

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Zagadnienie n ciał

Ginzburga kanon fizyki

Splątanie kwantowe



XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

w Światowym Roku Fizyki

Warszawa, 11–16 września 2005 r.



Szanowni Państwo,

W imieniu Komitetu Organizacyjnego serdecznie zapraszam do uczestnictwa w XXXVIII Zjeździe Fizyków Polskich, który odbędzie się w tym roku w Warszawie. Jak wiadomo, rok 2005 został ogłoszony Światowym Rokiem Fizyki, dla upamiętnienia epokowych prac Alberta Einsteina sprzed 100 lat dotyczących teorii względności, zjawiska fotoelektrycznego oraz ruchów Browna. Liczymy, że tegoroczny Zjazd będzie kulminacją obchodów Światowego Roku Fizyki w Polsce. Oprócz odniesień historycznych tematyka Zjazdu będzie nawiązywać do najnowszych osiągnięć fizyki światowej i polskiej. Spodziewamy się udziału gości zagranicznych, w tym laureatów Nagrody Nobla. Ozdobą programu kulturalnego Zjazdu będzie uroczysta prapremiera w Filharmonii Narodowej utworu Wojciecha Kilara „Symfonia de motu” (Symfonia o ruchu). W liście skierowanym do organizatorów Zjazdu artysta napisał, że swoją symfonię traktuje jako „swoisty prezent i hołd jednocześnie dla polskiej fizyki, polskich fizyków i dla fizyki w ogóle”.

Zjazd odbywać się będzie w Gmachu Głównym Politechniki Warszawskiej oraz w pobliskich gmachach Wydziału Fizyki PW i Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Podczas Zjazdu odbędą się sesje plenarne, specjalistyczne i plakatowe, a także wystawy oraz imprezy towarzyszące. Sporo czasu poświęcimy dydaktyce fizyki. Zaplanowaliśmy także zwiedzanie laboratoriów naukowych warszawskich instytutów fizyki. Wykłady przeglądowe opublikowane będą po zakończeniu Zjazdu w *Postęпах Fizyki*. Natomiast prezentacje z sesji specjalistycznych planujemy opublikować w *Acta Physica Polonica*, co jest nowością w porównaniu z poprzednimi zjazdami.

Przyjezdni uczestnicy Zjazdu zostaną zakwaterowani w domach studenckich położonych w pobliżu miejsca obrad. Będzie też możliwość rezerwacji miejsc w hotelach warszawskich, a wyżywienie zapewni pobliska stołówka PW.

Dalsze informacje dotyczące Zjazdu ukazywać się będą sukcesywnie na zjazdowej stronie internetowej (www.if.pw.edu.pl/zjazd2005), do której odwiedzenia gorąco Państwa zapraszam.

Łączę serdeczne pozdrowienia

Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego

Prof. dr hab. Jerzy Garbarczyk

CZAS I MIEJSCE ZJAZDU	Warszawa, 11–16 września 2005 r.: Politechnika Warszawska – Gmach Główny (Pl. Politechniki 1) oraz Wydział Fizyki (ul. Koszykowa 75), Uniwersytet Warszawski – Wydział Fizyki (ul. Hoża 69)
TEMATYKA ZJAZDU	100-lecie epokowych prac Einsteina, fizyka jądrowa i cząstek elementarnych, fizyka atomowa, molekularna i optyka, fizyka fazy skondensowanej, geofizyka, biofizyka i fizyka środowiska, nowe obszary fizyki, nauczanie fizyki, fizyka dla poetów i w życiu codziennym
ORGANIZATORZY	Oddział Warszawski PTF, Politechnika Warszawska, Uniwersytet Warszawski, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk
ADRES ORGANIZATORÓW	Prof. dr hab. Jerzy Garbarczyk Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa tel.: (22) 660-7267, 629-6124, fax: (22) 628-2171, e-mail: zjazd2005@if.pw.edu.pl
REJESTRACJA	rejestracja on-line: http://www.if.pw.edu.pl/zjazd2005
KOSZT UCZESTNICTWA	Pełny koszt udziału w Zjeździe wynosi 850 zł, członkowie PTF z opłaconymi składkami – 750 zł, nauczyciele, doktoranci i studenci – 550 zł (członkowie PTF – 500 zł), osoby towarzyszące – 500 zł. Po 1 czerwca 2005 r. wszystkie opłaty wyższe o 150 zł.
KONTO BANKOWE	Bank PEKAO S.A. IV Oddział Warszawa, rachunek nr 81 1240 1053 1111 0000 0500 5664 (koniecznie z dopiskiem „Zjazd – 2005”)
WAŻNE DATY	31 maja 2005 r. – ostateczny termin przysyłania streszczeń referatów zaproszonych 31 sierpnia 2005 r. – ostateczny termin rejestracji oraz opłacenia kosztów udziału w Zjeździe (do 1 czerwca 2005 r. niższe opłaty)
DALSZE INFORMACJE	można znaleźć na stronie: www.if.pw.edu.pl/zjazd2005

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Krystian Roleder (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Lidia Skibińska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Szupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Maciej Kolwas (prezes), Katarzyna Chałasińska-Macukow i Reinhard Kulesa (wiceprezesi), Helena Białkowska (sekretarz generalny), Marek Kowalski (skarbnik), Bernard Jancewicz, Franciszek Krok, Maria Mucha, Andrzej Ptok, Barbara Sagnowska i Mirosław Trociuk (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: (22) 6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Andrzej Maziewski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Płusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Karol Kołodziej (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Reinhard Kulesa (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Andrzej Dobek (Poznań), Aleksander B. Szymański (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Szupsk), Adam Bechler (Szczecin), Andrzej Bielski (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Adam Smólski – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zendak i Wspólnicy sp.j., tel.: (22) 8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

P. Strzelecki – O osobliwych rozwiązaniach zagadnienia n ciał	50
W.Ł. Ginzburg – O nadprzewodnictwie i nadciekłości (co mi się udało zrobić, a czego nie) oraz o „kanonie fizyki” u zarania XXI wieku	57
B.M. Terhal, M.M. Wolf, A.C. Doherty – Splątanie kwantowe: współczesna perspektywa	75
PTF	56
Grant MENiS i konkurs	83
NOWI PROFESOROWIE	84
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	85
RECENZJE	89
KRONIKA	91

Drodzy Czytelnicy,

Witamy Was po raz drugi w tym wyjątkowym roku, Światowym Roku Fizyki, w którym czeka nas wiele atrakcyjnych imprez, m.in. Zjazd Fizyków w Warszawie i konferencje poświęcone stuleciu fotonu; informujemy o nich na okładkach tego zeszytu. Przed nami także – już niebawem – coś całkiem nowego, dotąd niespotykanego: elektroniczne wybory do władz naszego Towarzystwa.

Może dobrze się stało, że dopiero w tym roku drukujemy wykład noblowski Witalija Ginzburga, zawierający nie tylko obszernie omówienie badań nadprzewodnictwa i nadciekłości, lecz również propozycję „kanonu fizyki” – listy zagadnień, o których wszyscy powinniśmy dziś mieć jakie takie pojęcie. Każdy z nas pewnie coś by jeszcze do tej listy dodał (a może i ujął), lecz jest niewątpliwe, że wiedzieć trzeba niemało...

W tym roku postanowiliśmy sprawić sobie nowe szaty – tym razem elektroniczne. Marek Więckowski z zapałem ulepszył naszą stronę internetową, gdzie znaleźć można wszystko, co już tam było, lecz w bardziej nowoczesnym opakowaniu, a ponadto lepszą wyszukiwarkę oraz liczne odsyłacze do innych czasopism i organizacji fizycznych.



Mirek Łukaszewski

Na okładce:

Stynne już zdjęcie – ikona kwantowego splątania – pokazuje (w sztucznych barwach) fotony z zakresu podczerwieni wyemitowane przez kryształ pompowany laserem nadfioletowym. Zielone pierścienie odpowiadają przypadkom, w których energia fotonu pierwotnego dzieli się równo między dwa fotony wtórne. Polaryzacja fotonów z jednego pierścienia jest pozioma, z drugiego – pionowa. Fotony z obu pierścieni na ich przecięciach mają nieokreśloną polaryzację – są splątane (dzięki uprzejmości Paula Kwiaty i Michaela Recka, Institut für Experimentalphysik, Universität Wien).

O osobliwych rozwiązaniach zagadnienia n ciał*

Paweł Strzelecki

Wydział Matematyki, Informatyki i Mechaniki, Uniwersytet Warszawski

On singular solutions of the n -body problem

Abstract: We discuss some of the mathematical features of the n -body problem and give a popular account of Xia's construction of noncollision singularities for $n > 4$.

Wstęp

Newtonowska mechanika jest bardzo klasyczną dziedziną z pogranicza fizyki i matematyki. Wydawałoby się, że dziś – w epoce lotów kosmicznych, pomiarów czasu z dokładnością do niewyobrażalnie małych ułamków sekundy, inteligentnych pocisków rakietowych trafiających w cel z dokładnością do metra – dziedzina ta nie kryje już żadnych szczególnych zagadek. Jest to jednak sąd wysoce fałszywy: mechanika newtonowska, widziana oczyma matematyka, zawiera mnóstwo otwartych pytań, a także wiele zaskakujących wyników, które pokazują, jak zawodna i niedoskonała jest nasza intuicja. O jednym z takich wyników chcę tu opowiedzieć. Chodzi o pochodzące sprzed kilkunastu lat rozwiązanie problemu Painlevégo, czyli o dowód istnienia w klasycznym zagadnieniu n ciał tzw. osobliwości niezderzeniowych.

Osobliwość niezderzeniowa to taki ruch n punktów materialnych, w którym nie dochodzi do zderzenia żadnej ich pary, a przy tym po skończonym czasie suma wszystkich odległości tych par dąży do nieskończoności! W fizyce relatywistycznej takie zjawisko oczywiście nie może się wydarzyć: prędkości są ograniczone. Okazuje się jednak, że w świecie rządzonego prawami Newtona takie paradoksalne zachowanie n ciał jest jak najbardziej możliwe.

Pytanie o istnienie osobliwości niezderzeniowych pozostawało bez odpowiedzi przez prawie sto lat. Postawił je w końcu XIX w. Paul Painlevé. Aby ujrzeć we właściwym świetle i samo pytanie, i szkic jego rozwiązania, zacznijmy opowieść od początku.

Zagadnienie n ciał

Jak wiadomo, z drugiej zasady dynamiki i newtonowskiego prawa grawitacji wynika, że ruch n punktów materialnych (o masach m_1, \dots, m_n) pod wpływem sił

gravitacji opisywany jest przez układ równań różniczkowych

$$\begin{aligned} m_j \frac{d^2 \mathbf{x}_j}{dt^2} &= \sum_{i \neq j} m_i m_j \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3} \\ &= \frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}_j}, \quad j = 1, \dots, n. \end{aligned} \quad (1)$$

Zmienna t oznacza czas, a wektor $\mathbf{x}_j = \mathbf{x}_j(t) \in \mathbb{R}^3$ ($j = 1, \dots, n$) – położenie j -ego punktu w przestrzeni \mathbb{R}^3 w chwili t . Jak widać, siła $m_j \mathbf{x}_j''$ działająca na j -y punkt jest sumą sił jego oddziaływań grawitacyjnych z pozostałymi punktami. Układ jednostek został tak dobrany, że stała grawitacji $G = 1$; matematykowi wolno to zrobić bezkarnie.

Występująca w układzie równań (1) funkcja U dana jest wzorem

$$U(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n) = \sum_{i < j} \frac{m_i m_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}$$

i z fizycznego punktu widzenia jest równa energii potencjalnej układu wziętej z przeciwnym znakiem.

Typowe pytania, jakie stawia matematyk, widząc jakikolwiek układ równań różniczkowych, to pytania o istnienie i jednoznaczność rozwiązań, o ich stabilność, wreszcie (gdy ma to sens, a tu akurat ma) o istnienie rozwiązań okresowych lub prawie okresowych. Bez odpowiedzi na te pytania nie można mówić, że dysponujemy sensownym modelem matematycznym zjawiska fizycznego.

Lokalne istnienie i jednoznaczność

To akurat sprawa stosunkowo prosta; aby ją krótko omówić, wprowadzimy kilka oznaczeń, które przydadzą się w całym artykule.

*Tekst jest rozbudowaną i lekko zmatematyzowaną wersją popularnego wykładu, wygłoszonego przez autora podczas Święta Uniwersytetu Warszawskiego w listopadzie 2004 r.

Konfigurację całego układu wygodnie będzie opisywać za pomocą wektora położenia punktów materialnych $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)$ należącego do $3n$ -wymiarowej przestrzeni kartezjańskiej \mathbb{R}^{3n} . Prawa strona układu (1), a także energia potencjalna, nie są określone zawsze; wyróżnijmy w przestrzeni \mathbb{R}^{3n} tzw. zbiór zderzeń

$$Z := \bigcup_{i < j} Z_{ij}, \quad (2)$$

gdzie

$$Z_{ij} := \{\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n) \in \mathbb{R}^{3n} \mid x_i = x_j\}$$

jest zbiorem wszystkich tych konfiguracji układu, w których dochodzi do zderzenia pewnej pary punktów materialnych (i -tego punktu z j -ym).

Poza zbiorem zderzeń, tzn. w $\mathbb{R}^{3n} \setminus Z$, prawa strona układu (1) opisującego zagadnienie n ciał jest dobrze określona, bardzo porządną funkcją gładką. Klasyczna teoria równań różniczkowych zwyczajnych daje więc następujące twierdzenie.

Twierdzenie 1. *Dla każdego położenia początkowego $\mathbf{x}(0) \in \mathbb{R}^{3n} \setminus Z$ i każdej prędkości początkowej $\mathbf{x}'(0) \in \mathbb{R}^{3n}$ istnieje dokładnie jedno rozwiązanie $\mathbf{x}(t)$ zagadnienia n ciał (1). Jest ono określone dla wszystkich chwil $t \in [0, t^*)$, przy czym przedział $[0, t^*)$ jest maksymalny.*

Innymi słowy, rozwiązania nie można określić na żadnym przedziale $[0, T)$, gdzie $T > t^*$. Oczywiście czas t^* zależy od konfiguracji początkowej i prędkości początkowej. (Rozwiązanie można przedłużyć także na pewien przedział chwil $t < 0$, przeszłością układu nie będziemy się jednak zajmować).

Wygodna jest sytuacja, w której $t^* = \infty$. Rozwiązania istnieją wtedy dla wszystkich chwil. Może się jednak zdarzyć, że tak nie jest – np. wtedy, gdy w skończonym czasie dochodzi do zderzenia pewnej pary ciał. Jeśli $t^* < \infty$, to mówimy, że rozwiązanie $\mathbf{x}(t)$ doświadcza osobliwości w chwili t^* .

Twierdzenie o lokalnym istnieniu i jednoznaczności rozwiązań ma wielką wadę: ani nie pozwala określić rozwiązania jawnym wzorem, ani też nie orzeka, jaki jest maksymalny przedział istnienia rozwiązania. Co w takiej sytuacji robi matematyk? Patrzy na przykłady i szuka innych dróg wyjścia.

Zagadnienie dwóch ciał

To jest przykład najprostszy. Okazuje się, że o rozwiązaniach można w tej sytuacji powiedzieć dużo więcej. Jak wykazał sam Newton, wektor $\mathbf{y}(t) = \mathbf{x}_1(t) - \mathbf{x}_2(t)$ spełnia tzw. równanie Keplera

$$\frac{d^2 \mathbf{y}}{dt^2} = \frac{-M \mathbf{y}}{|\mathbf{y}|^3}, \quad \text{gdzie } M := m_1 + m_2.$$

Newton scałkował to równanie i udowodnił następujące twierdzenie.

Twierdzenie 2. *Wszystkie rozwiązania równania Keplera to stożkowe o jednym z ognisk w początku układu współrzędnych.*

Dowód można znaleźć w prawie każdym podręczniku metod matematycznych mechaniki, np. [1] (p. 2.10.5) lub [2] (p. 11.1 i 11.2). Z twierdzenia Newtona wynika, że wszystkie okresowe rozwiązania równania Keplera opisują ruch po elipsach. Był to wielki tryumf newtonowskiej teorii grawitacji: potwierdzenie czystym rachunkiem i dedukcją tego, co sam Kepler postulował na podstawie sumiennej analizy wyników obserwacji Tychona Brahe.

Skoro o obserwacjach mowa, przerwijmy na chwilę opowieść o zagadnieniu n ciał i przytoczmy prosty, niemal banalny przykład układu dynamicznego, w którym obserwacje sugerują coś, co w istocie wcale nie jest prawdą. To skądinąd stary truizm: zachowanie układu dynamicznego po długim czasie może być zupełnie różne od tego, które obserwujemy dla stosunkowo niewielkich przedziałów czasu.

