja. Muszę powiedzieć, że to właśnie ta praca do dzisiaj jest moją najbardziej znaną w świecie pracą.

Podobno w latach 80. Gerard 't Hooft napisał analogiczną pracę i wtedy odkrył, że Andrzej Staruszkiewicz wyprzedził go o 20 lat w badaniu teorii grawitacji trójwymiarowej czasoprzestrzeni. Od tego czasu Pańska praca jest często cytowana.

Po prostu Gerard 't Hooft, laureat Nagrody Nobla z fizyki w roku 1999, na początku lat 80. zajął się dokładnie tym samym problemem, który ja rozwiązałem

w mojej pracy doktorskiej. W swojej publikacji cytuje moją pracę. Dopiero od tego momentu zaczęły się jej dość częste cytowania.

Czy po doktoracie został Pan w grawitacji?

Po zrobieniu doktoratu uznałem – z całą pewnością przedwcześnie – że w teorii grawitacji wszystko już rozumiem i powinienem zająć się elektrodynamiką kwantową, która już wówczas mnie interesowała. Ale dzięki protekcji profesora Trautmana i profesora Infelda uzyskałem stypendium postdoktorskie u profesora Petera Gabriela Bergmanna w Syracuse w stanie New York. On był relatywistą, jednym z ostatnich asystentów Einsteina w Princeton. Z tego powodu zajmowałem się tam grawitacją, ale moje zainteresowanie nią skończyło się na dobre. To przedłużyło o ponad rok moje prace nad ogólną teorią względności.

O stałej struktury subtelnej

Potem zajął się Pan elektrodynamiką kwantową. Czy od razu stałą struktury subtelnej?

Moje studia w zakresie elektrodynamiki zacząłem od przestudiowania podręcznika Källéna, który do dziś uważam za najlepszy podręcznik elektrodynamiki kwantowej, jaki kiedykolwiek napisano. Do studiowania Källéna skłoniła mnie opinia, że Källén jest kimś, kto w sposób bardzo głęboki bada elektrodynamikę kwantową; w szczególności udowodnił wewnętrzną sprzeczność elektrodynamiki kwantowej – znalazł dowód, że jedna ze stałych renormalizacyjnych musi być rzeczywiście nieskończona. Jednak do dziś dowód ten budzi pewne wątpliwości.

Moje zainteresowanie elektrodynamiką kwantową przez długi czas było „platoniczne", tzn. nie prowadziło do żadnej publikacji, natomiast rzeczywiście skłaniało mnie do poważnego zastanawiania się nad stałą struktury subtelnej. Zaś stała struktury subtelnej doprowadziła mnie do tematyki, z której zrobiłem habilitację. Tą tematyką była tzw. zasada Fokkera, opisująca relatywistycznie ruch naładowanych cząstek.

Komuś, kto wie, co to jest zasada Fokkera, bardzo trudno dostrzec jej związek ze stałą struktury subtelnej. Ten związek polega na tym, że jest tzw. sześcian Bronsztajna (Bronsztajn był radzieckim fizykiem, którego Stalin zamordował, bo podejrzewał, zupełnie niesłusznie, że był on krewnym Trockiego, którego prawdziwe nazwisko brzmiało, jak wiadomo, też Bronstein). Sześcian Bronsztajna jest to sześcian, na którego trzech osiach odłożone są małe stałe Przyrody, tj. stała Plancka, stała grawitacji i odwrotność prędkości światła. Jeżeli skupimy uwagę na tej ścianie sześcianu, na której odłożone są stała Plancka i odwrotność prędkości światła, to – ponieważ stała struktury subtelnej ma określoną wartość – zobaczymy, że możliwe wszechświaty układają się na tej płaszczyźnie na linii prostej. Jeżeli więc będziemy zmierzać ze stałą Plancka do zera, a z prędkością światła do nieskończoności, to nie możemy tego robić w dowolnej kolejności, tylko utrzymując się cały czas na tej prostej, którą wyznacza stała struktury subtelnej.

Jest to niezwykle ciekawe zjawisko, które pokazuje nam, że tak naprawdę nie rozumiemy do końca klasycznej fizyki Newtona, ponieważ na diagramie Bronsztajna jest ona punktem, któremu odpowiada $h = 0$ i $c = \infty$. Do tego punktu można dojść na nieskończenie wiele dróg, podczas gdy istnienie stałej struktury subtelnej pokazuje nam, że tylko jedna jest właściwa. Tak powstała idea, że – gdyby zbadać jakiś punkt, jakiś potencjalny wszechświat nieskończenie bliski wszechświatowi Newtona, w którym $h = 0$ i $c = \infty$ – można by wyznaczyć stałą struktury subtelnej Pomyślałem sobie, że takim wszechświatem jest wszechświat opisany zasadą Fokkera. Okazało się jednak, że ta idea do niczego nie prowadzi, ale była to motywacja, która skłoniła mnie do zajęcia się zasadą Fokkera. Poświęciłem 5 czy 6 lat życia na badania różnych aspektów zasady Fokkera. W sumie uważam ten czas za stracony, choć stałem się pewnie jedynym w świecie specjalistą od matematyki zasady Fokkera. Ale tak zaczęła się moja praca nad stałą struktury subtelnej.

Dlaczego pochłonęła Pana akurat stała struktury subtelnej?

Stała struktury subtelnej interesowała mnie od zawsze. Niektóre książki, które kupiłem jako student, są podpisane na 137. stronie. To jest, oczywiście, pewna zabawa, ale są pewne ważne naukowe powody, aby zainteresować się tą stałą.

Sprawa sprowadza się do tego, że numeryczna wielkość stałej struktury subtelnej, 1/137,0359, określa siłę elektrostatyczną, z jaką w atomie wiązane są elektrony. Określa więc kształt i położenie powłok orbit elektronów, a w konsekwencji wiązania atomów w związki chemiczne. Wiadomo, że niektóre procesy, kluczowe dla powstania i podtrzymania życia na Ziemi, zależą w sposób niezwykle czuły od pewnych drobnych szczegółów budowy materii. Łatwo sobie wyobrazić, że gdyby stała struktury subtelnej była odrobinę inna, to cały schemat powłok elektronowych byłby inny, stąd stabilne związki chemiczne mogłyby być niestabilne (lub na odwrót) itd. Ewolucja przebiegałaby inaczej, ponieważ ewolucja biologiczna na Ziemi zależy od szczegółów budowy powłok elektronowych. Dalej – podstawowy mechanizm utylizacji energii słonecznej, który wykorzystują rośliny na Ziemi, polega na tym, że pochłania

się przychodzące ze Słońca wysokoenergetyczne fotony, a oddaje się fotony niskoenergetyczne. Różnica częstości zużywana jest na podtrzymanie procesów życiowych. Otóż cały ten proces absorpcji, a następnie wyemitowania fotonu o dużo niższej częstości jest uwarunkowany wielkością stałej struktury subtelnej. Gdyby sobie wymyślić świat, w którym ta stała miałaby inną wartość, to te procesy przebiegałyby inaczej.

I teraz pytanie, czy taki świat byłby w ogóle możliwy? Otóż moja, na razie prywatna, teza jest taka, że świat z inną wielkością stałej struktury subtelnej nie jest możliwy.