Przykład. Rozważmy ciąg d_n , którego wyrazami są początkowe cyfry dziesiętne kolejnych potęg dwójki – poczynając od 2^0 . Oto początkowy fragment tego ciągu:

$$\begin{aligned} &1, 2, 4, 8, 1, 3, 6, 1, 2, 5, \\ &1, 2, 4, 8, 1, 3, 6, 1, 2, 5, \\ &1, 2, 4, 8, 1, 3, 6, 1, 2, 5, \dots \end{aligned}$$

Zadajmy pytanie: czy w ciągu d_n pojawia się siódemka? (Patrz [1], zad. 4, s. 73, a także Delta nr 7/1994).

Pierwszy odruch niezbyt pracowitego eksperymentatora jest jasny: nie, wszak każdy widzi, że to ciąg okresowy, o okresie 10, i siódemka w ogóle w nim nie występuje.

Eksperymentator cierpliwy da inną odpowiedź: $d_{46} = 7$, gdyż $2^{46} = 70\,368\,744\,177\,664$. Siódemka jest też pierwszą cyfrą każdej z liczb 2^{56} , 2^{66} , 2^{76} , 2^{86} i 2^{96} , natomiast pierwszą cyfrą 2^{106} jest już 8. To efekt mnożenia przez $2^{10} = 1024 \approx 1000$; choć w przybliżeniu polega ono na dopisywaniu trzech zer, to jednak niewielkie zaburzenia stopniowo się kumulują.

Zadajmy więc kolejne pytanie: czy w ciągu d_n występuje nieskończenie wiele siódemek? Tu już eksperyment nie pomoże.

Odpowiedź nie jest trudna, wystarczy zrozumieć, co to znaczy, że 7 jest początkową cyfrą liczby 2^n . Otóż jest tak wtedy i tylko wtedy, gdy

$$7 \cdot 10^k < 2^n < 8 \cdot 10^k. \quad (3)$$

Po zlogarytmowaniu zapisujemy powyższe nierówności w równoważnej postaci

$$k + \log 7 < n \log 2 < k + \log 8,$$

lub, pozbywszy się niepotrzebnej zmiennej k ,

$$a_n := n \log 2 - [n \log 2] \in (\log 7, \log 8) \quad (4)$$

(nawias kwadratowy oznacza część całkowitą liczby, tzn. jej entier lub, jak kto woli, cechę).

Odpowiedź na pytanie, czy siódemka jest początkową cyfrą nieskończenie wielu potęg dwójki, wynika z dwóch prostych faktów.

Lemat 3. Liczba $\log 2$ jest niewymierna.

Lemat 4. Jeśli liczba x jest niewymierna, to wyrazy ciągu $a_n := nx - [nx]$, tzn. części ułamkowe kolejnych wielokrotności x , stanowią gęsty podzbiór odcinka $[0, 1]$: do każdego przedziału otwartego (a, b) , gdzie $0 < a < b < 1$, należy nieskończenie wiele z nich.

Dowód pierwszego lematu jest natychmiastowy: gdyby było prawdą, że $\log 2 = k/l$ dla pewnych liczb naturalnych k oraz l , to mielibyśmy $10^k = 2^l$, czyli oczywistą sprzeczność. Dowód drugiego jest nieco trudniejszy, ale można go uznać za ćwiczenie. Trzeba najpierw wykazać, że wszystkie wyrazy ciągu a_n są różne (wynika to z niewymierności x). Zatem dla każdego $\varepsilon > 0$ istnieją dwa wyrazy a_k oraz a_{k+j} różniące się o dodatnią liczbę $\delta < \varepsilon$. To oznacza, że powiększając numer wyrazu o liczbę j , przesuwamy się po odcinku $[0, 1]$ o kroczek długości δ . Nie zdołamy więc przeskoczyć przez żadną dziurę dłuższą niż δ . Szczegóły rozumowania nie jest trudno uzupełnić.

Jeśli w lemacie 4 weźmiemy $x = \log 2$, $a = \log 7$ oraz $b = \log 8$, to widzimy, że warunek (4), a więc także równoważny mu warunek (3) są spełnione dla nieskończenie wielu n : siódemka jest pierwszą cyfrą nieskończenie wielu potęg dwójki. Oczywiście żadne szczególne cechy siódemki nie odgrywały roli w rozumowaniu, dlatego dla dowolnego skończonego ciągu cyfr można znaleźć potęgi dwójki, które w zapisie dziesiętnym rozpoczynają się właśnie od niego. Na przykład, liczba 2^{26399} ma na początku swego zapisu dziesiętnego siedem siódemek, 2^{1871} – rok pierwszego wydania *Principiów* Newtona, a 2^{236778} – dzień i miesiąc urodzin autora tego artykułu.

No dobrze, zapyta ktoś, ale dlaczego po obejrzeniu 30 wyrazów wydaje się, że ciąg d_n jest okresowy? I co to ma wspólnego z zagadnieniem n ciał?

Odpowiedź na pierwsze pytanie jest prosta. Otóż $\log 2 = 0,301029995\dots$ jest bardzo bliski liczby wymiernej $y = 0,3$, a ciąg $0,3 \cdot n - [0,3 \cdot n]$ jest okresowy i ma okres 10. Odpowiedź na drugie pytanie jest nieco bardziej złożona: na pozór nic, ale każdy układ hamiltonowski o n stopniach swobody, który ma n istotnie różnych całek pierwszych (tzw. całek pierwszych w inwolucji) można po odpowiedniej zamianie zmiennych zapisać w tzw. zmiennych działanie–kąt: jeśli n -wymiarowe poziomice całek pierwszych są zwarte, to są wtedy torusami i na każdym z takich torusów ruch odbywa się według przepisu

$$\theta'_i(t) = c_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

gdzie c_i są stałymi, a $\theta_i \bmod 2\pi$ są współrzędnymi na n -wymiarowym torusie, czyli kątami; patrz np. [1], rozdz. 10. Przykład z potęgami dwójki to w istocie lekko zamaskowany jednowymiarowy przypadek tego typu.

Bogatsi o tę wiedzę, wróćmy do zagadnienia n ciał.

Zagadnienie trzech ciał

To kolejny naturalny przypadek szczególny, w którym jednak zamiast iluminacji podobnej do wspomnianego wcześniej wyniku Newtona napotykamy przykrą niespodziankę: zagadnienie trzech ciał nie jest całkowalne w kwadraturach. Nie ma żadnego jawnego wzoru czy przepisu na wszystkie jego rozwiązania. Jak wykazał H. Bruns w 1887 r., w zagadnieniu trzech ciał istnieje tylko 10 niezależnych całek pierwszych: energia całkowita, trzy współrzędne środka masy, trzy współrzędne pędu i trzy współrzędne momentu pędu. Każda inna całka pierwsza jest od nich zależna. Tymczasem dla $n = 3$ układ (1) zawiera 9 równań drugiego rzędu (po trzy równania na współrzędne przyspieszenia każdego z trzech ciał), które można zapisać jako 18 równań rzędu pierwszego – por. równania (5) dalej. Całek pierwszych jest więc po prostu za mało.

Przykładów rozwiązań szczególnych zagadnienia trzech ciał znamy bardzo niewiele. Dwa z nich podali jeszcze w XVIII w. Lagrange i Euler, tworząc je zręcznie z ogólnego wzoru na rozwiązanie zagadnienia dwóch ciał. Przykład Lagrange'a to takie rozwiązanie, w którym trzy ciała o równych masach są w chwili początkowej w wierzchołkach trójkąta równobocznego i poruszają się w taki sposób, że stale pozostają wierzchołkami pewnego trójkąta równobocznego. W przykładzie Eulera trzy ciała przez cały czas leżą na jednej prostej; stosunki ich odległości są stale takie same jak w chwili początkowej.

Bardzo znana rodzina rozwiązań zagadnienia trzech ciał to tzw. orbity Hilla, uzyskiwane dla trzech ciał o dużych stosunkach mas poruszających się po niemal kołowych orbitach i wykorzystywane do przybliżonego opisu ruchu układu Słońce–Ziemia–Księżyc.

Wreszcie, kolejne jawne rozwiązanie zagadnienia trzech ciał podali w roku 2001 Alain Chenciner i Richard Montgomery: trzy ciała o równych masach poruszają się okresowo po krzywej w kształcie ósemki; przesunięcie fazowe między dwoma kolejnymi ciałami jest równe jednej trzeciej okresu.

Problem Painlevégo

Pytanie, o którym wspominałem na początku, postawił w 1895 r. Paul Painlevé w związku ze swymi pracami nad zagadnieniem trzech ciał. Aby je sformułować ściśle, należy w pierw wspomnieć o naturalnym podziale osobliwości w zagadnieniu n ciał na dwie klasy i o dwóch twierdzeniach Painlevégo.

Przypuśćmy, że rozwiązanie $x(t)$ zagadnienia n ciał doświadcza osobliwości w chwili $t^* < \infty$. Możliwe są wtedy dwie sytuacje:

- $x(t) \rightarrow q$ dla $t \rightarrow t^*$, gdzie $q \in Z$ jest pewnym ustalonym punktem; osobliwość nazywamy wtedy zderzeniem, gdyż w granicy dochodzi do spotkania dwóch lub większej liczby ciał w jednym punkcie (o tym, które ciała się zderzają, decydują współrzędne punktu q);
- trajektoria nie dąży do żadnego ustalonego punktu w zbiorze Z ; wtedy mówimy, że w chwili t^* rozwiązanie ma osobliwość niezderzeniową.

Painlevé był w stanie wykluczyć jeden z możliwych do pomyslenia scenariuszy osobliwości niezderzeniowych: taki, który polegałby na tym, że trajektoria zbliża się do zbioru zderzeń Z , a potem odeń odskakuje, znów się doń zbliża i odskakuje, i tak dalej, coraz częściej i coraz szybciej.

Twierdzenie 5 (Painlevé). *Nie można przekomarzać się z osobliwością. Dokładniej, jeśli $x(t_i) \rightarrow Z$ dla pewnego ciągu chwil $t_i \rightarrow t_*$, to*

$$\text{dist}(x(t), Z) \rightarrow 0 \quad \text{dla } t \rightarrow t^*.$$

Symbol „dist” oznacza odległość punktu od zbioru:

$$\text{dist}(p, A) = \inf_{q \in A} |p - q|.$$

Jeśli więc można wskazać taki ciąg chwil zbieżny do t^* , w których punkty trajektorii dążą do zbioru zderzeń, to cała trajektoria nie ma wyboru i też musi dążyć do zbioru zderzeń. O odskakiwaniu na ustaloną odległość nie ma mowy.

Szkic dowodu tego twierdzenia wcale nie jest trudny. Niech

$$r_{\min}(t) = \min_{i \neq j} |x_i(t) - x_j(t)|$$

oznacza minimalną odległość punktów układu w chwili t , niech $v_j(t) = x'_j(t)$ będą prędkościami, a

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^n m_j v_j^2(t)$$

energiją kinetyczną układu. Z zasady zachowania energii wynika, że $E_k - U = \text{const}$.

Z klasycznej teorii równań różniczkowych zwyczajnych wiadomo, że rozwiązania dowolnego układu równań $x'(t) = f(x)$ istnieją na przedziale o długości δ , która zależy jedynie od ograniczenia górnego na wartość prędkości, tzn. na długość $|f(x)|$ wektora $f(x)$. Z fizycznego punktu widzenia jest to prawie oczywiste: układ równań różniczkowych jest przepisem na to, w jaki sposób należy się poruszać. Jeśli wiadomo, że w pewnym otoczeniu położenia startowego wartość prędkości narzucona przez ów przepis jest niezbyt duża

– powiedzmy nie większa od v_{\max} – to wiadomo także, że pobyt wewnątrz tego otoczenia potrwa przez czas rzędu $1/v_{\max}$ albo dłużej.

Zagadnienie n ciał można zapisać jako układ równań pierwszego rzędu. Wystarczy pamiętać, że prócz położen i przyspieszeń mamy jeszcze prędkości:

$$\begin{cases} \frac{dx_j}{dt} = v_j, \\ m_j \frac{dv_j}{dt} = \sum_{i \neq j} m_i m_j \frac{x_i - x_j}{|x_i - x_j|^3}, \quad j = 1, \dots, n. \end{cases} \quad (5)$$

Gdyby twierdzenie Painlevégo było fałszywe, to znaleźlibyśmy ciąg takich chwil $\tilde{t}_k \rightarrow t^*$, w których trajektoria układu w przestrzeni \mathbb{R}^{3n} pozostawałaby w ustalonej odległości od zbioru zderzeń. To oznacza, że dla wszystkich par odległości między tworzącymi je ciałami mierzone w chwilach \tilde{t}_k byłyby większe od ustalonej liczby dodatniej d . Wtedy jednak w pewnym otoczeniu każdego punktu $x(\tilde{t}_k)$, powiedzmy w kuli o środku $x(\tilde{t}_k)$ i promieniu $d/3$, ograniczona byłaby funkcja U (gdyż każdy składnik sumy byłby ograniczony), a więc także energia kinetyczna E_k , gdyż $E_k - U = \text{const}$. To daje ograniczenie górne wszystkich prędkości x'_j oraz ograniczenie górne wszystkich prawych stron równań (5).

Stosując w otoczeniu każdego punktu $x(\tilde{t}_k)$ wspomniani wyżej ogólny wynik teorii równań różniczkowych, przedłużymy rozwiązanie na prawo od \tilde{t}_k na pewien przedział o długości δ . Liczba δ zależy tylko o dwóch wielkości: d (tzn. od minimum odległości ciał w chwilach \tilde{t}_k) i od całkowitej energii układu. Ponieważ $\tilde{t}_k \rightarrow t^*$, więc koniec końców uda się nam przedłużyć rozwiązanie na prawo od t^* , czyli poza maksymalny czas jego istnienia. Jest to sprzeczność, która wzięła się z przypuszczenia, że dla całego ciągu \tilde{t}_k punkty $x(\tilde{t}_k)$ są odległe od zbioru zderzeń o co najmniej wielkość d .

W związku z tym twierdzeniem Painlevé postawił pytanie, czy osobliwości niezderzeniowe w ogóle w zagadnieniu n ciał istnieją (przy odpowiednim doborze mas oraz położen i prędkości początkowych). Każda taka osobliwość musiałaby polegać na tym, że trajektoria zbliża się do zbioru zderzeń, lecz nie dąży do żadnego ustalonego punktu w tym zbiorze, tzn. odległość żadnej pary ciał nie dąży do zera, a mimo to minimalna odległość wszystkich par ciał dąży do zera.

Pytanie o to, czy to się może wydarzyć, jest o tyle ciekawe, że Painlevé udowodnił jeszcze jedno twierdzenie.

Twierdzenie 6. *W zagadnieniu trzech ciał osobliwości niezderzeniowe nie występują.*

Dowód nie jest bardzo trudny; trzeba wykorzystać nierówność trójkąta, żeby wykazać, że od pewnej chwili minimalną odległość $r_{\min}(t)$ określają stale dwa te same ciała (i nie ma mowy o żadnej zamianie ról).

Wkrótce później pojawił się jeszcze jeden wynik.

Twierdzenie 7 (von Zeipel, 1908). *Jeśli rozwiązanie $x(t)$ zagadnienia n ciał ma osobliwość niezderzeniową w chwili t^* , to*

$$\max_{i < j} |x_i(t) - x_j(t)| \rightarrow \infty \quad \text{dla } t \rightarrow t^*. \quad (6)$$

Innymi słowy, jeśli istnieje osobliwość niezderzeniowa, to maksymalna odległość między n punktami materialnymi, które poruszają się zgodnie z zasadami dynamiki Newtona, może w skończonym czasie wzrastać do nieskończoności.

Zakrawa to na absurd, gdyż aby umożliwić spełnienie warunku (6), energia kinetyczna układu powinna też dążyć do plus nieskończoności! Nie ma tu jednak wcale żadnej łatwej sprzeczności z zasadą zachowania energii: zauważmy, że w pobliżu zbioru zderzeń Z energia potencjalna $-U$ nie jest ograniczona z dołu i dąży do minus nieskończoności, gdy punkt $x = (x_1, \dots, x_n)$ zbliża się do zbioru zderzeń.

Mimo to warunek podany w twierdzeniu von Zeipela jest tak dziwny, że o problemie Painlevégo zapomniano na długie lata. Pewne cząstkowe wyniki i spostrzeżenia zaczęły pojawiać się dopiero w latach siedemdziesiątych XX w. Ostateczne rozwiązanie pochodzi sprzed kilkunastu lat. Oto i ono.

Twierdzenie 8 (Zhihong Xia, 1992). *W zagadnieniu pięciu ciał istnieją osobliwości niezderzeniowe.*

Dowód Xia zawarty jest w pracy [3] w *Annals of Mathematics*, najsłynniejszym czasopiśmie matematycznym na świecie. Jürgen Moser, jeden z twórców słynnej teorii KAM, w tekście swego plenarnego wykładu [4] otwierającego Międzynarodowy Kongres Matematyków w Berlinie w 1998 r., zatytułowanego „Układy dynamiczne – przeszłość i teraźniejszość”, napisał: „Przedstawię w tym wykładzie to, co uważam za znaczące postępy w dziedzinie układów dynamicznych w ostatnich 50 latach. Dziedzina ta rozwinęła się w owym czasie wspaniale, więc moje zadanie byłoby niewykonalne, gdybym nie przyjął ostrych kryteriów. I po tych słowach wymienił wśród wspomnianych „znaczących postępów” wynik Xia, używając w jego opisie paru wykrzykników, choć skądinąd wiadomo, że matematycy nie są skłonni do zbyt ostentacyjnego wyrażania emocji w piśmie.

Zasadniczy pomysł konstrukcji Xia jest bardzo prosty, warto więc o nim opowiedzieć. Szczegóły są bardzo techniczne i nie będziemy ich omawiać.

Konstrukcja Xia

Rozważamy na początek cztery ciała: dwie gwiazdy podwójne, o parami równych masach $m_1 = m_2$ oraz $m_3 = m_4$. Poruszają się one symetrycznie, w dwóch równoległych płaszczyznach, prostopadłych do osi z w \mathbb{R}^3 , po niemal eliptycznych orbitach. Zarówno m_1 oraz m_2 , jak i m_3 oraz m_4 są przez cały czas

położone symetrycznie względem osi z . Do tego układu dodajemy piąte ciało: lekki wahadłowiec o masie m_5 , który porusza się wzdłuż osi z . Środek masy pięciu ciał znajduje się w początku układu współrzędnych, a łączny moment pędu całego układu jest równy zeru. W chwili początkowej wahadłowiec znajduje się między dwiema płaszczyznami, w których krążą gwiazdy podwójne, i zbliża się do jednej z nich – powiedzmy, podróżując w górę, w stronę płaszczyzny zajmowanej przez m_1 oraz m_2 .

Położenia i prędkości początkowe gwiazd i wahadłowca dobrane są w taki sposób, że gdy wahadłowiec przechodzi ponad płaszczyznę ciał m_1 oraz m_2 , one właśnie nieomal osiągają swą minimalną odległość (a cała trójka jest bardzo blisko potrójnego zderzenia). Wahadłowiec doznaje wtedy potężnego pchnięcia w przeciwną stronę, tzn. w kierunku płaszczyzny, w której poruszają się m_3 oraz m_4 . Po bardzo krótkiej chwili wracający w dół wahadłowiec ponownie przecina płaszczyznę gwiazdy m_1 – m_2 ; ciała m_1 oraz m_2 zaczęły się już jednak oddalać, co zmniejsza siłę wywieraną przez nie na m_5 .

W artykule [5] Donald Saari i Zhihong Xia opisują następującą pogładową analogię tego efektu: gdy stojąc upuścimy trzymaną na wysokości piersi piłkę tenisową lub golfową na twarde podłoże, odbije się ona na wysokość około metra, może nieznacznie więcej. Jeśli jednak umieścimy tę samą niewielką piłkę tuż nad piłką do koszykówki (tak aby środki obu piłek były na jednej pionowej linii, a ich powierzchnie prawie się dotykały) i upuścimy z ok. 1,5 m obie piłki, to efekt odbicia będzie widowiskowy – tak widowiskowy, że lepiej wykonywać ten eksperyment na dworze i z dala od łatwo tłukących się przedmiotów. Wyjaśnienie jest proste: lekka piłka nie odbija się od nieruchomego podłoża, lecz od poruszającej się już w górę ciężkiej piłki, od której przejmuje część jej dużego pędu.

Podobnie jest z wahadłowcem: pchnięty w stronę płaszczyzny ciał m_3 oraz m_4 , porusza się w ich stronę (jak wspomnieliśmy, odległość ciał m_1 oraz m_2 rośnie, a ich przyciąganie się słabnie; płaszczyzna, w której krążą m_1 oraz m_2 oddala się, zgodnie z trzecią zasadą dynamiki, od płaszczyzny xy układu współrzędnych w \mathbb{R}^3). Gdy wahadłowiec przecina płaszczyznę, w której krąży gwiazda podwójna m_3 – m_4 , odległość punktów materialnych m_3 oraz m_4 jest akurat bardzo mała, a cała trójka m_3 , m_4 , m_5 jest o włos od potrójnego zderzenia. Tym razem wahadłowiec doznaje potężnego pchnięcia w stronę płaszczyzny ciał m_1 oraz m_2 .

Xia wykazuje na kilkudziesięciu stronach, że warunki początkowe i masy całej piątki ciał można dobrać tak, by ów scenariusz dał się powtórzyć nieskończenie wiele razy w skończonym czasie, od chwili początkowej 0 do granicznej chwili t^* . W przestrzeni warunków początkowych trzeba wybrać pewien obszar (w kształcie, z grubsza biorąc, klina), który umożliwi pierwsze przyspieszenie wahadłowca przez jedną z gwiazd podwójnych. W owym klinie znajdują się ko-

lejne klipy warunków początkowych, umożliwiając drugie pchnięcie wahadłowca, tym razem przez drugą gwiazdę podwójną, i tak dalej, na przemian. Część wspólna wszystkich kolejno definiowanych klinów to warunki początkowe prowadzące do osobliwości niezderzeniowej. Jest to zbiór mocy continuum, podobnie jak konstruowany w analogiczny sposób zwykły zbiór Cantora.

Trzeba starannie zadbać o to, by w żadnej z gwiazd podwójnych nie doszło do zderzenia pary tworzących ją punktów materialnych, a także o to, by efekty przyspieszenia były coraz silniejsze (jest to możliwe wtedy, gdy minimalne odległości jednej i drugiej pary ciał tworzących gwiazdy podwójne dążą do zera). Cały dowód jest delikatny i trudny; wymaga szczegółowej analizy tego, co dzieje się w otoczeniu warunków początkowych, które prowadzą do potrójnego zderzenia ciał m_1, m_2, m_5 oraz jednoczesnego z nim podwójnego zderzenia m_3 oraz m_4 . Xia prowadzi istotną część swoich obliczeń na podstawie różnych wcześniejszych badań osobliwości zderzeniowych, wykorzystując m.in. pewną pomysłówą zamianę zmiennych zdefiniowaną w 1974 r. przez McGehee'ego, która pozwala „rozdmuchać” osobliwość i (po przeskalowaniu czasu) zdefiniować przedłużenie całego rozpatrywanego układu dynamicznego w nowej, powiększonej przestrzeni fazowej.

Osobliwość niezderzeniowa pojawia się w tej konstrukcji dlatego, że w granicy $t \rightarrow t^*$ odległość płaszczyn obu gwiazd podwójnych rośnie do nieskończoności. Ponieważ wahadłowiec odwiedza obie gwiazdy na przemian, nieskończenie wiele razy, więc jest jasne, że trajektoria całego układu nie dąży do żadnego ustalonego punktu w zbiorze zderzeń.

Diabeł tkwi oczywiście w rachunkach i szczegółach technicznych; my, zgodnie z zapowiedzią, porzucamy na powyższym ogólnym szkicu.

Inne wyniki

Gdy się już wie, że osobliwości niezderzeniowe istnieją, można się zastanawiać nad innym pytaniem: czy istnieje jakaś konkretna funkcja, która ograniczałaby tempo ekspansji wszelkich układów n ciał. W teorii względności prędkości są ograniczone przez prędkość światła c , co daje oczywiste ograniczenie tempa ekspansji. Natomiast w mechanice newtonowskiej jest zupełnie inaczej! Saari i Xia udowodnili następujący wynik.

Twierdzenie 9. Niech $f: [0, \infty) \rightarrow [0, \infty)$ będzie dowolną funkcją rosnącą. Wtedy w zagadnieniu czterech ciał można tak dobrać masy i warunki początkowe, żeby

$$\frac{\max_{i < j} |\mathbf{x}_i(t) - \mathbf{x}_j(t)|}{f(t)} \rightarrow \infty \quad \text{dla } t \rightarrow \infty.$$

Zwróćmy uwagę na swobodę wyboru f – można wziąć np. $f(t) = \exp(\exp(\exp(\exp(t^{100t}))))$, a i tak

okaże się, że przy odpowiednim doborze warunków początkowych maksymalna odległość czwórki ciał poruszających się zgodnie z regułami dynamiki Newtona może rosnać do nieskończoności szybciej niż $f(t)$.

Pytania bez odpowiedzi

Zakończymy tekst listą pytań, na które nie znamy odpowiedzi, blisko związanych z problemem Painlevégo i jego rozwiązaniem.

1) Konstrukcja Xia to jedynie przykład. Wymaga on szczególnego doboru mas i prowadzi do zbioru warunków początkowych, który ma zerową miarę Lebesgue'a (a więc trafienie na osobliwość niezderzeniową tego typu ma zerowe prawdopodobieństwo). Czy można tak wybrać masy, żeby dla dowolnego wyboru położeń i prędkości nie dochodziło do osobliwości niezderzeniowej? Czy wszystkie warunki początkowe prowadzące do osobliwości niezderzeniowych mają zerowe prawdopodobieństwo?

2) Powiemy, że trajektoria zagadnienia n ciał jest bezpieczna, jeśli

$$\Delta = \sup_{t > 0} \left\{ \max_{i \neq j} \left(|\mathbf{x}_i(t) - \mathbf{x}_j(t)|, \frac{1}{|\mathbf{x}_i(t) - \mathbf{x}_j(t)|} \right) \right\} < +\infty,$$

ozn. jeśli odległość każdej pary ciał jest przez cały czas ograniczona zarówno z góry, jak i z dołu. Najprostszymi trajektoriami bezpiecznymi są rozwiązania okresowe. (Chcielibyśmy wierzyć, że trajektoria, wzdłuż której poruszają się ciała w Układzie Słonecznym, jest okresowa, a jeśli nie, to jest przynajmniej bezpieczna w wyżej opisanym sensie). Nie wiemy, czy wokół każdej trajektorii okresowej istnieje w przestrzeni fazowej zbiór otwarty w całości wypełniony trajektoriami bezpiecznymi. Nie wiemy, czy trajektorie okresowe są gęste wśród trajektorii bezpiecznych.

Co więcej, jak pisze Moser [4], jest do pomyślenia, że uzupełnienie zbioru złożonego ze wszystkich trajektorii bezpiecznych stanowi gęsty podzbiór całej przestrzeni fazowej. Byłaby to prawdziwa katastrofa: dowolnie mała zmiana warunków początkowych mogłaby wtedy doprowadzić do kolizji lub do ucieczki do nieskończoności... Scenariusz niczym z kiepskiego filmu science fiction, ale niestety matematyka wciąż nie potrafi go wykluczyć.

Teoria układów dynamicznych zajmuje w dzisiejszej matematyce jedno z centralnych miejsc. Świadczy o tym choćby pobieźny przegląd Medalii Fieldsa (które w matematyce są odpowiednikami Nagród Nobla) i tytułów wykładów plenarnych na Międzynarodowych Kongresach Matematyków. Jak widać, zagadnienie n ciał, jeden z najbardziej klasycznych problemów tej dziedziny, wciąż jest źródłem intrygujących pytań i twierdzeń.

Literatura

- [1] W.I. Arnold, *Metody matematyczne mechaniki klasycznej* (PWN, Warszawa 1981).
- [2] G. Białkowski, *Mechanika klasyczna* (PWN, Warszawa 1975).
- [3] Z. Xia, „The existence of noncollision singularities in Newtonian systems”, *Annals of Math.* **135**, 411 (1992).
- [4] J. Moser, „Dynamical systems – past and present”, *Documenta Math.*, Extra Vol. ICM 1998, Part I, s. 381.
- [5] D.G. Saari, Z. Xia, „Off to infinity in finite time”, *Notices of the Amer. Math. Soc.* **42**, 538 (1995).



Dr Paweł STRZELECKI – matematyk – pracuje w Instytucie Matematyki Uniwersytetu Warszawskiego. W dobre dni zajmuje się układami nieliniowych równań eliptycznych (podobnymi do tych, które pojawiają się np. w modelu Ericksena nematicznych ciekłych kryształów), rachunkiem wariacyjnym, przestrzeniami Sobolewa, analizą harmoniczną i ich wzajemnymi związkami. W gorsze dni pełni obowiązki wicedyrektora IM UW ds. dydaktycznych. Prócz szeroko rozumianej analizy matematycznej lubi dobrą kuchnię (z wszelkich zakątków świata) w dobrym towarzystwie i rześkie, słoneczne poranki w górach (fot. „die arge lola”, Stuttgart).

PTF



Seminarium Oddziału Częstochowskiego PTF poświęcone pamięci Bogdana Całusińskiego

20 października 2004 r. odbyło się wspólne seminarium Instytutu Fizyki Akademii Jana Długosza i Oddziału Częstochowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego poświęcone pamięci doc. dr. Bogdana Całusińskiego – współzałożyciela i pierwszego przewodniczącego Oddziału.

Dyrektor IF AJD prof. Józef Świątek otworzył Seminarium i poprowadził część pierwszą, w czasie której dr Ewa Jakubczyk przedstawiła sylwetkę Bogdana Całusińskiego (por. *Postępy Fizyki* **51**, 109 (2000)). Około 25-minutowy wykład był ilustrowany wieloma zdjęciami z jego życia. Następnie głos zabrał prof. Bolesław Wysocki, który podał wiele szczegółów świetnie uzupełniających postać doc. Całusińskiego. Drugą, naukową część seminarium prowadziła dr hab. Danuta Płusa, przewodnicząca Oddziału Częstochowskiego PTF. Młodzi i starsi fizycy częstochowscy przedstawili w 10-minutowych komunikatach swoje najnowsze prace. Materiały seminarium zawierające pełny tekst lub streszczenia przedstawionych

prac przygotował autor tego sprawozdania, sekretarz Seminarium.

Wojciech Gruhn



Bogdan Całusiński podczas promocji doktorskich na Uniwersytecie Łódzkim w 1980 r.; z prawej Ewa Jakubczyk, jego doktorantka, z lewej Barbara Bachowska, chemiczka

O nadprzewodnictwie i nadciekłości (co mi się udało zrobić, a czego nie) oraz o „kanonie fizyki” u zarania XXI wieku*

Witalij Ł. Ginzburg

Institut Fizyki im. P.N. Lebediewa, Rosyjska Akademia Nauk, Moskwa

On superconductivity and superfluidity (what I have and have not managed to do),
as well as on the „physical minimum” at the beginning of the XXI century

Nobel Lecture, 8 December 2003, Stockholm

1. Wstęp

Przede wszystkim pragnę serdecznie podziękować Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk i jej Komitetowi Noblowskiemu za przyznanie mi Nagrody Nobla w dziedzinie fizyki w 2003 r. Zdaję sobie sprawę, jak trudno jest wyłonić nie więcej niż trzech laureatów spośród znacznie liczniejszego grona osób nominowanych. To czyni tę nagrodę szczególnie cenną. Osobiście mam dwa dodatkowe powody do radości z faktu jej otrzymania. Po pierwsze, mam już 87 lat, a Nagrody Nobla nie są przyznawane pośmiertnie. Pośmiertne uznanie nie ma dla mnie znaczenia, bo jestem ateistą. Po drugie, w roku 1958 Nagrodę Nobla przyznano Igorowi Jewgienijewiczowi Tammowi (rys. 1), a w roku 1962 – Lwu Dawidowiczowi Landauowi (rys. 2). Poza szkołą określenie „nauczyciel” nie jest precyzyjne i ma często charakter formalny, np. nazywa się tak promotora pracy doktorskiej. Uważam jednak, że w pracy naukowej prawdziwym nauczycielem jest tylko ten, kto ma największy wpływ na to, co robimy, kogo staramy się naśladować. Takimi osobami byli dla mnie właśnie Tamm i Landau, jestem więc szczególnie rad, że niejako spełniłem nadzieje, które we mnie pokładali. Oczywiście chodzi nie tyle o samą Nagrodę, lecz o to, że jej otrzymanie po nich świadczy o pójściu wytyczonym przez nich szlakiem.

Teraz o wykładzie noblowskim. Jest zwyczajem – nie wiem, czy zasadą, czy po prostu tradycją – że wykład taki dotyczy prac, za które Nagroda została przyznana. Wiem jednak o co najmniej jednym wyjątku. Gdy Piotr Kapica otrzymał w 1978 r. Nagrodę za „podstawowe wynalazki i odkrycia w dziedzinie fizyki niskich temperatur”, wygłosił wykład „Plazma

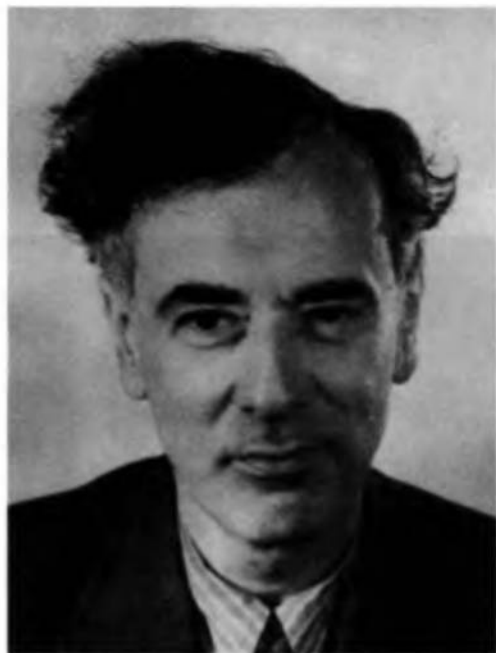
i kontrolowana reakcja termojądrowa”. Taki wybór tematu uzasadnił w następujący sposób: w dziedzinie niskich temperatur pracował wiele lat wcześniej i uważa, że bardziej interesujące może być omówienie zagadnień, którymi się zajmuje w chwili otrzymania Nagrody. Z tego powodu Kapica mówił o swoim dążeniu do zbudowania reaktora termojądrowego wykorzystującego pola elektromagnetyczne wielkiej częstotliwości. Notabene podejście to nie doprowadziło do sukcesu, co jest jednak w tym kontekście nieistotne.