Stała struktury subtelnej to są w końcu trzy stałe pomnożone i podzielone: $e2/\hbar c$. Więc w gruncie rzeczy zależy ona od każdej z tych trzech: stałej Plancka $\hbar$, prędkości światła c oraz ładunku elementarnego e, z których każda ma wymiar. Więc może trzeba by zejść jeden stopień głębiej, tj. do tych stałych? Na przykład skąd wzięła się taka, a nie inna prędkość światła?

Jest istotna różnica między prędkością światła i stałą Plancka a stałą struktury subtelnej. Notabene to, co teraz mówię, to nie jest nic nowego – już Einstein omówił to w swojej *Autobiografii*. Mianowicie prędkość światła jest w istocie fundamentalną stałą Przyrody, ale ma status przelicznika. Oznacza to, że – mając prędkość światła – możemy przeliczyć centymetry na sekundy i w ten sposób porównywać odcinki czasowe z odcinkami przestrzennymi; mało tego, możemy zrobić to, co robią fizycy-teoretycy, tj. przyjąć układ jednostek, w których stała $c = 1$. To samo można zrobić ze stałą Plancka, ponieważ ma ona charakter podobny do prędkości światła, gdyż ma wymiar działania i pozwala porównywać dyspersję położeń z dyspersją pędów. Taka jest treść zasady nieoznaczoności Heisenberga: iloczyn dyspersji położeń i dyspersji pędów jest rzędu stałej Plancka, co pozwala z dyspersji położeń wyliczyć dyspersję pędów, jeśli chodzi o rząd wielkości. Czyli znowu stała Plancka jest jakby przelicznikiem i można, jak to robią fizycy-teoretycy, położyć ją równą 1.

Tymczasem stała struktury subtelnej jest liczbą bezwymiarową, więc niezależną od jednostek, i jest liczbą rzeczywistą, taką jak π. Liczby π nie można zmienić, gdyż ona wyznacza stosunek długości obwodu koła do jego promienia. Liczba π, jeśli pamiętać o jej treści, nie może mieć innej wartości. Mało tego, gdyby wszystkie podręczniki na świecie, w których liczba π jest wydrukowana, przepadły w jakiejś katastrofie, to ludzie znający matematykę odtworzą ją z jej matematycznego znaczenia.

Osobiście wierzę, że status stałej struktury subtelnej jest taki sam jak status liczby π, tzn. jest to pewna liczba, która charakteryzuje geometrię nie samej przestrzeni, ale czasoprzestrzeni. W moim przekonaniu stała struktury subtelnej wyprzedza przestrzeń i czas dokładnie w takim samym sensie, jak liczba π wyprzedza przestrzeń i czas, ponieważ liczba π, jako liczba charakteryzująca geometrię, którą nazywamy geometrią Euklidesa, istniała już przed początkiem Kosmosu. Wszechświat miał początek w czasie, ale nawet gdy jeszcze nie było Kosmosu, tzn. gdy nie było jeszcze fizycznego czasu i fizycznej przestrzeni, istniała już geometria euklidesowa jako struktura matematyczna, a w obrębie tej struktury liczba π miała i ma określoną wartość.

Dlatego moja idea jest taka, że stała struktury subtelnej ma taki status jak liczba π. To jest cecha czasoprzestrzeni, ale nie realnej czasoprzestrzeni kosmologicznej, tylko idealnej czasoprzestrzeni szczególnej teorii względności.

Dobrze, liczba π istniała zawsze, można by ją odtworzyć z matematyki, ale to jest w końcu pojęcie abstrakcyjne. Stała struktury subtelnej dotyczy jednak świata fizycznie istniejącego, materii. Czy może Pan powiedzieć, bardzo ogólnie, z czego próbuje Pan tę stałą wyprowadzić? Bo przed czasem i przestrzenią prawa fizyki nie istniały. Do liczby π prawa fizyki nie były potrzebne, ale do stałej struktury subtelnej?

To jest bardzo dobre pytanie, bo z jednej strony stała struktury subtelnej jest częścią praw fizyki, a z drugiej strony ja twierdzę, że była wcześniejsza niż prawa fizyki.

Moim zdaniem, dobrym przykładem jest geometria Euklidesa. Wiemy przecież, że rzeczywista przestrzeń nie jest dokładnie euklidesowa, jest zakrzywiona przez materię. Mało tego, na początku Wszechświata przestrzeń była bardzo mocno zakrzywiona. Można powiedzieć, że na początku Wszechświata przestrzeni euklidesowej, jako fizycznej przestrzeni, w ogóle nie było, bo wszędzie była ogromna krzywizna spowodowana ogromną koncentracją materii.

Natomiast przestrzeń euklidesowa jako obiekt matematyczny istniała przed powstaniem rzeczywistej, kosmologicznej przestrzeni, poprzedza ją. W związku z tym liczba π, która jest pewną charakterystyką tej przestrzeni, istniała choćby jako suma kątów w trójkącie. Trzeba odróżnić przestrzeń Euklidesa jako obiekt matematyczny od pewnej jego realizacji, jaką jest rzeczywista przestrzeń. Rzeczywista przestrzeń, która nas otacza, jest – po pierwsze – tylko w bardzo dobrym przybliżeniu euklidesowa, a po drugie – stale ewoluuje, rozrzedza się, zmienia się w czasie.

Wracam do pytania: co to znaczy, że przestrzeń euklidesowa poprzedza rzeczywistą przestrzeń? To znaczy, że geometria Euklidesa, jako obiekt matematyczny,

jest ponadczasowa. Liczba π, jako element tej geometrii, też jest ponadczasowa.

I teraz wracam do stałej struktury subtelnej. Teoria tej stałej, którą utworzyłem, jest oczywiście oparta na znanych prawach fizyki, ale w bardzo szczególny i uproszczony sposób. Najlepszą analogią do tego, czym jest moja teoria stałej struktury subtelnej, jest teoria krętu. Wiadomo, że teoria krętu w mechanice kwantowej jest w gruncie rzeczy teorią grupy obrotów. Jedynym elementem fizycznym, który wchodzi do teorii krętu, jest stała Plancka, którą mierzymy kręt jako wielkość fizyczną. Stała Plancka, można powiedzieć, wchodzi tam ze względów wymiarowych: dostarcza jednostki dla wartości numerycznej krętu. Jest jedynym fizycznym elementem teorii krętu. Sama teoria krętu jest częścią algebry; reguły komutacji dla krętów to jest algebra Lie dla grupy obrotów. Wszystkie twierdzenia na temat krętów – np. to, że kwadrat krętu równa się $l(l+1)$, gdzie l jest liczbą całkowitą i rzut krętu na oś z jest też liczbą całkowitą – są w gruncie rzeczy twierdzeniami matematycznymi. Można powiedzieć, że teoria krętu ma charakter kinematyczny. Nie musimy znać dynamiki tego, co się kręci, żeby wiedzieć, jak to się kręci.