Rys. 1. Igor Jewgienijewicz Tamm (1895–1971)

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2003 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2003 by the Nobel Foundation]

Nie zapomniałem, na czym polegał mój „pionierski wkład do teorii nadprzewodnictwa i nadciekłości”, za który otrzymałem Nagrodę, lecz nie chcę się rozwodzić na ten temat. Powód jest następujący: w roku 1997 zdecydowałem się podsumować swą działalność w tej dziedzinie i napisałem artykuł zatytułowany „Nadprzewodnictwo i nadciekłość (co udało się zrobić, a czego nie)” [1,2]. Omówiłem w nim m.in. szczegółowo quasi-fenomenologiczną teorię nadprzewodnictwa, którą stworzyliśmy razem z Landauem [3]. W takiej sytuacji powtarzanie tego wszystkiego jest zbędne, a przede wszystkim nudne. Ponadto teoria Ginzburga–Landaua, którą nazywam teorią parametru Ψ , została wykorzystana w pracy Aleksieja Abrikosowa [4] i będzie on zapewne o niej mówił w swoim wykładzie noblowskim (zob. *Postępy Fizyki* 55, 199 (2004) – red.). Warto też wziąć pod uwagę, że teoria ta została opisana w wielu podręcznikach (np. [5,6]). Z drugiej strony są w dziedzinie nadprzewodnictwa i nadciekłości problemy, które wprawdzie podejmowałem, lecz które nie zostały jeszcze wystarczająco zbadane. Postanowiłem więc skupić się w moim wykładzie na dwóch ważnych problemach tego typu.



Rys. 2. Lew Dawidowicz Landau (1908–68)

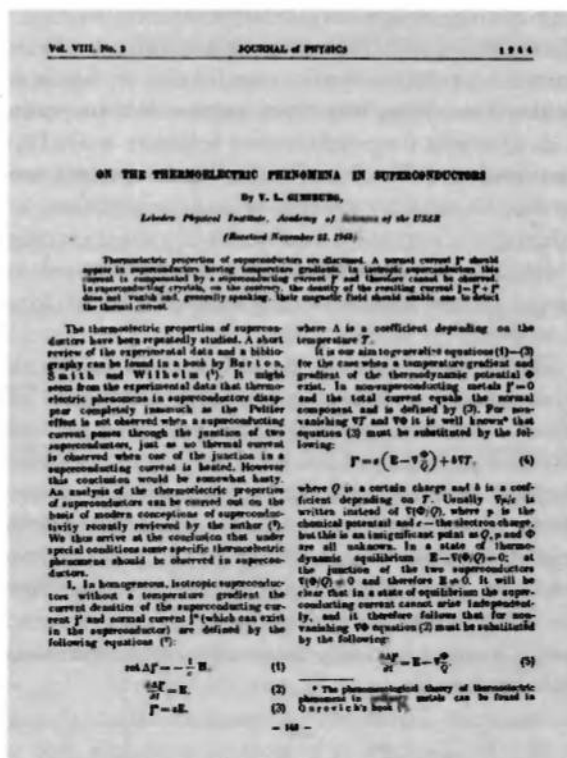
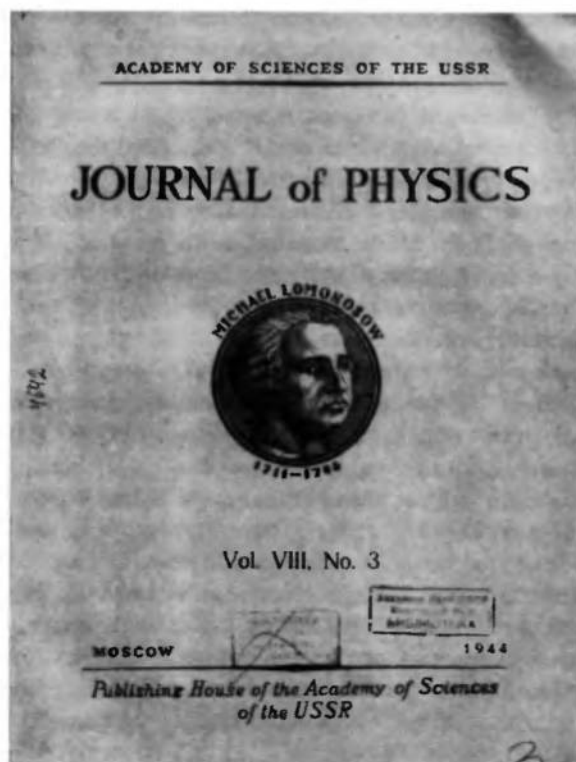
Pierwszym z nich są zjawiska termoelektryczne w nadprzewodnikach, drugim – teoria parametru Ψ dla stanu nadciekłego. Zanim jednak omówię te problemy, najpierw mimo wszystko pokrótce przedstawię historię mojej działalności w dziedzinie nadprzewodnictwa. Na zakończenie wykładu pozwolę sobie poruszyć sprawę pewnego programu edukacyjnego („kanonu fizyki”), która interesuje mnie już od ponad 30 lat.

2. Krótka historia moich prac w dziedzinie nadprzewodnictwa przed odkryciem nadprzewodników wysokotemperaturowych

Lew Landau przesiedział w więzieniu dokładnie rok i został zwolniony 28 kwietnia 1939 r., głównie dzięki zabiegom Kapicy, który za niego „osobiście poręczył” (więcej szczegółów – zob. np. [2], rozdz. 10). Status osoby wymagającej takiego poręczenia zachował aż do swej przedwczesnej śmierci w roku 1968. „Sprawa Landaua” została oficjalnie zakończona (stwierdzono „brak dowodów przestępstwa”) dopiero w roku 1990! Pobyt w więzieniu wywarł na Landaua duży wpływ, lecz szczęśliwie nie pozbawił go wyjątkowych uzdolnień do fizyki. Dzięki temu mógł on „odpłacić za zaufanie”, jak to się wtedy mówiło, okazane przez tych, którzy go zwolnili zamiast rozstrzelać lub kazać mu gnąć w więzieniu (sam Landau opowiadał mi, że był już bliski śmierci). Odpłacił za to zaufanie, tworząc swoją teorię nadciekłości [7]. Byłem na sali, gdy referował swe wyniki w roku 1940, a może 1941 (artykuł został wysłany do druku 15 maja 1941 r.). Na końcu tej pracy znalazły się rozważania o nadprzewodnictwie jako przejawie nadciekłości (nadpłynności) elektronów w metalach.

Praca Landaua oczywiście zrobiła na mnie wrażenie, ale w tym czasie entuzjazmowałem się zupełnie innymi zagadnieniami – teorią cząstek o dużym spinie, więc nie zająłem się fizyką niskich temperatur od razu, a zaraz potem wybuchła wojna (jak wiadomo, dla Związku Radzieckiego zaczęła się ona 22 czerwca 1941 r.), radykalnie zmieniając nasze życie. Instytut Fizyki Akademii Nauk ZSRR, gdzie pracowałem i ciągle pracuję, został ewakuowany z Moskwy do Kazania. Napotkałem tam wiele trudności, które opisuję w mojej autobiografii. W każdym razie dopiero w 1943 r. podjąłem próbę stworzenia teorii nadprzewodnictwa w duchu landauowskiej teorii nadciekłości. (Co prawda, już trochę wcześniej rozważałem problem rozpraszania światła w helu II [8], opierając się na teorii Landaua [7]). Praca [9] nie ma dziś dużej wartości, lecz wierzę, że zawierała ciekawe elementy, ponieważ Bardeen analizował ją szczegółowo w swoim słynnym artykule przeglądowym [10]. Podówczas byłem w każdym razie przekonany, że jest dosyć słaba i dlatego nie wysłałem jej do czasopisma ukazującego się w języku angielskim, co zwykle robiliśmy w tamtym okresie (czasopismo to – *Journal of Physics USSR* (rys. 3) – przestało się ukazywać w roku 1947, w czasie zimnej wojny).

Moja następna praca (rys. 3) dotyczyła zjawisk termoelektrycznych w stanie nadprzewodzącym [11], a jej losy wydają mi się niezwykle i dziwne. Minęło 60 lat, lecz pewne przewidywania zawarte w tej pracy nigdy nie zostały zweryfikowane, a zjawiska termoelektryczne w stanie nadprzewodzącym w ogóle nie zostały nigdy dostatecznie zbadane. Sam nieraz wracałem do tych tematów, lecz bez większych sukcesów. Apele kierowane do innych fizyków miały znikomy skutek, te-



Rys. 3. Okładka angielskojęzycznego czasopisma, dzięki któremu wiele osiągnięć radzieckiej fizyki docierało do fizyków na Zachodzie, i tytułowa strona zamieszczonego w nim artykułu [11]

matyka nie jest modna. Chcę więc teraz wykorzystać swą ostatnią okazję, żeby zwrócić uwagę środowiska fizyków na te sprawy. Będzie temu poświęcony p. 4 wykładu.

Zjawiska termoelektryczne w nadprzewodnikach, choć ciekawe, są jednak zagadnieniem szczegółowym, występującym tylko w obecności gradientu temperatury. A przecież w tamtych czasach nie istniała pełna teoria nadprzewodnictwa nawet dla stanu równowagi termodynamicznej. To prawda, że znana teoria Londonów, ogłoszona w roku 1935 [12] (będzie o niej także mowa w p. 4), dała bardzo wiele i w pewnych warunkach jest szeroko stosowana nawet obecnie [5,6,13], lecz w istocie jest ona zdecydowanie niewystarczająca. Stwierdzenie to w dużej mierze uzasadniłem w mojej następnej pracy, którą przygotowałem już w roku 1944 [14]. Chodzi o to, że teorii Londonów nie można stosować w silnych polach magnetycznych (w teorii nadprzewodnictwa pole uważamy za silne, jeżeli jest rzędu pola krytycznego H_c – mówimy o nadprzewodnikach I rodzaju). Z teorii Londonów wynika także, że energia powierzchniowa σ_{ns} warstwy rozdzielającej obszar normalny i nadprzewodzący jest ujemna. Aby była

ona dodatnia, trzeba wprowadzić – bez żadnych podstaw – jakąś dodatkową dużą energię powierzchniową pochodzenia innego niż elektromagnetyczne. Tak więc stało się oczywiste, że teorię Londonów trzeba uogólnić. Ten problem został rozwiązany w roku 1950 w teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa¹ [3]. Rodzi się pytanie, które mi często zadawano, dlaczego musiało upłynąć aż 5 lat od powstania pracy [14], w której podniosłem konieczność uogólnienia teorii Londonów, aby powstała teoria parametru Ψ . Oczywiście nie mogę udzielić odpowiedzi za innych fizyków. Jeżeli chodzi o mnie, to do pewnego stopnia zbliżałem się do tego celu, co opisałem w artykułach [1]. Myślę, że powolność tego procesu brała się głównie stąd, że nie skupiałem się na teorii nadprzewodnictwa. Fizycy teoretycy mają to wielkie szczęście, że mogą pracować prawie jednocześnie nad różnymi zagadnieniami i szybko przerzucać się z tematu na temat. W latach 1944–50 poza nadprzewodnictwem i nadciekłością zajmowałem się także propagacją fal radiowych w jonosferze (plazmie), promieniowaniem radiowym Słońca, rozpraszaniem światła w cieczach, teorią promieniowania przejścia (zwróciłem uwagę na istnienie tego zjawiska

¹ Jak już wspomniałem, nazywa się ją powszechnie teorią Ginzburga–Landaua. Zdecydowałem się na używanie terminu „ Ψ -teoria swierchprzewodimosti” (dosłownie „teoria Ψ nadprzewodnictwa”, w polskiej terminologii – „teoria Ginzburga–Landaua” – tłum.), ponieważ uważam, że używanie własnego nazwiska w takim kontekście jest pretensjonalne, przynajmniej w języku rosyjskim. Ponadto podobną teorię opisującą nadciekłość opracowałem wspólnie z Lwem Pitajewskim i Aleksandrem Sobianinem, a nie z Landauem.

wspólnie z Ilją Frankiem), relatywistyczną teorią cząstek o dużym spinie (częściowo we współpracy z Igiorem Tammem), promieniowaniem undulatorów, teorią ferroelektryków i dużo więcej. Warto podkreślić, że zjawiska ferroelektryczne (głównie w BaTiO₃) dyskutowałem [15] na podstawie landauowskiej teorii przemian fazowych i właśnie to podejście później rozwinąłem (zob. artykuł 5 w zbiorze [2]; więcej szczegółów dotyczących wspomnianych tematów i innych moich prac można znaleźć w artykule „Próba naukowej autobiografii” w książce [16]).

Teoria parametru Ψ [3] jest, można powiedzieć, zastosowaniem landauowskiej teorii przemian fazowych do nadprzewodnictwa. Rolę parametru porządku odgrywa w tym przypadku pewna skalarna, zespolona funkcja Ψ . Zgodnie z planem wykładu ograniczę się do podania równań zawierających Ψ oraz wektorowy potencjał pola elektromagnetycznego \mathbf{A} (jak wiadomo, $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}$, gdzie \mathbf{H} jest natężeniem pola magnetycznego, które w tym przypadku nie różni się od wektora indukcji magnetycznej; ponadto korzysta się z cechowania $\text{div } \mathbf{A} = 0$):

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s,$$

$$\mathbf{j}_s = -\frac{ie^*\hbar}{2m^*} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{(e^*)^2}{mc} |\Psi|^2 \mathbf{A}. \quad (2)$$

Rozważmy stan równowagi – lub przynajmniej stan stacjonarny – i założmy, że gęstość prądu normalnego (niezwiązanego z nadprzewodnictwem) $\mathbf{j}_n = 0$ (całkowita gęstość prądu $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$, gdzie \mathbf{j}_s jest gęstością prądu nadprzewodnictwa). Przyjmijmy także warunek brzegowy na granicy nadprzewodnik–próżnia w postaci

$$\mathbf{n} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right) \Psi = 0, \quad (3)$$

gdzie \mathbf{n} jest wektorem jednostkowym prostopadłym do powierzchni granicznej.

W pobliżu temperatury krytycznej T_c , w której zachodzi przejście fazowe między stanem normalnym i nadprzewodzącym, w teorii parametru Ψ można (a nawet trzeba) założyć, że

$$\alpha = \alpha'_c(T - T_c), \quad \beta = \beta(T_c) \equiv \beta_c > 0, \quad \alpha'_c > 0, \quad (4)$$

a właściwości nadprzewodnika są określone przez parametry

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{m^* c^2 \beta_c}{4\pi (e^*)^2 |\alpha|}}, \quad \kappa = \frac{m^* c}{e^* \hbar} \sqrt{\frac{\beta_c}{2\pi}} = \frac{\sqrt{2} e^*}{\hbar c} H_{cm} \delta_0^2. \quad (5)$$

Parametr δ_0 jest tu głębokością wnikania słabego pola magnetycznego $H \ll H_{cm}$, a H_{cm} to natężenie kry-

tyczne pola dla próbki objętościowej (wcześniej wspominałem o natężeniu krytycznym H_c , które dla warstw ma większą wartość niż H_{cm}).

Ponieważ teoria parametru Ψ jest teorią fenomenologiczną, wartości masy m^* oraz ładunku elektrycznego e^* nie są z góry znane. W takim przypadku, ponieważ parametr Ψ nie odpowiada żadnej obserwowalnej wielkości (takimi wielkościami są w szczególności δ_0 oraz H_{cm}), wartość masy może być dowolnie wybrana, gdyż nie należą od niej żadne wielkości mierzalne. Szczególnie interesująca i intrygująca jest jednak kwestia wyboru wartości e^* . Od początku uważałem, że e^* jest pewnym ładunkiem efektywnym, który może się różnić od ładunku e elektronu czy też – jak się niekiedy mówi – swobodnego elektronu. Jednakże Landau nie widział potrzeby wprowadzania rozróżnienia między e^* oraz e , więc w naszej pracy [3] napisaliśmy kompromisowo, że „nie ma podstaw, aby uważać, że ładunek e^* jest różny od ładunku elektronu”. Ja pozostawałem przy swoim zdaniu i dostrzegłem możliwość rozstrzygnięcia tego problemu dzięki porównaniu teorii z doświadczeniem. Ładunek e^* pojawia się bowiem we wzorze (5) określającym parametr κ , a występujące w nim wartości δ_0 oraz H_{cm} można zmierzyć doświadczalnie. Ponadto κ występuje w wyrażeniach określających energię powierzchniową σ_{ns} , głębokość wnikania silnego pola magnetycznego ($H \gtrsim H_{cm}$) oraz natężenia graniczne pól, przy których może nastąpić przechłodzenie lub przegrzanie nadprzewodzących próbek. Drogą porównywania doświadczenia i teorii doszedłem do wniosku [17], że $e^* = (2-3)e$. Gdy dyskutowałem ten wynik z Landauem, wyraził on – jak przedtem – swój sprzeciw, nie wspierając go jednak nowymi argumentami. Jeśli założyć, że ładunek e^* jest wielkością efektywną, tak jak masa efektywna m^* w teorii metali i półprzewodników, to powinien on w ogólności zależeć od współrzędnych, ponieważ parametry charakteryzujące półprzewodnik zależą od temperatury, ciśnienia i składu, które z kolei mogą zależeć od położenia \mathbf{r} . Jeśli zaś e^* zależy od \mathbf{r} , to tracimy niezmienniczość cechowania równań (1) i (2) teorii parametru Ψ . Nie znalazłem podstaw, by odrzucić obiekcje Landaua, więc w artykule [17] przedstawiłem sytuację (przyczającą opinię Landaua, oczywiście za jego zgodą).

Rozwiązanie okazało się bardzo proste. Po powstaniu teorii Bardeena–Coopera–Schrieffera (BCS) w roku 1957 [18] stało się jasne, że w nadprzewodnikach tworzą się pary elektronów o przeciwnych pędach i spinach (mówię o najprostszym przypadku). Te pary, nazywane czasem parami Coopera, mają zerowy spin i są cząstkami, czy ściślej – kwazicząstkami, podlegającymi statystyce Bosego. Zjawisko nadprzewodnictwa powstaje w wyniku kondensacji Bosego–Einsteina tych par. Notabene, już w 1952 r. zauważyłem [19], że naładowany gaz bozonowy powinien się zachowywać jak nadprzewodnik, lecz nie doszedłem do idei par. Co ciekawe, pomysł ten pojawił się [20,21] jeszcze przed pracą Coopera [22]. Jak bezpośrednio wynika z teorii

BCS, rolę ładunku elektrycznego w teorii nadprzewodnictwa powinien odgrywać ładunek pary elektronów, czyli $2e$. Udowodnił to Gor'kow [23], który wyprowadził równania teorii parametru Ψ z teorii BCS. Tak więc Landau miał rację w tym sensie, że ładunek e^* powinien być uniwersalny, a ja w tym sensie, że nie jest on równy e . Bardzo prosta myśl, że oba warunki nie wykluczają się wzajemnie i że $e = 2e^*$, nie przyszła jednak żadnemu z nas do głowy. Ponieważ można się wstydzić swojej ślepoty, lecz takie sytuacje zdarzają się często w nauce. Ja zresztą nie tyle się swej ślepoty wstydzę, ile jestem niezadowolony, że ją wykazałem.

W pracy [3] przedstawiliśmy wiele wyników. Dla małej wartości parametru κ obliczyliśmy energię powierzchniową σ_{ns} oraz wykazaliśmy, że maleje ona ze wzrostem κ i staje się równa zero, gdy $\kappa = \kappa_c = 1/\sqrt{2}$. Opierając się na dostępnych danych doświadczalnych sądziliśmy, że dla czystych nadprzewodników $\kappa < \kappa_c$, i tak na ogół jest w istocie. W każdym razie rozważaliśmy szczegółowo tylko nadprzewodniki, dla których $\kappa < \kappa_c$, obecnie nazywane nadprzewodnikami I rodzaju. W późniejszych pracach również ograniczałem się do badania nadprzewodników tego typu (znanym wyjątkiem był artykuł [24]).

W roku 1950, jak zresztą i przedtem, wiedziano, że stopy nadprzewodzące mają właściwości istotnie różne od czystych nadprzewodników. Szczególnie klarowne wyniki dotyczące stopów otrzymał w połowie lat trzydziestych w Charkowie Lew Szubnikow² ze współpracownikami (zob. [25] i podaną tam literaturę); ta tematyka była też poruszona w pracy [26] (więcej szczegółów można znaleźć w [27]). W pracy [27] użyto nawet terminu „faza Szubnikowa” na określenie badanych przez niego stopów. Brakowało jednak zrozumienia tych zjawisk; Landau i ja, jak zresztą wielu innych, traktowaliśmy stopy jak „śliski temat” i nie interesowaliśmy się nimi. Ograniczaliśmy się do materiałów, dla których $\kappa < \kappa_c$ oraz $\sigma_{ns} > 0$, czyli nadprzewodników I rodzaju. To prawda, że – jak pisze Abrikosow w swoich pracach [4] i [5] – Landau zakładał, że dla stopów $\kappa > 1/\sqrt{2}$, czyli że – jak byśmy obecnie powiedzieli – są to nadprzewodniki II rodzaju.

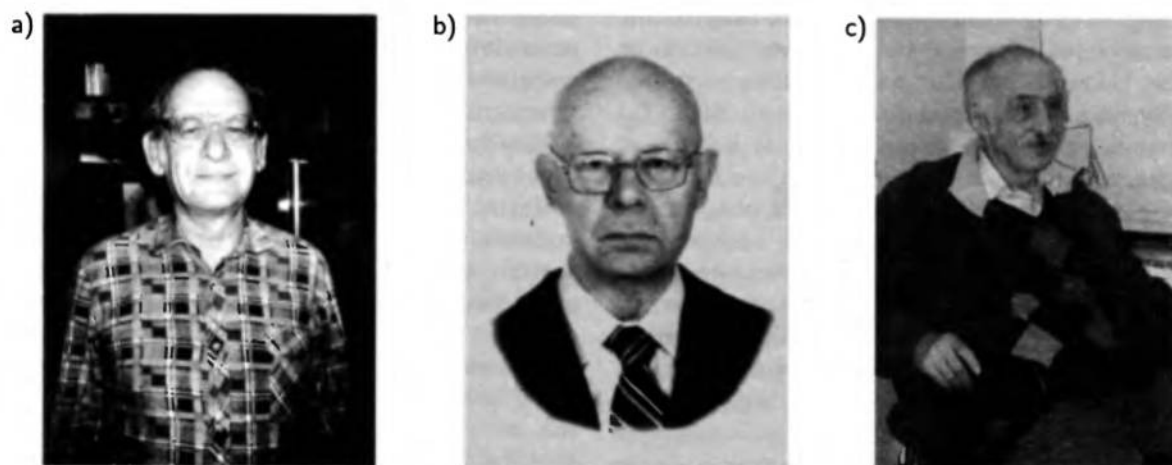
Rozwiązanie różnych problemów na podstawie teorii parametru Ψ było głównym przedmiotem badań, których wyniki zamieściliśmy w pracy [3]. Poza wspomnianym już pytaniem o energię σ_{ns} rozważaliśmy zachowanie się płytek i cienkich warstw w zewnętrznym polu magnetycznym, a w niektórych przypadkach także przy przepływie prądu elektrycznego, oraz porównywaliśmy teorię z wynikami doświadczalnymi. Później Landau stracił zainteresowanie takimi obliczeniami i w ogóle rozwijaniem teorii parametru Ψ . Moje własne wysiłki związane z tą tematyką opisałem w pracach [1]. Ograniczę się tu tylko do wzmianki o ważnym uogólnieniu teorii parametru Ψ [3], w której nadprzewodniki przyjmowano za izotropowe, na przy-

padek nadprzewodników anizotropowych [28]. Dalsze prace dotyczyły przegrzania i przechłodzenia nadprzewodników w polu magnetycznym [29], skwantowania strumienia nadprzewodnictwa w przypadku nadprzewodzącego cylindra o dowolnej grubości ścianki [30] i porównania teorii parametru Ψ z wynikami doświadczalnymi [31] po powstaniu teorii BCS. Warta podkreślenia jest praca [32] i jej rozwinięcie – praca [33] – które dotyczyły nadprzewodników ferromagnetycznych. Takie nadprzewodniki nie były jeszcze wówczas odkryte i w pracy [32] przedstawiłem wyjaśnienie tego faktu związane z uwzględnieniem energii magnetycznej. Później (po powstaniu teorii BCS) stało się jasne, że występowanie nadprzewodnictwa w ferromagnetykach jest także utrudnione ze względu na oddziaływanie między spinami. Ja sam się tym nie zajmowałem, chciałbym jednak zwrócić uwagę na następującą sprawę. W pracy [32] przeprowadziłem pewne rozważania, które wskazywały na możliwość zmiany roli czynnika magnetycznego (przez użycie cienkich warstw i materiałów o stosunkowo dużym polu koercji). Nie sądzę, żeby ktoś zwrócił uwagę na te możliwości – stare prace są rzadko czytane. Oczywiście nie jestem pewien, czy dziś ktoś może znaleźć w pracach [32,33] coś interesującego – chciałbym po prostu, żeby ktoś do nich zajrzał.

W dziś już zamierzonym roku 1943 zaangażowałem się w badania nadprzewodnictwa, ponieważ w tym czasie było to jedno z najbardziej tajemniczych zjawisk w fizyce materii skondensowanej. Po sformułowaniu teorii parametru Ψ , a zwłaszcza po powstaniu teorii BCS, większość zagadek wyjaśniono, przynajmniej w odniesieniu do znanych wówczas materiałów. Z tego powodu straciłem szczególne zainteresowanie nadprzewodnictwem, chociaż czasami robiłem też coś w tej dziedzinie (zob. [30,34]). Zainteresowałem się tą tematyką znowu w roku 1964 w związku z rozważaniami na temat nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Dla rtęci (pierwszego nadprzewodnika odkrytego w roku 1911) $T_c = 4,15$ K, a temperatura wrzenia ^4He pod ciśnieniem atmosferycznym wynosi 4,2 K. Notabene, przez 15 lat – od roku 1908 do 1923 – ciekły hel uzyskiwano tylko w Lejdzie i badania w dziedzinie fizyki niskich temperatur rozwijały się na bardzo małą według obecnych standardów skalę. Świadczy o tym fakt, że literatura cytowana w monografii [26] zawiera ok. 450 prac poświęconych badaniu nadprzewodnictwa (lub zbliżonych problemów) z lat 1911–44, z czego tylko 35 prac przypada na lata 1911–25. Tymczasem po odkryciu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego latach 1986–87 w ciągu następnych 10 lat powstało ok. 50 000 prac, czyli publikowano 15 prac dziennie!

Oczywiście zaraz po odkryciu i pierwszych badaniach nadprzewodników zaczęto zadawać pytanie, dla czego to zjawisko obserwuje się tylko w niskich tem-

² W roku 1937, gdy terror stalinowski był wszechobecny, Szubnikow został aresztowany i rozstrzelany.



Rys. 4. Współpracownicy z Instytutu im. Lebediewa: a) Dawid Abramowicz Kirznic (1926–98), b) Gielij Frołowicz Żarkow (1926–2004), c) Jewgienij Grigorjewicz Maksimow

peraturach (nazywanych helowymi). Naturalnie nie można było na to pytanie odpowiedzieć, zanim nie zrozumiano natury nadprzewodnictwa, tj. do momentu powstania teorii BCS w roku 1957 [18]. Z teorii tej wynika następujący wzór na temperaturę krytyczną:

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{ef}}\right), \quad (6)$$

gdzie $k_B\theta$ wyznacza zakres energii w pobliżu energii Fermiego $E_F = k_B\theta_F$, w którym elektrony przewodnictwa (dokładniej mówiąc, odpowiadające im kwazicząstki) przyciągają się, dzięki czemu powstają pary i pojawia się niestabilność stanu normalnego. W najprostszym przypadku $\lambda_{ef} = \lambda = N(0)V$, gdzie $N(0)$ jest gęstością stanów elektronowych w stanie normalnym w pobliżu powierzchni Fermiego, a V – pewnym średnim elementem macierzowym oddziaływania przyciągającego pomiędzy elektronami. W pierwotnej wersji teorii BCS zakładano, że stała sprzężenia λ_{ef} , a w szczególności λ mają małą wartość (przypadek „słabego sprzężenia”), czyli

$$\lambda \ll 1. \quad (7)$$

Jeśli chodzi o temperaturę θ , to w teorii BCS zakłada się, że

$$\theta \approx \theta_D, \quad (8)$$

gdzie θ_D oznacza temperaturę Debye’a metalu, gdyż przyciąganie pomiędzy elektronami uważa się za związane z oddziaływaniem elektron–fonon (jak wiadomo, największa energia fononu w kryształach wynosi ok. $k_B\theta_D$). Zazwyczaj $\theta_D \lesssim 500$ K oraz $\lambda \lesssim 1/3$, ze wzoru (6) wynika więc, że $T_c \lesssim 500 \exp(-3) = 25$ K; bardziej ogólnie można przyjąć, że

$$T_c \lesssim 30\text{--}40 \text{ K}. \quad (9)$$

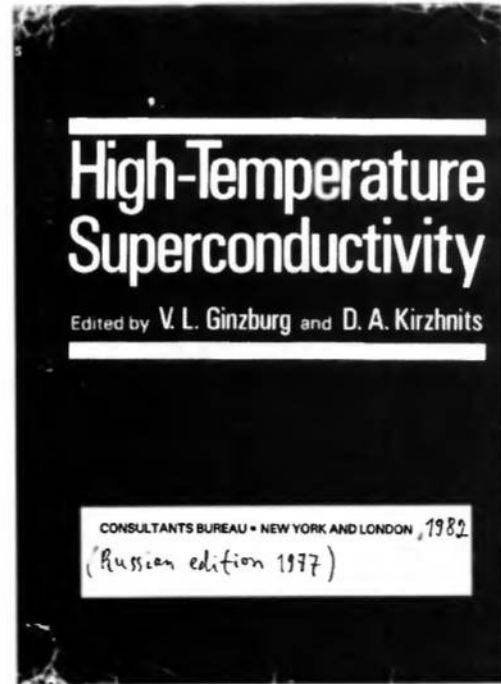
Nie czas teraz na dokładniejsze omówienie tych zagadnień, sądzę jednak, że to, co zostało powiedziane, wystarczy do zrozumienia, dlaczego warunek (9) jest spełniony – i to z nawiązką – dla typowych metali. Przed odkryciem nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w latach 1986–87 wszystkie wysiłki związane z odkryciem nadprzewodnika o największej możliwej temperaturze krytycznej doprowadziły w roku 1973 do wyprodukowania stopu Nb_3Ge , dla którego $T_c = 23\text{--}24$ K (oczywiście należy pamiętać, że nie usiłuję ani tu, ani dalej podawać dokładnych wartości parametrów, zależą one bowiem od czystości próbki, sposobu jej przygotowania itd.).

3. O nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym i nadprzewodnictwie w temperaturze pokojowej

Dzięki powstaniu teorii BCS zaczęto myśleć o możliwościach radykalnego podniesienia temperatury krytycznej. Być może moja wiedza jest niepełna, lecz – o ile wiem – pytanie to zostało jasno i konstruktywnie postawione po raz pierwszy przez Little’a w roku 1964 [35]. Brak miejsca zmusza mnie do dość skrótowego omówienia tej sprawy. Otóż Little zaproponował zastąpienie fononowego mechanizmu przyciągania między elektronami przewodnictwa podobnym mechanizmem przyciągania między elektronami w stanie związanym, znajdującymi się w układzie. Nazywam ten drugi mechanizm ekscytonowym lub elektro-nowo-ekscytonowym, bo poglądowo można go przedstawić jako zastąpienie fononów ekscytonami – wzbudzeniami w układzie elektronów związanych. Przyznaję, że ten termin nie jest powszechnie używany w literaturze. Little posłużył się quasi-jednowymiarowym modelem, w którym „nic” nośników prądu była otoczona „polaryzatorami”, np. cząsteczkami organicznymi. Dla ekscytonów elektronowych, czyli sta-

nów wzbudzonych elektronów związanych, charakterystyczna temperatura $\theta_{ex} = E_{ex}/k_B \lesssim \theta_F \sim 10^4\text{--}10^5$ K, a w każdym razie wartości $\theta_{ex} \sim 10^4$ K są całkiem realistyczne. Jest więc oczywiste, że zastąpienie wartości $\theta \approx \theta_D$ we wzorze (6) wartością $\theta \approx \theta_{ex}$ daje $T_c \lesssim 10^3$ K (dla np. $\lambda \approx 1/3$). Naturalnie są to tylko rachunki na papierze i wciąż nie jest jasne, jak zrealizować model Little'a – na razie nikomu się to nie udało. Okazało się też, że fluktuacje w quasi-jednowymiarowym układzie są tak silne, że przejście do stanu nadprzewodzącego jest mało prawdopodobne. Po zapoznaniu się z pracą [35] zaproponowałem jednak od razu model quasi-dwuwymiarowy [36], w którym płaski przewodnik jest w kontakcie z dielektrykiem, np. warstwą dielektryczną. Rozwinięcie tej wersji – przekładankę cienkich warstw przewodzących i dielektrycznych – nazwaliśmy „kanapką”. Przejście od modelu quasi-jednowymiarowego do quasi-dwuwymiarowego nie było przypadkowe, gdyż bezpośrednio przed powstaniem pracy [36] rozważałem z Dawidem Kirżnicem (rys. 4a, wybitnym fizykiem teoretykiem przedwcześnie zmarłym w roku 1998), zresztą nie w kontekście nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, zagadnienia nadprzewodnictwa dwuwymiarowego (powierzchniowego) [37]. Swoją drogą, problem ten jest nadal godny uwagi; z braku miejsca nie rozwinę go tutaj, ograniczając się do podania odnośników [36,38].