Proszę zwrócić uwagę, jakie to niezwykłe, że i proton, który jest 1832 razy cięższy od elektronu, i jądra, np. rtęci czy ołowiu, które wewnątrz mają po kilkaset nukleonów, mają kręt taki sam jak elektron. Po prostu przyzwyczailiśmy się do tego i dlatego nie zauważamy niezwykłości tego faktu. Jest to możliwe dzięki temu, że własności krętu są wyjaśnione przez kwantowo-mechaniczną teorię krętu, która jest niczym innym jak pewnego rodzaju algebrą związaną z geometrią przestrzeni euklidesowej. Można udowodnić, że kwantowanie krętu jest cechą przestrzeni euklidesowej, w której te cząstki „żyją", a nie cechą samych cząstek. Gdyby przestrzeń zmieniła się, to kręty też by się zmieniły.

Do stałej struktury subtelnej wchodzi jeszcze ładunek elektronu...

I właśnie pytanie, dlaczego jest on taki, a nie inny?

Taka sama jest moja filozofia w stosunku do ładunku elektrycznego, bo wobec ładunku możemy postawić dokładnie to samo pytanie co wobec spinu: „Jakim cudem tak mała cząstka jak elektron i tak duża i ciężka cząstka jak proton mają ten sam ładunek (oczywiście z przeciwnym znakiem)?". Koincydencja ładunku elektronu i protonu jest najdokładniejszą koincydencją numeryczną w Przyrodzie. Te ładunki są równe z dokładnością $1 : 10^{20}$. I ta koincydencja jest niewyjaśniona. Nawet tzw. chromodynamika kwantowa, która jest współczesną teorią silnych oddziaływań, nie wyjaśnia tej koincydencji; nie ma teorii, która by ją wyjaśniała. Znowu, moim zdaniem, jedynym sposobem zrozumienia tego jest przyjęcie, że jest z tym tak jak ze spinem, tj. ładunek jest własnością czasoprzestrzeni, w której te cząstki żyją, a nie samych cząstek. Czasoprzestrzeń jest jedyną wspólną rzeczą dla elektronu i protonu.

Czyli stała struktury subtelnej pochodzi z własności czasoprzestrzeni? Jeśli czasoprzestrzeń jest taka, a nie inna, to musi być taka, a nie inna stała struktury subtelnej.

Dokładnie tak. Moja idea jest taka, że stała struktury subtelnej jest pewną charakterystyką przestrzeni pseudoeuklidesowej, taką jak liczba π.

Nie widzę innej możliwości. Prawa fizyki potrzebne są w formie resztkowej, takiej jak w teorii krętu, gdzie dostarczają jednostkę. W mojej teorii stałej struktury subtelnej prawa fizyki dostarczają dwie jednostki: stałą Plancka i prędkość światła, bo są one razem potrzebne, żeby wyrazić ładunek elementarny. Kwadrat ładunku ma taki sam wymiar jak iloczyn stałej Plancka i prędkości światła. Stąd stała struktury subtelnej, $\alpha = e^2/\hbar c$, jest bezwymiarowa. Są więc dwie stałe, które są jakby wkładem fizycznym w mojej teorii, reszta to po prostu geometria abstrakcyjnej czasoprzestrzeni pseudoeuklidesowej w szczególnej teorii względności, o której w bardzo dobrym przybliżeniu można powiedzieć wszystko to, co o przestrzeni euklidesowej, która fizycznie wyewoluowała z wielkich krzywizn i gęstości na początku Wszechświata, ale jako struktura matematyczna poprzedza przestrzeń kosmologiczną. Gdyby okazało się prawdą, na co mam nadzieję, że stała struktury subtelnej jest pewną liczbą charakteryzującą czasoprzestrzeń pseudoeuklidesową w szczególnej teorii względności, to właśnie w tym sensie stała ta poprzedzałaby prawa fizyki.

Ciekawą rzecz Pan mówi: geometria euklidesowa istniała przed Wszechświatem. Jasne, istniała, bo matematyka istniała jako abstrakt, to nie jest coś, co jest zbudowane z cząstek. Ale w gruncie rzeczy w ten sposób można powiedzieć, że wiele innych struktur myślowych istniało, nie tylko matematyka. Takich abstraktów jak matematyka jest cały szereg...

To jest kwestia do dyskusji, ponieważ jest istotna różnica między pojęciami matematycznymi a innymi pojęciami ogólnymi. Platon też uważał, że pojęcia ogólne są pierwotne w stosunku do ich materialnych realizacji. Ale jest różnica między pojęciami ogólnymi, takimi jak „pies" lub „koń", a matematycznymi pojęciami ogólnymi, takimi jak „okrąg". „Pies" bowiem jest wynikiem ewolucji Kosmosu i byłoby nonsensem twierdzić, że pojęcie to wyprzedza kosmologiczną cza-

soprzestrzeń, podczas gdy pojęcia matematyczne naprawdę ją wyprzedzają.

Do takiej kategorii pojęć ogólnych można chyba włączyć logikę?

Tak. Logika jest częścią matematyki, więc uniwersalność matematyki przenosi się na uniwersalność logiki.

Mówiliśmy o bardziej pojęciowych aspektach Pańskiej teorii. Jaki jest „fizyczny" czy może „techniczny" rdzeń Pańskiej teorii stałej struktury subtelnej?

Najważniejszym elementem tej teorii jest spostrzeżenie, że w fizyce mamy do czynienia z nieprzemiennymi granicami, choćby takimi, o których mówiłem przy okazji sześcianu Bronsztajna. Zrozumienie kwantowania ładunku w obrębie zwykłej elektrodynamiki kwantowej, tej sformułowanej pod koniec lat 20. ubiegłego wieku, jest po prostu niemożliwe; co do tego zgadzają się wszyscy. Musi się stworzyć teorię, która jest, żeby użyć modnego słowa, emergentna w stosunku do elektrodynamiki kwantowej. Moja teoria jest właśnie emergentna w stosunku do elektrodynamiki kwantowej, ponieważ powstaje przez wzięcie najpierw pewnej nietrywialnej granicy; elektrodynamikę Maxwella rozważam w granicy zerowej częstości i do niej stosuję zasady mechaniki kwantowej.

Emergentna to znaczy pojawiająca się jakościowo, skokowo? To jest raczej biologiczny, ewolucyjny termin...

Słowo „emergentny" ma wiele znaczeń. Mnie chodzi o to, że podstawowym mechanizmem emergencji są przejścia graniczne. Typowy przykład: przejście fazowe jest zjawiskiem emergentnym, ponieważ powstaje przez wzięcie tzw. granicy termodynamicznej. Ja biorę inną granicę: granicę przejścia do przestrzennej nieskończoności albo, co jest tym samym na mocy zasady nieoznaczoności, z częstością do zera, ale to, co powstaje w wyniku przejścia do tej granicy, jest emergentne w stosunku do zwykłej elektrodynamiki kwantowej.

Czy widzi Pan światło na końcu tunelu do swojej teorii?

[*śmiech*] To bardzo trudne pytanie. Stale robię postępy natury technicznej, wykonałem szereg pięknych rachunków, moje własne zrozumienie zagadnienia pogłębia się, jest coraz doskonalsze.

Ale, niestety, jest to bardzo stresująca sytuacja, bo zdaję sobie sprawę, że może mi życia nie starczyć, żeby ten program zakończyć. Po to przeszedłem na emeryturę – przestraszyłem się, że czas ucieka, a ja ciągle nie skończyłem teorii, która jest w oczywisty sposób prawdziwa. Prześladuje mnie ta myśl. Wycinam z mego życia, oczywiście w miarę naturalnych możliwości, wszystko poza moją teorią. Ubolewam nad tym, że nikt się nią nie zajmuje. Chętnie widziałbym jakichś pomocników, że tak powiem, ale, niestety, o takich trudno. W naszych czasach każdy musi publikować, a poważny problem nie stwarza możliwości szybkich publikacji.