Układy quasi-dwuwymiarowe mają tę przewagę nad quasi-jednowymiarowymi, że występują w nich dużo słabsze fluktuacje prowadzące do zniszczenia nadprzewodnictwa. Rozwinęliśmy więc wersję quasi-dwuwymiarową [36,39]. Mówiąc dokładniej, grupa teoretyków z Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR im. P.N. Lebediewa podeszła do zagadnienia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w sposób możliwie najogólniejszy, rozważając wszystkie znane problemy i możliwości. Owoce tych badań zostały przedstawione w monografii [40], której angielska wersja (rys. 5) ukazała się w 1982 r., a więc i tak 4–5 lat przed odkryciem nadprzewodników wysokotemperaturowych [41,42]. Jeśli pominąć rozważania różnych modeli, to najważniejszym ilościowym wynikiem tej pracy, pochodzącym głównie od Kirżnica, był warunek stabilności kryształu. Chodzi o to, że głównym argumentem przeciwko możliwości wytworzenia nadprzewodników wysokotemperaturowych było przekonanie, że sieć krystaliczna będzie niestabilna dla wartości parametrów wymaganych do otrzymania nadprzewodnika³ o $T_c > 77,4$ K. Jeśli ośrodek scharakteryzujemy za pomocą podłużnej przenikalności elektrycznej $\epsilon(\omega, \mathbf{q})$, gdzie ω oznacza częstość, a \mathbf{q} – wektor fali, i ograniczymy się do ośrodków izotropowych, to do powstawania par elektronów konieczne jest, z grubsza biorąc, aby potencjał oddziaływania między elek-



Rys. 5. Angielski przekład zbioru artykułów kilku autorów z Instytutu im. Lebediewa

tronami $V = e^2/\epsilon(0, q)r$ był ujemny, tzn. odpowiadał przyciąganiu. Oznacza to jednak warunek $\epsilon(0, q) < 0$, a podówczas na podstawie pewnych rozważań sądzono, że sieć krystaliczna pozostaje stabilna, jeśli

$$\epsilon(0, q) > 0. \quad (10)$$

Co prawda, po bliższym zbadaniu (zob. [1,40]) okazało się, że nadprzewodnictwo jest także możliwe, gdy spełniony jest warunek (10), lecz dla niewielkich wartości T_c , jeszcze mniejszych niż oszacowanie podane we wzorze (9). Z pracy [40] i podanych tam odnośników wynika, że poprawny warunek stabilności dla $q \neq 0$ ma postać

$$\frac{1}{\epsilon(0, q)} \leq 1, \quad (11)$$

tzn. jest spełniony, jeśli spełniona jest jedna z nierówności

$$\epsilon(0, q) > 1, \quad \epsilon(0, q) < 0. \quad (12)$$

Innymi słowy, z punktu widzenia stabilności dopuszczalna jest każda ujemna wartość $\epsilon(0, q)$ i nie ma ograniczeń wartości T_c (dokładniej mówiąc, dotychczas nie znamy takich ograniczeń). W rozdziale 1 książki [40] zamieściłem następujący wniosek.

Na podstawie ogólnych rozważań teoretycznych uważamy obecnie, że najrozsądniejsze oszacowanie to $T_c \lesssim 300$ K. Oszacowanie to odnosi się oczywiście do materiałów i układów w mniej lub bardziej normalnych warunkach (układów metalicznych w stanie równowagi lub

³ Nie wiem, czy istnieje ogólnie akceptowane kryterium określające, jaki nadprzewodnik może być uznany za wysokotemperaturowy. Moim zdaniem o nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym można mówić, gdy T_c jest większe od 77,4 K, czyli temperatury wrzenia ciekłego azotu pod ciśnieniem atmosferycznym.

quasi-równowagi, pod ciśnieniem normalnym lub stosunkowo niskim itd.), tzn. wykluczaliśmy z rozważań metaliczny wodór i zapewne także metale organiczne, jak również półmetale w stanie bliskim elektronowej przemiany fazowej. Sądzimy, że do opisu rozważanych układów powinno się stosować ekscytonowy mechanizm przyciągania między elektronami przewodnictwa.

W tej sytuacji najbardziej obiecującym materiałem – z punktu widzenia możliwości podniesienia T_c – są oczywiście związki o budowie warstwowej i „kanapki” dielektryk–metal–dielektryk. Stan badań teoretycznych, nie mówiąc o doświadczalnych, jest jednak wciąż taki, że nie można wykluczyć innych możliwości, w szczególności związków o budowie włóknistej. Co więcej, na obecnym etapie badań nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego najbardziej owocne będzie podejście wielostronne, w którym badania prowadzi się w możliwie różnych kierunkach.

Badania nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego wchodzi już w drugie dziesięciolecie (jeśli mówimy o materiałach, dla których $T_c \gtrsim 90$ K oraz rozpatrujemy ekscytonowe i inne mechanizmy tworzenia par). Badania te wkraczają też prawdopodobnie w nową fazę, którą cechuje nie tylko różnorodność i szeroki zakres, lecz także dużo głębsze zrozumienie rozpatrywanych problemów. Nie ma oczywiście gwarancji, że podejmowane wysiłki doprowadzą do znaczącego sukcesu, odkryto już jednak sporo nowych materiałów, które są obecnie badane. W tej sytuacji nie można wątpić, że badania w dziedzinie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego przyniosą wiele wyników interesujących dla fizyki i techniki, nawet jeśli nie wyprodukują się materiałów, które będą nadprzewodzące w temperaturze ciekłego azotu (lub tym bardziej w temperaturze pokojowej). Ponadto, co podkreślaliśmy, ten końcowy cel nie został w żaden sposób podany w wątpliwość. Można przypuszczać, że następne dziesięciolecie będzie dla zagadnienia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego decydujące.

Napisałem te słowa w roku 1976. Minęło sporo czasu, lecz liczne wysiłki, by znaleźć wiarygodny i powtarzalny sposób otrzymywania nadprzewodników wysokotemperaturowych nie zostały uwieńczone powodzeniem. W konsekwencji po wybuchu aktywności nadszedł okres stagnacji, co spowodowało, że w artykule popularnym [43] opublikowanym w 1984 r. scharakteryzowałem sytuację w następujący sposób.

Tak się jakoś stało, że badania w dziedzinie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego są dziś niemodne (można tu użyć tego określenia, ponieważ moda odgrywa czasami istotną rolę w badaniach naukowych i w społeczności naukowców). Trudno jest coś osiągnąć poprzez apele. Zwykle jakiś sukces (lub doniesienie o sukcesie, nawet błędne) powoduje radykalną zmianę nastawienia. Zwiertrzywszy sukces, wczorajsi sceptycy czy wręcz zdecydowani przeciwnicy pewnej idei potrafią zmienić nastawienie i stać się gorącymi orędownikami nowych wysiłków, lecz to już inny temat, należący do psychologii i socjologii nauki oraz techniki.

Podsumowując, badania w dziedzinie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego mogą szybko doprowadzić do rezultatów i odkryć tym bardziej niespodziewanych, że przewidywania istniejących teorii są niejasne.

Nie spodziewałem się oczywiście, że te „przepowiednie” spełnią się już po dwóch latach [41,42]. Okazały się one prawdziwe nie tylko w tym sensie, że otrzymano nadprzewodniki o $T_c > 77,4$ K, lecz także w aspekcie socjologicznym, gdyż wybuchł istny boom i zapanowała swoista „psychoza” nadprzewodnictwa

wysokotemperaturowego. Jednym z jej objawów było prawie całkowite pomijanie wszystkiego, co zostało zrobione przed rokiem 1986, tak jakby dyskusja na temat nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego nie zaczęła się już 22 lata wcześniej [35,36]. Wspominałem o tym powyżej, pisałem w pracach [44,45] i nie chcę już do tego wracać. Pragnę tylko odnotować, że John Bardeen, którego zawsze szanowałem, traktował problem nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego ze zrozumieniem zarówno przed, jak i po roku 1986 (zob. [46]; ten artykuł został także opublikowany w książce [16]).

To, co napisałem, bynajmniej nie oznacza, że ja sam lub nasza grupa pretendujemy do istotnego praktycznego wkładu w rozwój badań nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Uważam jednak, że prace Little’a i nasze odegrały ważną rolę w sformułowaniu problemu i zwróceniu nań uwagi. Jego rozwiązanie było w dużej mierze dziełem przypadku. Propozycja, by badać układy warstwowe, była rozsądna i obiecująca, lecz ani ja, ani według mojej najlepszej wiedzy nikt inny nie proponował związków miedziowo-tlenkowych. Inne badane związki warstwowe nie są nadprzewodnikami wysokotemperaturowymi. To, o czym piszę poniżej, ilustruje przypadkowy – do pewnego stopnia – charakter odkrycia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Już w roku 1979 w jednym z instytutów w Moskwie wytworzono i zbadano [47] ceramikę $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$ o składzie zbliżonym do składu ceramiki badanej przez Johanna Bednorza i Karla Müllera [41], dla której $T_c \approx 36$ K [48]. Autorzy pracy [47] nie zmierzli jednak oporu swoich próbek poniżej temperatury ciekłego azotu, nie odkryli więc w nich nadprzewodnictwa. Wynika z tego prosty wniosek, że każdy nowo otrzymany materiał powinien być testowany pod kątem nadprzewodnictwa. Oczywiście jest też inny wniosek – nawet obecnie można dokonać ważnego odkrycia i w następnym roku dostać Nagrodę Nobla, nie dysponując gigantycznymi urządzeniami badawczymi i ogromnymi zespołami badaczy. Niech to będzie źródłem inspiracji zwłaszcza dla ludzi młodych.

Obecny stan teorii ciała stałego nie pozwala na obliczenie wartości T_c lub innych parametrów charakteryzujących nadprzewodnik, może z wyjątkiem metalicznego wodoru, którego ciągle jeszcze nie otrzymano. Co więcej, mimo upływu ponad 15 lat nie rozumiemy dobrze mechanizmu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w związkach miedziowo-tlenkowych. Chcę zauważyć, że choć sam byłem zwolennikiem mechanizmu ekscytonowego nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, jego rola w odniesieniu do znanych już materiałów z tej grupy jest ciągle kwestią otwartą. W przypadku nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego tych układów o $T_c < 170$ K (najwyższą znaną wartość $T_c \approx 165$ K otrzymano w 1994 r. dla $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ pod wysokim ciśnieniem) moim zdaniem może się okazać, że fononowy mechanizm tworzenia par odgrywa dominującą rolę. Ta możliwość

była poprzednio niedoceniana (także przeze mnie), ponieważ opierano się na warunku (9). Obowiązuje on jednak tylko dla słabego sprzężenia (7). Dla silnego sprzężenia (gdy $\lambda_{ef} \gtrsim 1$) wzór (6) już nie obowiązuje, lecz nawet z niego widać, że T_c rośnie ze wzrostem λ_{ef} .

Uogólnienie teorii BCS [18] na przypadek silnego sprzężenia otwiera nowe możliwości badań. Dokładniejsza analiza (zob. zwłaszcza [50] i odnośniki w tej pracy oraz w [1]) sugeruje, że mechanizm fononowy może prowadzić do warunku $T_c \lesssim 200$ K przy dużych wartościach θ_D oraz λ_{ef} . Sam tylko mechanizm fononowy wydaje się zarazem niewystarczający ze względu na symetrię funkcji falowej typu d, a być może także i inne szczególne właściwości tej grupy nadprzewodników. Rola innych mechanizmów (oddziaływań spinowych, oddziaływania ekscytonowego) nie jest jednak jasna. Oczywiście nie czas teraz na omawianie tego problemu. Chcę tylko z jednej strony podkreślić, że od dawna praktykowane nieuwzględnianie roli oddziaływań elektron-fonon w związkach miedziowo-tlenkowych zawsze wydawało mi się – i ciągle wydaje – bezpodstawne (zob. [51]). Z drugiej jednak strony prawdopodobieństwo otrzymania dzięki mechanizmowi fononowemu wartości T_c równej ok. 300 K, czyli nadprzewodnictwa w temperaturze pokojowej, jest niewielkie; to samo dotyczy mechanizmu spinowego. Natomiast mechanizm ekscytonowy, przynajmniej według mojej wiedzy, nie wzbudza takich zastrzeżeń, dlatego nadzieję na otrzymanie nadprzewodnictwa w temperaturze pokojowej wiąże właśnie z nim. Jest to jednak oczywiście tylko moje intuicyjne przeświadczenie.

Realizacja nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego była moim marzeniem przez 22 lata, choć nie było gwarancji, że jest to w najbliższej przyszłości – a wręcz w ogóle – możliwe. Obecnie to samo mogę powiedzieć o nadprzewodnictwie w temperaturze pokojowej.

4. Zjawiska termoelektryczne w stanie nadprzewodzącym

Pierwszą próbę zaobserwowania zjawisk termoelektrycznych – prądu termoelektrycznego lub siły termoelektrycznej – w obwodzie złożonym z dwóch nadprzewodników, ogrzanych w sposób niejednorodny, podjął, o ile mi wiadomo, Meissner [52] w roku 1927. Doszedł on do wniosku, że w nadprzewodnikach nie występuje zjawisko termoelektryczne. Gdy zainteresowałem się tym zagadnieniem w roku 1943, był to ogólnie przyjęty punkt widzenia (zob. np. [53], a zwłaszcza pierwsze i późniejsze wydania książki [25]). Choć napotkałem takie stwierdzenie również później, ten wniosek jest błędny, co wykazałem w pracy [11] opublikowanej jeszcze w roku 1944 (rys. 3).

Chodzi o to, że w stanie nadprzewodzącym niezależnie od prądu nadprzewodnictwa o gęstości j_s może płynąć także prąd normalny o gęstości j_n . Nośnikami tego drugiego prądu są „elektrony normalne”, tzn.

kwazicząstki typu elektronu lub dziury, obecne w metalu zarówno w stanie nadprzewodzącym, jak i normalnym. W stanie nadprzewodzącym koncentracja takich normalnych kwazicząstek zależy silnie od temperatury i zwykle dąży do zera, gdy $T \rightarrow 0$. Taki obraz, nazywany czasami modelem dwucieczkowym, został zaproponowany w pracy [54]. W izotropowym przewodniku, a ściślej biorąc, w izotropowym metalu w stanie normalnym, może płynąć tylko prąd o gęstości

$$j = \sigma \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} \right) + b\nabla T, \quad (13)$$

gdzie μ oznacza potencjał chemiczny elektronów, a \mathbf{E} – natężenie pola elektrycznego. W stanie nadprzewodzącym dla prądu normalnego mamy wzór (więcej szczegółów podano w pracy [55])

$$j_n = \sigma_n \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} \right) + b_n \nabla T. \quad (14)$$

Jednocześnie gęstość prądu nadprzewodzącego j_s , w przybliżeniu teorii Londonów [12], do którego ograniczamy się w tym miejscu (to samo przybliżenie wykorzystane jest oczywiście w pracy [11]), spełnia równania

$$\text{rot}(\Lambda j_s) = -\frac{1}{c} \mathbf{H}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial(\Lambda j_s)}{\partial t} = \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e}, \quad (16)$$

gdzie $\Lambda = m/(e^2 n_s)$ jest stałą, a n_s oznacza koncentrację „elektronów nadprzewodzących” (tak więc $j_s = en_s v_s$, gdzie v_s oznacza prędkość). W takim ujęciu głębokość wnikań pola magnetycznego wyraża się wzorem

$$\delta_L = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{4\pi}} = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s}}.$$

Należy zauważyć, że jest to pewne uproszczenie, gdyż w równaniach (14) i (16) powinny być wprowadzone różne potencjały chemiczne μ_n oraz μ_s odpowiednio dla elektronów normalnych i nadprzewodzących. Ponadto po prawej stronie ściślejszego równania (16) występuje jeszcze jeden człon (zwykle niezbyt duży), który jest proporcjonalny do ∇j_s^2 (zob. [55]). Jeśli nadprzewodnik jest niejednorodny, to parametr Λ zależy od współrzędnych.