Jestem pewien, że teoria, którą sformułowałem na początku lat 80., jest prawdziwa, natomiast, rzeczywiście, dotąd nie potrafię „wycisnąć" z niej stałej struktury subtelnej. Jeśli chodzi o postęp fundamentalny, to czy widzę światło na końcu tunelu? Jak powiedziałem Panu prawie trzy lata temu: nie, ciągle nie widzę.

Ktoś mi kiedyś powiedział, że gdyby to można było zrobić, to kto jak kto, ale Pan by to już zrobił...

To nie jest trafna uwaga. Niech Pan rozważy zwykłą elektrodynamikę kwantową. Została sformułowana pod koniec lat 20. przez Heisenberga, Pauliego i Jordana. Natomiast pierwszy nietrywialny rachunek, który przekonał ludzi do stosowalności tej teorii, został wykonany pod koniec lat 40. przez Schwingera. W międzyczasie, wiemy to np. z opublikowanej korespondencji Pauliego, cała generacja fizyków – i to najwyższej klasy, takich jak Heisenberg, Pauli i Dirac – pracowała nad elektrodynamiką kwantową. Czyli dwadzieścia lat pracy najwybitniejszych fizyków nie potrafiło doprowadzić do sukcesu, jakim jest przekonanie, że elektrodynamika kwantowa w oryginalnej postaci Heisenberga, Pauliego i Jordana jest stosowalna. Analogia z moją teorią jest taka, że jest to teoria o porównywalnym stopniu komplikacji, a jednocześnie na razie sam się nią zajmuję. Nie widzę oddźwięku. Jeżeli uznać by za pewną normę tamte dwadzieścia lat, które upłynęły od sformułowania elektrodynamiki kwantowej do wykonania pierwszych nietrywialnych rachunków, to jeszcze kilka lat mam.

O kilku innych teoriach

Jeszcze jedno. Profesor Andrzej Trautman w rozmowie ze mną wspomniał ostatnio zasadę antropiczną, która mówi, że gdyby stałe, które występują w teorii oddziaływań słabych i silnych, były inne, to nie powstałoby inteligentne życie, że te stałe zostały tutaj narzucone, a obok, w innych wszechświatach, mogą być one inne, lecz nie powstaje tam inteligentne życie. Pan chce obliczyć stałą struktury subtelnej, właśnie podstawową dla chociażby związków chemicznych...

Skoro Pan wspomniał o zasadzie antropicznej, to muszę powiedzieć, że w tej chwili wśród fizyków – i to bardzo wybitnych, takich jak Steven Weinberg – jak gdyby utwierdza się przekonanie o słuszności zasady antropicznej. Otóż ja, nawet ryzykując, że pozostanę

w mniejszości równej 1, nie zgadzam się z tą zasadą. To nie jest sposób na wyjaśnienie czegokolwiek.

Całkowicie odrzucam zasadę antropiczną. Jeżeli udałoby mi się obliczyć stałą struktury subtelnej, to zasada antropiczna zostanie natychmiast wywrócona, bo wtedy okazałoby się, że stała struktury subtelnej jest własnością abstrakcyjnej czasoprzestrzeni szczególnej teorii względności, a nie czasoprzestrzeni realnie istniejącej, kosmologicznej.

Zasada antropiczna pociąga pytania natury religijnej, pytania o granice poznania...

Być może. W numerze z 7 lipca 2005 r. *The New York Times* opublikował artykuł kardynała Christopha Schönborna, arcybiskupa Wiednia, w którym ten skrytykował zasadę antropiczną i nazwał ją „abdykacją rozumu". Ściślej mówiąc, skrytykował koncepcję „multiverse", tzn. właśnie wielości światów, w których są różne podstawowe stałe Przyrody. Akurat w tej kwestii zgadzam się z kardynałem Schönbornem. Według mnie, tylko Wszechświat z taką, a nie inną stałą struktury subtelnej jest możliwy i tę stałą chcę wyliczyć, a zasada antropiczna to rzeczywiście jest abdykacja rozumu i abdykacja fizyki teoretycznej, która jest najdoskonalszą formą rozumu.

To z kolei wiąże się z teorią strun – „string theory", w której pojawiają się nowe, inne stałe Przyrody, inne wszechświaty...

Będąc w 2005 r. w Stanach Zjednoczonych, stwierdziłem, że wśród bardzo wielu fizyków amerykańskich budzi się gwałtowna opozycja wobec teorii strun. Ta opozycja jest oparta na bardzo prostych i, powiedziałbym, bardzo amerykańskich przesłankach, że teoria strun istnieje już trzydzieści lat, a tak naprawdę niczego jeszcze nie dostarczyła. Jest taki blog w Internecie „Not even wrong", redagowany przez pewnego amerykańskiego fizyka, zaprzysięgłego wroga teorii strun – można tam zobaczyć ciekawe rzeczy. Słowa „Not even wrong" są terminem Pauliego na określenie teorii jawnie absurdalnych, maniakalnych etc. Część argumentów przeciw teorii strun ma charakter naukowy, a część charakter socjologiczny. Zgłasza się pretensje, że teoretycy strun zmonopolizowali rynek pracy w fizyce teoretycznej w Stanach Zjednoczonych.

Przywołam znowu profesora Trautmana, również przeciwnika teorii strun, ale „ostrożnego", który powiedział mi, że może to być opór fizyków nieco starszego pokolenia, podobnie jak to było z oporem przeciwko teorii względności czy kwantom.

Z tym bym się nie zgodził. Szczególna teoria względności została zaaprobowana przez specjalistów w ciągu kilku lat. Recepcja mechaniki kwantowej była błyskawiczna. A teoria strun, jeśli dobrze policzyć, ma już 30 lat i... żadnych wyników. Przyłączam się do takich ludzi jak Roger Penrose, którzy uważają teorię strun za totalną klapę. Gdyby popatrzeć na proporcję między nakładem a, mówiąc brzydko, „zyskiem", to w teorii strun ta proporcja jest po prostu monstrualna: ogromny nakład pracy setek ludzi – i to z najlepszych i najlepiej płacących instytucji – a wyniki, mówiąc szczerze, zerowe.

Czy nigdy nie pociągała Pana teoria cząstek?

Nie. Teoria cząstek to przede wszystkim eksperyment, a idee teoretyczne są podporządkowane eksperymentowi. Tych danych eksperymentalnych jest bardzo dużo.

Przeprowadziłbym tu następującą analogię: w momencie, kiedy tworzyła się mechanika kwantowa, istniały bardzo rozległe wyniki w dziedzinie spektroskopii atomowej. Gdyby twórcy mechaniki kwantowej uznali za swój cel zrozumienie tych wszystkich wyników spektroskopowych, to niedaleko by zaszli.

Teoria cząstek elementarnych nie pociąga mnie dlatego, że widzę tu analogię z okresem poprzedzającym powstanie mechaniki kwantowej. W dziedzinie cząstek istnieje ogromna wiedza eksperymentalna, której uporządkowanie frontalnym atakiem jest po prostu niemożliwe. To będzie możliwe tylko w taki sposób, w jaki niegdyś stworzono mechanikę kwantową, tzn. jakby zapominając na chwilę o tej masie danych eksperymentalnych i próbując stworzyć pewien koherentny system idei.

Czy sądzi Pan, że kiedyś w przyszłości będzie pełna teoria cząstek?

Jestem pewien, że taka teoria istnieje w świecie bytów platońskich. Dotarcie do niej zależy jednak od okoliczności. Może powiem tu coś niepopularnego, wręcz herezję, lecz wydaje mi się, że zbyt pilne śledzenie danych eksperymentalnych jest szkodliwe, gdyż jest ich za dużo, by można je umysłowo opanować.

Jeszcze podrążę temat Pańskich poglądów na elektrodynamiką kwantową czy kwantową teorię pola. Utrzymuje Pan, że jest to teoria matematycznie niepoprawna, bo zawiera renormalizacje, żonglowanie nieskończonościami itp. A jednak wylicza się w niej poprawnie różne wielkości fizyczne; daje ona dobre wyniki. Więc, „for all practical purposes", co ostatnio zacytował w rozmowie ze mną profesor Kacper Zalewski... Mechanika kwantowa też rzekomo ma pewne problemy matematyczne.

Żebyśmy byli ściśli: nierelatywistyczna mechanika kwantowa nie ma żadnych problemów matematycz-

nych, natomiast ma nierozwiązany po 80 latach problem interpretacji.

Ja należę do tych ludzi, a w końcu jest wśród nich również Dirac, którzy uważają, że nie można zaakceptować elektrodynamiki kwantowej takiej, jaka ona jest i przez implikację wszelkich tego typu teorii. One są po prostu zbyt brzydkie matematycznie, żeby je można zaakceptować. A to, że dają dobre wyniki... Trudno to wyjaśnić, ale jest po prostu faktem empirycznym, że teoria, która nie jest naprawdę teorią, może dawać dobre wyniki. To w końcu nic nowego: astronomia Ptolemeusza też dawała dobre wyniki.

Czy nie boi się Pan, że może to być, jak obawia się profesor Iwo Białynicki-Birula, idealistyczne szukanie czystej teorii?

Nie boję się tego. Jest oczywiste, że im większy jest zakres teorii, tym trudniej, by była to teoria spełniająca wszystkie formalne wymogi ścisłości matematycznej. Niemniej swoboda, na jaką sobie pozwalamy w dziedzinie elektrodynamiki kwantowej, jest niedopuszczalna. Tu znowu mogę powołać się na Diraca, który uważał tak samo. O ile nierelatywistyczna mechanika kwantowa jest matematycznie bezbłędna, to kwantowa teoria pola, niestety, nie ma tej cechy. Notabene, moja teoria stałej struktury subtelnej jest bezbłędna, ma taki sam stopień poprawności jak geometria Euklidesa czy szczególna teoria względności, a jednocześnie zawiera obie stałe Przyrody, $\hbar$ i c.

O progach trudności

Niedawno powiedział Pan w Polskiej Akademii Umiejętności, że gdybyśmy żyli w układzie planetarnym gwiazdy podwójnej, czyli w układzie grawitacyjnym trzech ciał, nie mielibyśmy fizyki teoretycznej. To bardzo ciekawy problem, bo fizyka jako zbiór praw (znanych i opisanych lub nie) jest przecież wszędzie taka sama.

Fizyka jest wszędzie taka sama. Jeżeli na jakiejś planecie krążącej wokół gwiazdy podwójnej jest życie, są istoty rozumne i mają swoją fizykę matematyczną, to oczywiście jest ona taka sama jak nasza. Pytanie jednak, czy jest możliwe dojście do matematycznego opisu, do zrozumienia fizyki w warunkach narzuconych przez gwiazdę podwójną?

Każda ewolucja ma to do siebie, że musi pokonać pewne progi trudności. Jeżeli te progi są zbyt wysokie, to ewolucja może ich po prostu nie pokonać. To fakt historyczny: fizyka matematyczna powstała na Ziemi dlatego, że Johannes Kepler był w stanie rozszyfrować prawa ruchu planet i stworzył pierwszy matematyczny model fizycznej rzeczywistości. Mógł to zrobić tylko dzięki niebywałemu zbiegowi okoliczności, który w dodatku jest zbiegiem okoliczności w matematyce, a nie w przyrodzie.

Mianowicie jest takie twierdzenie, że tylko dla siły malejącej z kwadratem odległości planety od Słońca (gwiazdy) planeta porusza się po nieruchomym w czasie przecięciu stożkowym. To jest zjawisko, które dla Keplera było uchwytne, dające się opisać posiadanymi przez niego środkami matematycznymi. Natomiast ruch planety wokół gwiazd podwójnych jest ruchem tak złożonym, że ktoś taki jak Kepler nie miałby szans na zorientowanie się w prawidłowościach tego ruchu.

Chciałbym tu sformułować taką myśl: z powodów w gruncie rzeczy przypadkowych próg trudności, które inteligentne istoty musiałyby pokonać, żeby sformułować zasady fizyki matematycznej w polu gwiazdy podwójnej, mógłby okazać się zbyt wysoki.

Oby nie okazało się, że obecnie też mamy do czynienia ze zbyt wysokim progiem trudności w próbach połączenia idei ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Fakt, że tego nie udaje się zrobić od kilkudziesięciu lat, pomimo świadomych, uporczywych wysiłków kilku pokoleń naprawdę wybitnych ludzi, jest – nie tylko dla mnie, lecz także dla wielu innych – niepokojący, żeby nie powiedzieć alarmujący. To wydaje się przypadkiem takiego niezwykle wysokiego progu trudności, który powoduje, że ewolucja zmienia kierunek. Bardzo to nieprzyjemna perspektywa.

Tutaj ewolucja intelektualna – wszak pod pojęciem ewolucji zwykle rozumie się ewolucję żywych organizmów, niezależnie, czy znają matematykę, czy nie.

Myślę o ewolucji nauki...

Ewolucja nauki jest częścią ewolucji społeczeństwa, która z kolei jest wynikiem czy pewną dalszą w czasie składową ewolucji organizmu. Mózg ludzki, będący motorem ewolucji nauki, jest wynikiem ewolucji organicznej.

Tak jest. Rozwój nauki nie jest ewolucją organiczną, lecz z całą pewnością jest to ewolucja, proces, który podlega szeregowi praw ewolucji, jest zdeterminowany przez okoliczności zewnętrzne, łącznie ze zmianą kierunku. Można podać szereg analogii, np. między ewolucją instytucji w społeczeństwie a ewolucją organizmów.

Wspomniał już Pan nierozwiązany od niemal osiemdziesięciu lat spór o interpretację mechaniki kwantowej, probabilistyczną versus deterministyczną, którego sztandarowymi postaciami byli, odpowiednio, Niels Bohr i Albert Einstein. Przez długi czas wydawało się, że „racje Bohra" zostały bardziej zaakceptowane. Teraz ten spór zdaje się odżywać...