Jak wynika z równania (16), w stanie stacjonarnym w nadprzewodniku

$$\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} = 0 \quad (17)$$

oraz, ze względu na równanie (14),

$$j_n = b_n(T) \nabla T. \quad (18)$$

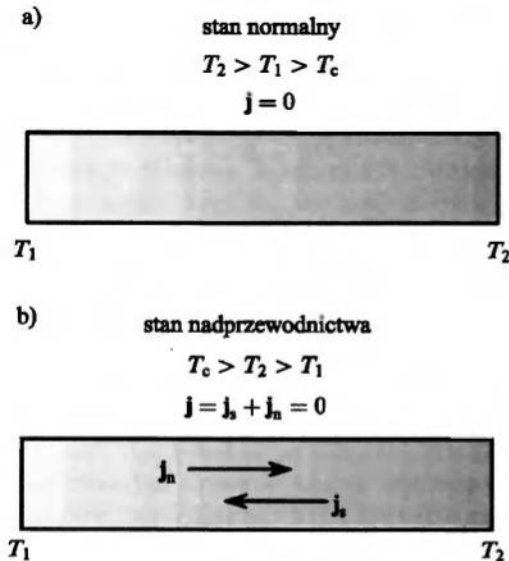
Jak widać, prąd termoelektryczny j_n bynajmniej nie zanika w stanie nadprzewodzącym. W najprostszym przypadku prądu tego nie można jednak bezpośrednio zmierzyć, ponieważ kompensuje go prąd nadprzewodzący j_s . Rozważmy niejednorodny, nadprzewodzący pręt, którego jeden z końców znajduje się w temperaturze T_2 , a drugi w temperaturze $T_1 < T_2$ (rys. 6). Ponieważ nie ma zamkniętego obwodu, w stanie normalnym (gdy $T_1 > T_c$) otrzymujemy z równania (13) (zob. też rys. 6a)

$$j = 0, \quad E - \frac{\nabla\mu}{e} = -\frac{b}{\sigma}\nabla T. \quad (19)$$

Natomiast w stanie nadprzewodzącym (gdy $T_2 < T_c$) otrzymujemy

$$j = j_s + j_n = 0, \quad j_s = -j_n = -b_n \nabla T \\ H = 0 \quad E - \frac{\nabla\mu}{e} = 0. \quad (20)$$

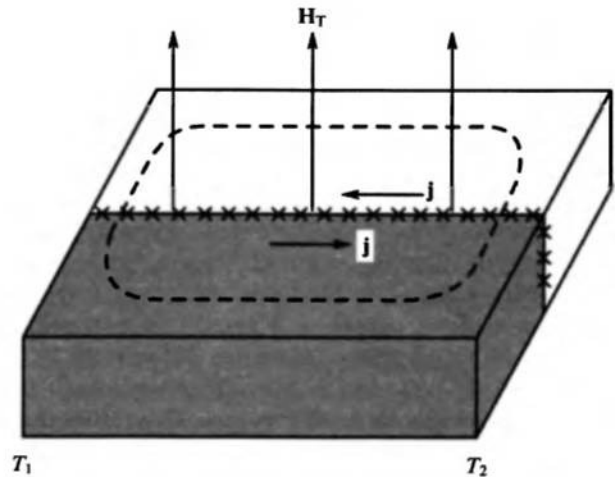
Co prawda blisko końców pręta, gdzie j_s przechodzi w j_n lub na odwrót, powstają nieskompensowane ładunki (zjawisko nierównowagi ładunkowej), a zatem natężenie pola E nie jest równe $\nabla\mu/e$, lecz w dalszej części wywodu będą ten efekt pomijał.



Rys. 6. Pręt, na którego końcach występuje różnica temperatury: a) stan normalny, b) stan nadprzewodzący (według [9])

Warto podkreślić, że w przypadku jednorodnym w nadprzewodniku płynie prąd termoelektryczny j_n (rys. 6b), lecz pole $H = 0$. Jeśli nadprzewodnik jest niejednorodny lub anizotropowy, to w ogólnym przypadku prądy j_n oraz j_s nie kompensują się w pełni i powstaje możliwe do zarejestrowania termoelektryczne pole magnetyczne, co zostało zauważone w pracy [11]. Jak już wspomniałem, dawno temu (przed 60 laty) przypadek stopów był uważany za nietypowy i nawet nie było jasne, czy można do nich

stosować równania Londonów. Ograniczyłem się więc do rozważenia warstwy bimetalicznej (np. dwóch różnych nadprzewodników zgrzanych ze sobą – ich połączenie jest wówczas stopem), w której istnieje gradient temperatury (zob. także rozdz. 16 w [26] oraz [55]). Ponieważ w takim przypadku parametr Λ zależy od współrzędnych (i oczywiście jest różny w różnych metalach), wzdłuż linii połączenia powstaje nieskompensowany prąd, a więc i pole magnetyczne H , które jest prostopadłe do płytki i do skraju złącza (rys. 7). Przypadek nadprzewodnika anizotropowego dyskutowałem szczegółowo w pracach [11] i [26]. W tym celu uogólniłem w dosyć prosty sposób równania Londonów przez zastąpienie skalarą Λ tensorem Λ_{ik} (dla izotropowego metalu o sieci regularnej $\Lambda_{ik} = \Lambda\delta_{ik}$). Jeśli gradient temperatury ∇T w płytce anizotropowego kryształu nadprzewodzącego nie jest skierowany wzdłuż osi symetrii, to powstaje prąd j płynący wokół płytki oraz pole magnetyczne H_T prostopadłe do niej i o natężeniu proporcjonalnym do $(\nabla T)^2$. W zasadzie przy obecnych metodach pomiarowych pole to można łatwo rejestrować. Jest to interesujący efekt, który w dodatku pozwala zmierzyć współczynnik termoelektryczny $b_n(T)$, a ściślej mówiąc, składowe tensora $b_{n,ik}(T)$ będącego jego uogólnieniem. Ponad 30 lat temu udało mi się przekonać Williama Fairbanka do przeprowadzenia odpowiedniego doświadczenia, którego wyniki [56] są, o ile wiem, jedyne w tej dziedzinie. Niestety, praca ta nie wyjaśniła problemu [55,57]. Zdumiewa mnie, że nikt się nim nie zainteresował po odkryciu silnie anizotropowych nadprzewodników wysokotemperaturowych. Widocznie również w nauce tak wielka jest potęga mody.



Rys. 7. Złączone płytki dwóch różnych nadprzewodników w obecności gradientu temperatury (według [11])

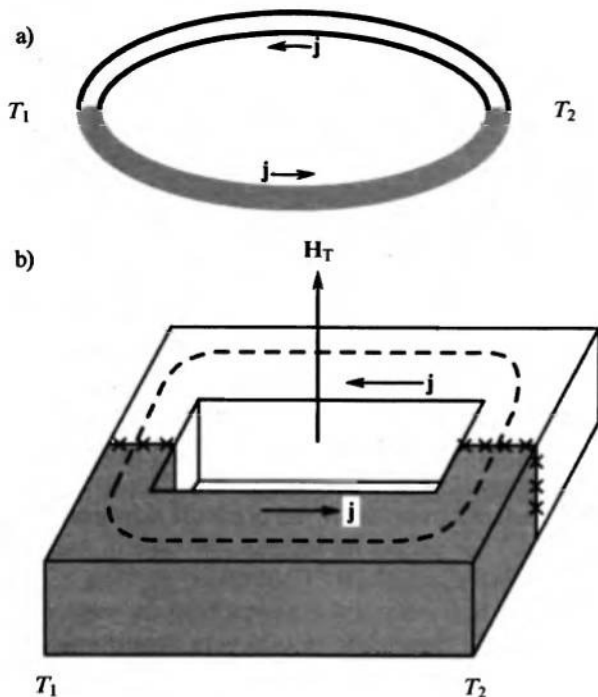
Pewne zainteresowanie towarzyszyło natomiast nadprzewodnikom izotropowym, w których płynie mniej lub bardziej konwencjonalny prąd termoelek-

tryczny (rys. 8a). Odpowiedni obwód zastępczy przedstawiono na rys. 8b. Można łatwo wykazać [58,59] (wyprzewodzenie jest również podane w [55]), że strumień magnetyczny $\Phi = \int \mathbf{H}d\mathbf{S}$ przepływający przez otwór wyraża się wzorem

$$\Phi = k\Phi_0 + \Phi_T, \quad \Phi_T = \frac{4\pi}{c} \int_{T_1}^{T_2} (b_{n,II}\delta_{II}^2 - b_{n,I}\delta_I^2)dT,$$

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Gs} \cdot \text{cm}^2, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (21)$$

Indeksy I oraz II odnoszą się odpowiednio do nadprzewodzących metali I oraz II, δ_I oraz δ_{II} oznaczają głębokości wnikania dla tych metali, $b_{n,I}$ oraz $b_{n,II}$ są odpowiednimi współczynnikami $b_n(T)$ występującymi w równaniu (18), a Φ_0 oznacza kwant strumienia magnetycznego. Konfiguracja pokazana na rys. 8b jest w istocie równoważna bimetalicznej płytce z rys. 7 dla $k = 0$, tzn. bez otworu. Niestety, w swoim czasie (tzn. w pracach [11,26]) tego nie zauważyłem.



Rys. 8. Prąd termoelektryczny w nadprzewodniku izotropowym: a) przypadek konwencjonalny, b) „obwód” z dwóch nadprzewodzących metali, wytwarzający strumień magnetyczny

Jeżeli dla uproszczenia założymy, że $(b_n\delta^2)_{II} \gg (b_n\delta^2)_I$ oraz $\delta_{II}^2 = \delta_{II}^2(0)(1 - T/T_{c,II})^{-1}$, to z wyrażenia (21) otrzymamy

$$\Phi_T = \frac{4\pi}{c} b_{n,II}(T_c)\delta_{II}^2(0)T_c \ln\left(\frac{T_c - T_1}{T_c - T_2}\right). \quad (22)$$

⁴ Inna sprawa, że np. dla półprzewodnika, w którym przewodnictwo jest elektronowe i dziurowe, warunek $j = 0$ może oznaczać jednoczesny przepływ prądu elektronowego j_e oraz dziurowego $j_h = -j_e$; pominiemy tu jednak tę możliwość.

Jeśli do wzoru (22) podstawimy zamiast $b_n(T_c)$ oraz $\delta(0)$ znane wartości, a także przyjmujemy, że $\ln[(T_c - T_1)/(T_c - T_2)] \approx 1$, to otrzymamy oszacowanie $\Phi_T \approx 10^{-2}\Phi_0$. Taki strumień można łatwo zmierzyć, co zostało zrobione w kilku pracach (zob. [1,55] i cytowaną tam literaturę). Strumień Φ_T mierzony w bardziej złożonych konfiguracjach obwodu nadprzewodzącego okazał się jednak o rząd wielkości większy niż strumień wynikający ze wzorów (21) i (22) oraz wykazywał również inną zależność od temperatury [60]. Przyczyna tych odstępstw nie została wyjaśniona, mimo że podejmowano różne próby ([61,62] oraz odnośniki w [1]).

Należy również zauważyć, że wyrażenia (21) i wynikający z nich wzór (22) zostały otrzymane przy założeniu spełnienia równości $j = j_s + j_n = 0$ w całym przekroju obwodu (prąd płynie tylko przy powierzchni). Gdy zbliżamy się do T_c , głębokość wnikania δ rośnie; gdy $T \rightarrow T_c$, głębokość $\delta \rightarrow \infty$ i gęstość prądu j_n dąży do wartości dla stanu normalnego (gdy $T > T_c$). W takich warunkach potrzebna jest dokładniejsza analiza uwzględniająca zjawisko nierównoważenia ładunku. To interesujące zagadnienie nie było badane (więcej szczegółów można znaleźć w pracy [1]).

To jeszcze nie cała historia. Nawet w najprostszym przypadku nadprzewodnika jednorodnego istnienie gradientu temperatury (rys. 6b) wpływa na przewodnictwo cieplne. Ponieważ $j_n \neq 0$, musi istnieć dodatkowy (konwekcyjny) strumień ciepły $q_c = -\kappa_c \nabla T$, podobnie jak w zjawisku nadciekłości. Zauważono to już w pracy [11] – w istocie była to wyjściowa idea tej pracy.

Całkowity strumień ciepły w stanie nadprzewodzącym $q = -\kappa \nabla T$, gdzie $\kappa = \kappa_f + \kappa_e + \kappa_c$, przy czym κ_f oznacza współczynnik przewodności cieplnej związanej z siecią (z fononami), κ_e jest wkładem elektronowym przy braku konwekcji (cyrkulacji), tzn. gdy spełniony jest warunek $j_n = 0$, a κ_c – wkładem związanym z cyrkulacją. Jak wiadomo, współczynnik przewodności cieplnej w stanie normalnym jest z definicji mierzony przy $j = 0$, i można przyjąć⁴, że $\kappa_c = 0$. Podobnie jak inni, przy oszacowaniu współczynnika κ_c trochę się swojego czasu zaplątałem, a obecnie ograniczę się tylko do wskazania na pracę [1] i do uwagi, że dla konwencjonalnych (nie wysokotemperaturowych) nadprzewodników można przyjąć, że $\kappa_c \ll \kappa_e$. W przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych rola parametru κ_c nie jest dla mnie jasna. Przede wszystkim nie wiadomo, jak wyodrębnić κ_c , nawet jeśli możliwe jest oddzielne wyznaczenie κ_f oraz $\kappa_{e,tot} = \kappa_e + \kappa_c$ (z pomiarów otrzymuje się całkowity współczynnik przewodności cieplnej; dyskusję, jak oddzielić κ_f od $\kappa_{e,tot}$, można znaleźć w pracy [1]).

Nie mogę się w tej chwili dłużej rozwodzić nad zjawiskami termoelektrycznymi w stanie nadprzewodzącym. Moim celem jest zwrócenie uwagi na kwestie powstałe w tej dziedzinie już w roku 1927 ([52], zob. też [25]), którymi i ja sam się zajmowałem w 1944 r. [11], a które pozostają właściwie bez odpowiedzi do chwili obecnej mimo ogromnej liczby prac poświęconych nadprzewodnictwu.

5. Teoria parametru Ψ w badaniach nadciekłości

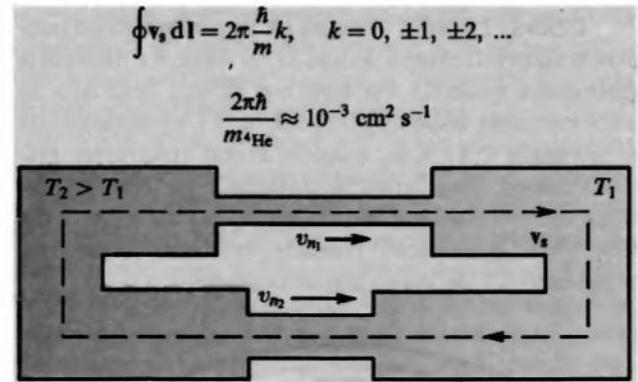
Nadprzewodnictwo można uważać za nadpłynność naładowanej elektrycznie cieczy lub – równoważnie – nadpłynność za nadprzewodnictwo cieczy nienaładowanej. Jest więc zrozumiałe, że badania prowadzone w obydwu dziedzinach były i są ze sobą powiązane. Moja pierwsza praca na ten temat [8], dotycząca rozpraszania światła w helu II, została już wspomniana w p. 2. Notabene warto byłoby powrócić do tego problemu w kontekście obecnej wiedzy o fluktuacjach w pobliżu punktu λ . Kilka innych prac omówiono w [1], rozważę więc tu tylko teorię parametru Ψ dla nadciekłości. Chociaż zrobię jednak wyjątek – chcę przypomnieć propozycję, którą przedstawiłem wspólnie z Aleksandrem Sobianinem (utalentowanym fizykiem teoretykiem i działaczem społecznym, zmarłym przedwcześnie w roku 1997 w wieku 54 lat, rys. 9) i częściowo z Gielijem Żarkowem (rys. 4b) [63,64]. Wspomnę też o badaniach poświęconych możliwości obserwowania zjawiska cyrkulacji termomechanicznych w stanie nadciekłym.



Rys. 9. Aleksandr A. Sobianin (1943–97)

W naczyniu o kształcie pierścienia wypełnionym nadpłynną cieczą (przedmiotem rozważań był hel II), które ma dwa różne przewężenia (np. cienkie kapilary) i w którym istnieje gradient temperatury, powinna pojawić się cyrkulacja – przepływ nadciekły wzdłuż całego naczynia (rys. 10). Wniosek o istnieniu tego zjawiska [63] wyciągnęliśmy na podstawie analogii ze zja-

wiskiem termoelektrycznym w obwodzie nadprzewodzącym, a do stwierdzenia, że w obwodzie nadprzewodzącym występuje prąd termoelektryczny doszedłem swojego czasu [11], rozważając analogię do zachowania się helu II w obecności gradientu temperatury. Zjawisko cyrkulacji termicznej w helu II zostało zaobserwowane [65] i przedyskutowane [64], zasugerowaliśmy też ciekawe w moim odczuciu możliwości dalszych badań [64]. O ile jednak wiem, w ostatnich 20 latach nikt nie podjął tej tematyki.