Problem interpretacji mechaniki kwantowej jest sprawą niezwykłą. Pięćdziesiąt lat temu, gdy byłem studentem, przeważał pogląd, że mechanika kwantowa istnieje już w swojej ostatecznej postaci i że Einstein jakby niepotrzebnie szukał dziury w całym. W tej chwili moje wrażenie jako uczestnika życia naukowego – być może nie wszyscy zajmujący się tym zgodzą się tu ze mną – jest takie, że znaczna część fizyków odeszła od tego poglądu i jest skłonna zgodzić się, że jednak Einstein wyczuwał realny problem. Nie tyle, że miał rację – bo rację może mieć tylko ten, kto zna prawdę, a w sytuacji, gdy nikt nie zna prawdy, nikt nie ma racji...

Ten problem można z grubsza określić jako problem połączenia w jedną strukturę ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Te intuicje, które skłaniały Einsteina do polemiki z mechaniką kwantową, mają swe źródło w ogólnej teorii względności. Można oczywiście powiedzieć, że w swej istocie są to idee klasyczne, a więc nieaktualne w mikroświecie. Ale znowu, jako uczestnik życia naukowego, mam wrażenie, iż większość uważa, że opozycja Einsteina wobec mechaniki kwantowej nie była opozycją outsidera, tylko wyczuwaniem realnego problemu, który jednak jest bardzo trudny do uchwycenia w pełni i do końca. W nauce często nie wiemy, czego nie wiemy. Gdy już wiemy, czego nie wiemy – to jesteśmy w połowie drogi. Bezpiecznie można tylko powiedzieć, że jest to problem niekonsystencji dwóch sposobów widzenia świata: mechaniki kwantowej i ogólnej teorii względności. Gdyby udało się te dwa systemy zlać ze sobą, na pewno rzuciłoby to światło na cały kompleks zagadnień.

Co znaczy niezgodność mechaniki kwantowej i ogólnej teorii względności? Na przykład taka prosta rzecz: ten obiekt fizyczny, który nazywamy funkcją falową, nie jest klasycznym polem, tzn. nie możemy mu przypisać tensora energii-pędu. Według ogólnej teorii względności wszystko, co istnieje, posiada swój tensor energii-pędu, będący źródłem pola grawitacyjnego. Z tego punktu widzenia funkcja falowa jest czymś szalenie egzotycznym, nie ma bowiem swojego tensora energii-pędu. Mówiąc prosto, nie możemy powiedzieć, ile waży. To jest luka w naszym całościowym obrazie rzeczywistości.

Niemniej funkcje falowe zdają sprawę z tylu innych zjawisk...

Właśnie. Funkcje falowe są fundamentalne, świetnie zdają sprawę z niesamowitej liczby faktów, takich jak struktura cząstek, struktura jądrowa, atomowa czy molekularna. Nie możemy o nich zapomnieć. Równocześnie na pewno nie są to pola klasyczne, które miałyby swój tensor energii-pędu. Na tym polega problem, dramat.

Ktoś pewnie w końcu rozwiąże ten problem, połączy mikroświat z makroświatem...

Ja też chciałbym tak z przekonaniem powiedzieć. W każdym razie nie nastąpi to na tej drodze, którą obecnie nazywa się kwantową teorią grawitacji. Tu wracam do mojej idei progu trudności. Myślę, że każdy ma swoje „ulubione" koszmary. Moim ulubionym koszmarem jest to, że tego nie da się rozwiązać, że nasze siły okażą się zbyt słabe...

Czy wobec tego może się okazać, że Pańskie próby wyprowadzenia stałej struktury subtelnej, o których tu już mówiliśmy, rozbijają się o tego rodzaju próg trudności?

Być może. Ale gdyby moje podejście okazało się słuszne, to wyprowadzenie stałej struktury subtelnej z pewnością rzuciłoby światło również na problem dwoistości mechaniki kwantowej i ogólnej teorii względności. Moja teoria, w przeciwieństwie do innych, jest bowiem całkowicie konsystentnym połączeniem mechaniki kwantowej i szczególnej teorii względności (nie ogólnej!). Rzuciłaby światło na problem substancjalności struktur kwantowo-mechanicznych. Teoria względności domaga się, aby materia była substancją, a równocześnie wiemy, że funkcja falowa substancją nie jest. Ale to jest tylko część problemu „mechanika kwantowa – ogólna teoria względności".

O podróżach w czasie

Żyjemy w czterowymiarowej czasoprzestrzeni. Możemy swobodnie poruszać się tam i z powrotem w trójprzestrzeni – lecz w czasie tylko w jednym kierunku, i to nie swobodnie. Czy mógłby Pan w skrócie powiedzieć, co, z punktu widzenia fundamentalnych praw fizyki, jest przyczyną tego „upośledzenia", a może „uprzywilejowania" czwartego wymiaru, tj. czasu?

To osobliwe pytanie. Kwestia podróży w czasie zrobiła się popularna ze względów komercyjnych. W Ameryce kręcą takie filmy, w rzekomo poważnych książkach są fotomontaże Sokratesa rozmawiającego z amerykańskimi turystami, są ludzie – znający się podobno na fizyce teoretycznej – którzy twierdzą, że podróże w czasie są możliwe. Moim zdaniem, coś takiego nie jest możliwe.

Ludzie, którzy mówią o podróżach w czasie, popełniają pewien błąd logiczny. Należy sobie wyobrażać, iż Kosmos jest rozwiązaniem pewnych równań ruchu. Te rozwiązania muszą być rzeczywistymi rozwiązaniami, tzn. muszą być spełnione w każdym punkcie. Dam przykład procedury, która jest wymagana w każdym wypadku. Gdy rozwiązujemy równanie Schrödingera dla atomu wodoru, to separujemy to równanie we współrzędnych sferycznych, a następnie żądamy, aby

funkcja falowa była ciągła. To narzuca kwantowanie rzutu krętu na oś *z*.

Otóż, nawet gdyby – podkreślam, że nie wierzę, iż coś takiego jest możliwe – coś takiego jak cykliczny czas było możliwe, to Wszechświat jako rozwiązanie równań ruchu winien mieć tę własność, którą ma funkcja falowa określona na okręgu, mianowicie, że jest ciągła; ponieważ funkcja falowa, która byłaby nieciągła na okręgu, nie jest w sensie matematycznym rozwiązaniem równania Schrödingera. W punkcie, w którym od lewej i prawej strony rozwiązanie schodzi się w sposób niegładki, nie spełnia ono tego równania różniczkowego, które ma spełniać. I dlatego – moim zdaniem – błąd logiczny, który popełniają ludzie mówiący o podróżach w czasie, polega na tym, że zapominają, iż równania opisujące Kosmos muszą być spełnione wszędzie, w każdym punkcie. To znaczy, że gdyby nawet czas był cykliczny, to zdarzenia też musiałyby być cykliczne. Także dla czasu musi być dokładnie spełniony ten sam warunek ciągłości, którego żądamy na okręgu: jeżeli robimy pełny obieg po okręgu, to żądamy, żeby funkcja falowa była ciągła, czyli aby stan, od którego zaczęliśmy, dokładnie powtórzył się po zrobieniu pełnego obrotu. Teoretycznie możliwe jest cykliczne powtarzanie się tych samych zdarzeń, ale nie jest możliwy powrót w przeszłość, zmieniający tę przeszłość, bo to byłoby właśnie coś takiego jak nieciągła, niecykliczna funkcja falowa na okręgu.

To oznacza, że skoro wiemy, iż Sokrates nigdy nie rozmawiał z amerykańskimi turystami, to on już nigdy nie będzie z nimi rozmawiać, gdyż byłoby to złamaniem równań, które rządzą ewolucją Kosmosu.

Czyli rzeczywiste podróże w czasie nie są możliwe, „dawna" współrzędna czasowa nie może się powtórzyć?

Moim zdaniem, nie. Nawet jeżeli czas byłby cykliczny, to wszystkie zdarzenia też musiałyby być cykliczne. Ludzie, którzy rysują Sokratesa rozmawiającego z turystami amerykańskimi, robią ten błąd, że dla nich czas się powtórzył, ale zdarzenia się nie powtórzyły, bo historyczny Sokrates nie rozmawiał z amerykańskimi turystami.

O matematyczności Przyrody

Czy mógłby Pan skomentować sławne powiedzenie Eugene Wignera o „nieoczekiwanej stosowalności matematyki w fizyce"?

To bardzo znane słowa Wignera. Dotykamy tutaj niezwykle tajemniczego zjawiska: dlaczego w ogóle niektóre teorie fizyki matematycznej tak fantastycznie zdają sprawę z rzeczywistości? Jest to pewnego rodzaju filozoficzne wyzwanie i nie ma przekonującego wyjaśnienia tego fenomenu. Najbliższe wyjaśnienia jest powiedzenie, iż rzeczywistość fizyczna ma w sobie coś takiego, że najpierw została pomyślana, a dopiero potem zrealizowana. Jeżeli powiemy rzemieślnikowi, że wolno mu robić tylko to, co uprzednio ktoś opisał słownie, to ten warunek jest nietrywialny, narzucający pewne ograniczenia. Podobnie język, jego budowa i logika narzucają ograniczenia na to, co można w tym języku opisać. Wszystko wskazuje na to, że rzeczywistość fizyczna ma w sobie wbudowane ograniczenia, które najłatwiej zrozumieć, przyjmując, że najpierw została ona pomyślana jako pewna struktura matematyczna. Tak jak w Biblii: na początku było Słowo...

Znowu zahaczamy o interpretację religijną. Ktoś na początku pomyślał, powiedział to słowo...

O naszej cywilizacji

Czy interesuje się Pan historią nauki?

Tak. Profesjonalni historycy do dziś nie zdają sobie sprawy z wagi fenomenu społecznego, jakim było powstanie nauki; z tego, że powstanie nauki jest najważniejszym wydarzeniem w historii, powiedziałbym nawet, że nie cywilizacji, tylko wręcz gatunku ludzkiego, homo sapiens. Czyli nie w skali kilku tysięcy lat, lecz stu tysięcy lat. W skali 100 000 lat jesteśmy zaledwie o 300 lat oddaleni od najważniejszego wydarzenia: mianowicie powstania nauki w dzisiejszym rozumieniu tego słowa.

Kilka lat temu mówił i pisał Pan o zagrożeniu cywilizacyjnym pochodzącym od braku czystej matematycznie, fundamentalnej teorii fizycznej[1]*. Konkretnie dlaczego uważa Pan to wręcz za zagrożenie aż cywilizacji?*

Ja to rozumiem w taki sposób – współczesna cywilizacja tak naprawdę jest już globalna. Żyjemy w obrębie jednej cywilizacji, która objęła cały świat. Doskonale zdaję sobie sprawę, że są różne regiony, że w tej chwili jest konflikt z muzułmanami, ale cywilizacja jest już jedna, w tym sensie, że wszyscy posługują się tymi samymi komputerami, telefonami komórkowymi itp., nawet terroryści.

Źródłem tej cywilizacji było to, co nazywamy cywilizacją Zachodu, tj. cywilizacja, która powstała w XVII wieku w Europie Zachodniej, przede wszystkim we Francji, Anglii, Niderlandach. Moim zdaniem, przyro-

[1] Andrzej Staruszkiewicz, *Współczesny stan fizyki teoretycznej poważnym zagrożeniem cywilizacyjnym*. Prace Komisji Zagrożeń Cywilizacyjnych Polskiej Akademii Umiejętności, t. 4, Polska Akademia Umiejętności, Kraków 2001, s. 59–62.

doznawstwo matematyczne, tzn. to, co zrobili Newton, Huygens, Galileusz, Kepler i inni, było siłą sprawczą tej cywilizacji.

Nie mam najmniejszej wątpliwości, że gdyby nie te wielkie odkrycia w dziedzinie fizyki, których dokonali Newton, Kepler i inni, to cywilizacja zachodnia po prostu by nie powstała. Mielibyśmy do czynienia z jeszcze jedną taką cywilizacją jak w Chinach, Indiach czy Japonii, ale nie z tym, co nazywamy cywilizacją zachodnią. To, co nazywamy cywilizacją zachodnią i co jest przecież pewnym faktem, powstało w XVII wieku w rejonie Kanału La Manche. To coś powstało dzięki odkryciom w dziedzinie fizyki i matematyki, można bardzo skrótowo powiedzieć – dzięki Newtonowi. Żyjemy w świecie wykreowanym przez Newtona. Czyli podstawowe badania w dziedzinie fizyki w ogóle, a fizyki matematycznej w szczególności stanowią część tego, co nazywa się tożsamością, stanowią część tożsamości tej cywilizacji, w której żyjemy. Literaturę i sztukę tworzyły wszystkie cywilizacje, ale naukę tylko cywilizacja Zachodu.

Jeżeli więc teraz, z jakiegokolwiek powodu, kreatywność w dziedzinie podstaw przyrodoznawstwa matematycznego uległaby przerwaniu (a z czymś takim musimy się liczyć – mamy przecież przykład starożytnych Greków, którzy stworzyli wspaniałą matematykę, ale w pewnym momencie zniknęli i wraz z nimi zniknęła matematyka i dopiero w XVII wieku zaczęto ją pracowicie odtwarzać na podstawie starych rękopisów), gdyby nastąpiło coś takiego jak obumarcie kreatywności w dziedzinie fizyki matematycznej, gdyby nastąpiło zniknięcie ludzi, którzy w jakiś sposób rozumieją, o co chodzi w fizyce teoretycznej, to oznaczałoby to obumarcie elementu, który jest najważniejszą częścią tożsamości naszej cywilizacji.

Zdaję sobie sprawę, że wielu ludzi może uznać te moje obawy za wydumane czy przesadne. Mogę im tylko zazdrościć dobrego samopoczucia. Jednakże mamy przed oczyma wyraźny przykład Greków, wspaniałej cywilizacji, którą stworzyli i która stworzyła wspaniałą matematykę, a jednak zniknęła... Po prostu w pewnym momencie przestali fizycznie istnieć ludzie, którzy tę matematykę tworzyli i rozumieli. Ludzie, którzy rozumieją, o co chodzi w fizyce teoretycznej, też mogą przestać istnieć, a prawdopodobieństwo tego jest o wiele większe niż ludzie są skłonni przypuszczać.

O Polskiej Akademii Umiejętności

Jak postrzega Pan Polską Akademią Umiejętności?

Zamrożenie niegdyś Polskiej Akademii Umiejętności było jednym z bardzo wielu niefortunnych pomysłów reżimu komunistycznego.