Rys. 10. Schemat układu do wytwarzania przepływu nadciekłego (według [64])

Po rozwinięciu teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa [3] przeniesienie podobnego podejścia na przypadek nadciekłości było czymś zupełnie naturalnym. Nieco wcześniej (np. w pracy [9]) rozważałem właściwości helu II w pobliżu punktu λ i nierozwiązane zagadnienie brzegowe dla prędkości \mathbf{v}_s składowej nadciekłej. Notabene Landau – twórca teorii przemian fazowych i nadciekłości – z jakichś powodów nie zajmował się nigdy, o ile wiem, tymi problemami. W landauowskiej teorii nadciekłości [7] prędkość \mathbf{v}_s wzdłuż ścianki (odmiennie niż prędkość składowej normalnej \mathbf{v}_n) nie zanika na ściance – występuje tam pewien rodzaj nieciągłości. Uważałem, że taka nieciągłość musi być związana z pewną energią powierzchniową σ_s [66]. Specjalnie w tym celu przeprowadzone doświadczenia [67] wykazały jednak, że energia σ_s jest równa zero lub w najlepszym przypadku jest o całe rzędy wielkości mniejsza niż przewidywano [66]. Widziałem rozwiązanie tego problemu w założeniu, że gęstość składowej nadciekłej na ściance $\rho_s(0)$ jest równa zero. Wtedy strumień składowej nadciekłej $\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s$ na ściance zanika, choć \mathbf{v}_s ma tam nieciągłość. W teorii parametru Ψ dla nadciekłości mamy oczywiście

$$\rho_s = m|\Psi|^2, \quad (23)$$

przy czym można założyć, że m jest masą atomu helu m_{He} (rozważamy nadciekłość helu II) i że ze względu na to, co powiedziano powyżej, warunek brzegowy na ściance ma postać

$$\Psi(0) = 0, \quad (24)$$

odmienną od warunku (3) dla nadprzewodników. Na tym etapie, o ile pamiętam, okazało się, że Lew Pitajewski (rys. 11) niezależnie zaczął rozwijać teorię parametru Ψ dla nadciekłości, więc oczywiście nawiązaliśmy współpracę. W rezultacie powstał artykuł [68]; przedstawioną w nim teorię parametru Ψ dla nadciekłości nazywam „początkową” w odróżnieniu od kolejnej, „uogólnionej” teorii nadciekłości, którą opracowaliśmy wspólnie z Sobianinem [69,70] (zob. także odnośniki w pracy [1]).



Rys. 11. Lew Pietrowicz Pitajewski

Początkowa teoria parametru Ψ dla nadciekłości [68] jest bardzo podobna do teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa [3]; oczywiście używany jest warunek brzegowy wyrażony wzorem (24) i nie ma ładunków elektrycznych. W takim przypadku skalarna, zespolona funkcja $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi)$ spełnia równania

$$-\frac{\hbar}{2m} \Delta \Psi + \alpha(T) \Psi + \beta_\lambda |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (25)$$

oraz

$$\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s = -\frac{i\hbar}{2} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \hbar |\Psi|^2 \nabla \varphi, \quad (26)$$

tj. $\mathbf{v}_s = (\hbar/m) \nabla \varphi$, przy czym $m = m_{\text{He}}$ niezależnie od sposobu unormowania Ψ [1,68].

Ponadto długość korelacji ξ , oznaczoną literą l w pracy [68], wyraża się wzorem

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha|}} = \xi(0) \tau^{-1/2}, \quad \tau = \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda}, \quad (27)$$

gdzie T_λ oznacza temperaturę odpowiadającą punktowi λ . Oszacowanie podane w pracy [68], oparte na danych doświadczalnych, w przypadku ${}^4\text{He}$ (helu II) prowadzi do wartości $\xi(0) \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm. Z drugiej strony teorię parametru Ψ można stosować tylko

wtedy, gdy makroskopowa funkcja Ψ mało zmienia się w skali atomowej. Otrzymujemy stąd warunek $\xi(T) \gg a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm (a oznacza średnią odległość między atomami w ciekłym helu). Teoria parametru Ψ może więc być użyteczna tylko w pobliżu punktu λ (dla $\tau \ll 1$), powiedzmy dla $T_\lambda - T < (0,1-0,2)$ K. Podobny warunek musi być również spełniony w teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa – może być ona poprawnie stosowana tylko w bezpośrednim sąsiedztwie temperatury T_c . Jest bardzo ważne, że landauowska teoria przemian fazowych, która jest teorią pola średniego, prowadzi do teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa, która jest poprawna także w bezpośrednim sąsiedztwie T_c . Jest to związane ze stosunkowo dużą wartością $\xi(0)$ w nadprzewodnikach (długość $\xi(0)$ jest rzędu rozmiarów pary Coopera, tzn. w zwykłych nadprzewodnikach jest np. rzędu 10^{-5} cm). Istotne jest to, że zakres temperatury w pobliżu T_c (lub T_λ), w którym fluktuacje są już duże i przybliżenie pola średniego nie może być stosowane, jest proporcjonalny do $[\xi(0)]^{-6}$ (zob. [1] i odnośniki w tej pracy, zwłaszcza [34]). W helu II fluktuacje w pobliżu T_λ są dosyć silne ze względu na małą wartość $\xi(0)$ i teoria parametru Ψ [68] może być stosowana tylko dla $T_\lambda - T \gg 10^{-3}$ K [1]. Szczególnie interesujący jest zakres temperatury znacznie bliższy T_λ . O tym, że teoria pola średniego nie może być stosowana w obszarze przejścia λ w ${}^4\text{He}$, świadczy istnienie osobliwości w zależności ciepła właściwego od temperatury, co przynajmniej na pierwszy rzut oka nie musi być związane z temperaturową zależnością gęstości $\rho_s(T)$, która jest proporcjonalna do $|\Psi|^2$ (zob. (23)). Dlatego w 1957 r., gdy powstała praca [68], nie dostrzegaliśmy jeszcze jej wad. Stały się one jednak oczywiste nieco później, gdy stwierdzono, że w helu II z dobrym przybliżeniem jest spełniona zależność

$$\rho_s(\tau) = \rho_{s0} \tau^\zeta, \quad \zeta = 2/3. \quad (28)$$

Natomiast w teorii pola średniego

$$\zeta = 1. \quad (29)$$

Notabene, jak wynika z doświadczenia, wykładnik ζ nie jest dokładnie równy $2/3$, choć jest bardzo bliski tej wartości. Na przykład, zgodnie z pracą [71] $\zeta = 0,6705 \pm 0,0006$.

Tak więc początkowa teoria parametru Ψ dla nadciekłości słabo opisuje ilościowo właściwości helu II. Jednocześnie otrzymano z niej dla helu II wiele bardzo ważnych wyników jakościowych [68]. Chodzi tu o przypadek rozkładu gęstości $\rho_s(z)$ blisko ścianki naczynia i w cienkiej warstwie o grubości d . Zostało również rozwiązane zagadnienie prędkości \mathbf{v}_s cyrkulacji wokół nici wiru, wzdłuż której $\Psi = 0$, energii takiego wiru oraz energii powierzchniowej na granicy helu II i ścianki naczynia. Jest istotne, że ${}^4\text{He}$ nie jest jedyną cieczą nadpłynną. Z nadpłynnością mamy również do czynienia

w mieszaninie ^3He – ^4He , ciekłym ^3He , gwiazdach neutronowych i być może także w innych układach. W tych przypadkach funkcja Ψ może już nie być skalarem, lecz jednocześnie długość $\xi(0)$ jest stosunkowo duża (np. w ciekłym ^3He , $\xi(0) \approx 10^{-5}$ cm) i obszar fluktuacji jest dość mały. Teoria przedstawiona w pracy [68], o ile potrafię to ocenić, odegrała też istotną rolę w opracowaniu teorii Grossa–Pitajewskiego, która jest szeroko stosowana w badaniach kondensatu Bosego–Einsteina (zob. [72]).

Ciekły ^4He (hel II) zajmował i ciągle zajmuje czołowe miejsce w badaniach nadpłynności, zarówno ze względów historycznych, jak i pod względem skali badań. Teoria Landaua [7], która opisuje jego właściwości, jest teorią makroskopową lub – jeśli ktoś woli – quasi-makroskopową. Nie dostarcza ona odpowiedzi na wiele pytań, szczególnie co do opisu w pobliżu punktu λ . Z drugiej strony dla helu II nie istnieje teoria mikroskopowa analogiczna do teorii BCS nadprzewodnictwa. Właściwości helu II w pobliżu punktu λ są interesujące z kilku powodów, m.in. dla badania dwucieczkowej hydrodynamiki oraz modelowania pewnych zjawisk w kosmologii [73]. Do rozwiązania tych problemów można prawdopodobnie w pewnym stopniu użyć początkowej teorii nadciekłości [68,74]. Należy jednak pamiętać o istotnych ograniczeniach wynikających z natury przybliżenia pola średniego, tj. z pominięcia fluktuacji. Uogólniona teoria parametru Ψ dla nadciekłości [69,70] miała być wolna od tych ograniczeń. Opiera się ona na półempirycznym uogólnieniu landauowskiej teorii przemian fazowych (zob. np. [75]). W teorii Landaua, a także w teorii parametru Ψ dla nadprzewodnictwa, w której jako parametr porządku wybiera się funkcję Ψ , gęstość energii swobodnej fazy uporządkowanej w pobliżu temperatury przemiany T_λ ma postać

$$F_{\text{II}} = F_{\text{I}} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{\gamma}{6}|\Psi|^6, \quad (30)$$

przy czym można założyć, że z dala od punktu trójkrytycznego

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha'_\lambda(T - T_\lambda) = -a_0\tau, & \beta &= \beta_\lambda, \\ \gamma &= 0, & \tau &= \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda}. \end{aligned} \quad (31)$$

W teorii uogólnionej

$$F_{\text{II}} = F_{\text{I}} - a_0\tau|\tau|^{1/3}|\Psi|^2 + \frac{b_0}{2}\tau^{2/3}|\Psi|^4 + \frac{g_0}{3}|\Psi|^6. \quad (32)$$

Z wyrażenia (32) wynika, że dla małych wartości $|\Psi|^2$ w stanie równowagi $|\Psi|^2 = -\alpha/\beta = (a_0/b_0)\tau^{2/3}$, tzn. otrzymuje się zależność od temperatury zgodną z doświadczeniem [28]. Oczywiście właśnie dlatego wybiera się wyrażenie (32).

Uogólniona teoria parametru Ψ dla nadciekłości [69,70] formalnie różni się od teorii początkowej [68,74] tylko zastąpieniem wyrażen (30)–(31) wyrażeniem (32). Pozwoliło to na wprowadzenie kilku

wzorów i wysnuć wielu wniosków. Na przykład, dla cienkiej warstwy helu II o grubości d temperatura przemiany λ wyraża się wzorem

$$T_\lambda(d) = T_\lambda - 2,53 \cdot 10^{-11} \left(\frac{3 + M}{M} \right) d^{-3/2} \text{ K}, \quad (33)$$

gdzie $T_\lambda = T_\lambda(\infty)$ jest temperaturą przemiany λ w „próbce objętościowej” helu (jak wiadomo, $T_\lambda = 2,17$ K), a M oznacza pewien parametr proporcjonalny do współczynnika g_0 w wyrażeniu (32). Gdy $M < 1$, przemiana λ jest II rodzaju (porównanie z doświadczeniem pozwala tylko na bardzo przybliżone oszacowanie tego parametru dla helu II: $M = 0,5 \pm 0,3$). Notabene, jeśli zamiast cienkiej warstwy rozważamy cylindryczną kapilarę o średnicy d , to współczynnik 2,53 we wzorze (33) trzeba zastąpić wartością 4,76. W ramach tej teorii wyprowadzono też wiele innych wzorów [69,70,76].

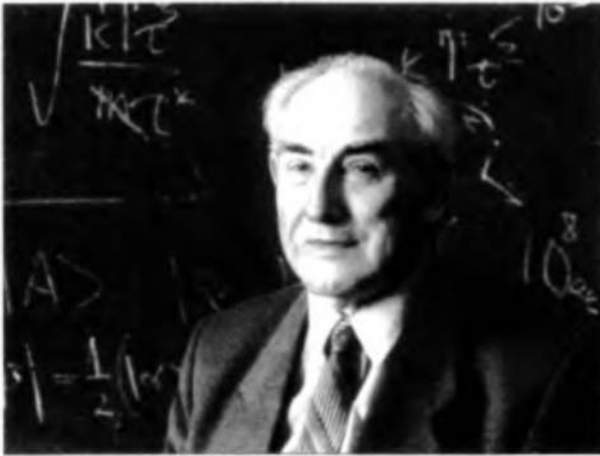
Uogólniona teoria parametru Ψ dla nadciekłości niestety nie zainteresowała zbyt wielu eksperymentatorów, ani teoretyków, choć pojawiły się w literaturze pewne pesymistyczne jej oceny (wspomniałem o nich w pracach [1]). I Sobianin, i ja przestaliśmy się zajmować nadciekłością w okresie gwałtownych zmian, które rozpoczęły się w ZSRR i Rosji w drugiej połowie lat 80. W artykułach [1] zamieściłem przegląd niektórych wyników naszych prac.

Bezspornie, uogólniona teoria parametru Ψ dla nadciekłości nie jest wielką teorią *ab initio*. Niemniej jej prostota (przynajmniej w porównaniu z innymi znanymi koncepcjami) sugeruje, że teoria ta (zarówno w wersji początkowej, jak i uogólnionej) może jeszcze być bardzo przydatna w badaniach nadciekłości. W każdym razie nie ma podstaw do wyrażania opinii przeciwnych. Ta część wykładu została napisana właśnie w celu zwrócenia uwagi fizyków pracujących w tej dziedzinie na teorię parametru Ψ dla nadciekłości. Być może moje wrażenie, że nie jest ona zauważana, jest mylne. Z drugiej strony dopuszczam też możliwość, że to ja błędzę.

6. „Kanon fizyki” – zagadnienia w fizyce i astrofizyce, które wydają się obecnie, na początku XXI wieku, szczególnie ważne i interesujące

Spotkałem się z opinią, że moje prace w dziedzinie nadprzewodnictwa i nadciekłości należą do odległej przeszłości. Nie ulega wątpliwości, że wyróżnia się wśród nich praca z Landauem [3] z 1950 r. Na podstawie tego wykładu, a zwłaszcza artykułów [1] wiadać wyraźnie, że zajmowałem się tą dziedziną fizyki od roku 1943 aż do całkiem niedawna (rys. 12). Przez ten czas postawiono wiele pytań i problemów, na które nie znamy jeszcze odpowiedzi i które, jak sądzę, warte są uwagi. Oczywiście obecnie najpilniejszym zadaniem

w tej dziedzinie jest wyjaśnienie mechanizmu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego i otrzymanie nadprzewodnictwa w temperaturze pokojowej. W tym ostatnim przypadku chodzi przede wszystkim o określenie warunków, w których można byłoby się spodziewać jego występowania. Dobrze wiem, że nie będę już w stanie niczego osiągnąć w tych dwóch kierunkach badań, chciałbym jednak przynajmniej być świadkiem nowych odkryć.



Rys. 12. Witalij Ginzburg na cotygodniowym seminarium prowadzonym przez siebie przez wiele lat w Instytucie Fizyki Akademii Nauk w Moskwie. Udział w tym seminarium fizyki teoretycznej, które zasłynęło dzięki ożywionej wymianie informacji i idei naukowych, sprawiał również wielką przyjemność Mistrzowi, co jego uczniom i innym uczestnikom. Do czasu ostatniego spotkania 21 listopada 2001 r. seminarium odbyło się ok. 1700 razy (zdjęcie wraz z podpisem dodane przez redakcję czasopisma *Uspiechi Fizycznych Nauk* w wersji internetowej wykładu – red.).

Z tego powodu w ostatnich latach coraz silniej podkreślałem ważność pewnego programu edukacyjnego, który nazywam „kanonem fizyki”. O ile wiem, wielu młodych naukowców interesuje się wykładami noblowskimi, dlatego zdecydowałem się powiększyć swój wykład o ten kanon. Wierzę, że będzie to dla nich dużo ciekawsze niż opowieści o tym, co się wydarzyło, gdy nie było ich jeszcze na świecie.

Fizyka rozwijała się bardzo gwałtownie i owocnie, zwłaszcza w poprzednim stuleciu. Jej oblicze zmieniało się radykalnie nawet za życia jednego pokolenia. Gdy w 1932 roku odkryto neutron i pozyton, miałem już 16 lat. A czym byłaby współczesna fizyka bez neutronów i pozytonów? Z powodu tego gwałtownego rozwoju fizyki i spokrewnione z nią dziedziny (np. astronomia) ogromnie się rozrosły, zarówno pod względem fundamentalnych idei, jak i ilości dostępnych informacji. Jeszcze w niedawnej przeszłości można było „wiedzieć coś o wszystkim i wszystko o czymś” (np. w dziedzinie fizyki), lecz uważam, że obecnie nie jest to już możliwe. Jednocześnie jestem zdumiony i przygnębiony, gdy widzę, jak młodzi fizycy (czasami także i starsi) ograni-

czają zainteresowania tylko do „swojej” dziedziny i nie wiedzą, przynajmniej w zarysie, jaki jest stan całej fizyki, jakie są w tej chwili „najgorętsze” zagadnienia. Takiej postawy nie usprawiedliwia powoływanie się na brak „wspólnego jądra” we współczesnej fizyce i jej „bezkresność”. Jest wprost przeciwnie. Fizyka ma (być może – wciąż jeszcze ma) swoje jądro – podstawowe koncepcje i