W tej chwili, od czasu odnowienia, Polska Akademia Umiejętności ma za sobą dopiero krótki okres działalności. Ten okres jest bardzo twórczy. W porównaniu z Polską Akademią Nauk PAU dysponuje bardzo niewielkim budżetem, który jednak, moim zdaniem, jest wykorzystywany o wiele lepiej niż ogromny, jak na polskie możliwości, budżet PAN. Akademia Umiejętności publikuje wiele bardzo cennych pozycji, jest potrzebną instytucją społeczną.

Rozmowy w Krakowie w lipcu 2004 r., 24 stycznia 2006 r. i 22 marca 2007 r. Tekst autoryzowany 2 kwietnia 2007 r. Zdjęcie: Andrzej M. Kobos. Dziękujemy p. Andrzejowi M. Kobosowi za wyrażenie zgody na przedruk. Pierwodruk: *Po drogach uczonych*, t. 2, Polska Akademia Umiejętności, Kraków 2007, s. 209–229.

Andrzej Staruszkiewicz, doktor nauk matematyczno-fizycznych, doktor habilitowany w zakresie fizyki teoretycznej, profesor zwyczajny Uniwersytetu Jagiellońskiego, b. dyrektor Instytutu Fizyki UJ i b. dziekan Wydziału Matematyki i Fizyki UJ, członek-korespondent PAN. Wybrany do PAU na członka czynnego 9 marca 1991 r.

Krajowe Laboratorium Multidyscyplinarne Nanomateriałów Funkcjonalnych

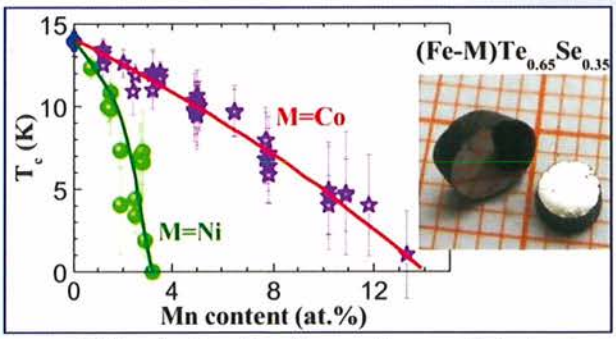
nanofun
www.nanofun.edu.pl

Konsorcjum NanoBioGeo

Środowiskowe Laboratorium Badań Fizycznych

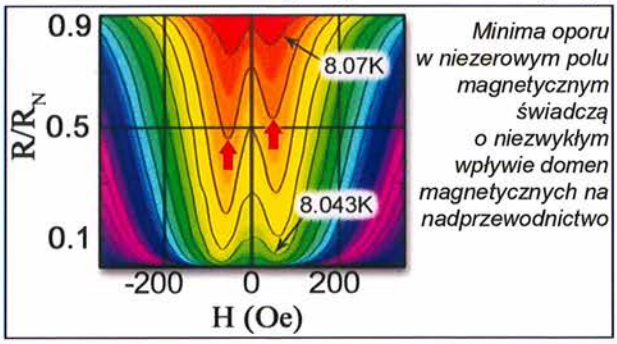
w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Środowiskowe Laboratorium Badań Fizycznych



Wpływ domieszek na temperaturę przejścia do stanu nadprzewodzącego w nadprzewodniku żelazowym FeTeSe

Właściwości struktury nadprzewodnik/ferromagnetyk



Minima oporu w niezerowym polu magnetycznym świadczą o niezwykłym wpływie domen magnetycznych na nadprzewodnictwo

W Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk, w ramach projektu NanoFun POIG.02.02.00-00-025/09, utworzono **Środowiskowe Laboratorium Badań Fizycznych**, którego pracownicy poszukują nieznanych właściwości fizycznych heterostruktur tlenkowych oraz zgłębiają tajemnice zjawisk wirowych w nadprzewodnikach.

Powyższe tematyki badawcze realizowane są w oparciu o uniwersalną platformę pomiarową PPMS produkcji firmy Quantum Design umożliwiającą pomiary następujących wielkości fizycznych:

- **transportu elektrycznego,**
- **transport cieplnego,**
- **pojemności cieplnej,**
- **właściwości magnetycznych.**

Podstawowe właściwości zakupionej platformy pomiarowej to:
pole magnetyczne w zakresie 0 – 9 Tesli, zmiana temperatury w zakresie 1.9 K do 400 K, mikroprocesorowe sterowanie procesem pomiarowym (automatyczna rejestracja i analiza badanych wielkości fizycznych) oraz możliwość rozbudowania układu o dołączone instrumenty zewnętrzne.

www.nanofun.edu.pl/laboratoria.html

INNOWACYJNA GOSPODARKA
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt Krajowe Laboratorium Multidyscyplinarne Nanomateriałów Funkcjonalnych – NanoFun jest współfinansowany ze środków Unii Europejskiej w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka

Krajowe Laboratorium Multidyscyplinarne Nanomateriałów Funkcjonalnych

nanofun
www.nanofun.edu.pl

Konsorcjum NanoBioGeo

Pracownia Preparatyki Próbek PPMS

w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Platforma pomiarowa PPMS

Dodatkowe wyposażenie Pracowni Preparatyki Próbek PPMS stanowią:

- ***Glove box (PLAS-LABS)*** *– akrylowa komora rękawicowa ze śluzą zewnętrzną.*
- ***Waga analityczna (Sartorius)*** *o dwóch zakresach maksymalnego obciążania do 5 g (±0.002 mg) oraz do 21 g (± 0.01 mg).*
- ***Rotator (Cole)*** *– mieszanie cieczy w dowolnej orientacji z prędkością do 20 obrotów na minutę.*
- ***Płuczka ultradźwiękowa (Bandelin)*** *– czyszczenie w dowolnych cieczach w temperaturach 20-80°C.*
- ***Eksykator przepływowy (PLAS-LABS)*** *wykorzystywany do przechowywania próbek w atmosferze ochronnej wybranego gazu.*

Pracownia Preparatyki Próbek PPMS powstała w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk dzięki funduszom projektu NanoFun POIG.02.02.00-00-025/09.

W laboratorium prowadzone są badania nanocząstek oraz mikrokapsułek magnetycznych do zastosowań biomedycznych, cieczy magnetycznych oraz magnetyków molekularnych.

Podstawowym sprzętem badawczym pracowni jest platforma pomiarowa PPMS (Physical Property Measurement System - Quantum Design) umożliwiająca pomiary m.in. momentu magnetycznego, podatności magnetycznej oraz oporności elektrycznej w temperaturach od 1.9 do 400 K, w polach magnetycznych do 9 T.
W celu pomiaru wybranej wielkości fizycznej do modułu głównego instaluje się do odpowiednią opcję pomiarową: magnetometr VSM, podatnościomierz *ac/dc* lub układ do pomiaru oporności.
Platforma umożliwia badania właściwości magnetycznych miękkich i twardych magnetyków.

www.nanofun.edu.pl/laboratoria.html

INNOWACYJNA GOSPODARKA
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt Krajowe Laboratorium Multidyscyplinarne Nanomateriałów Funkcjonalnych – NanoFun jest współfinansowany ze środków Unii Europejskiej w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka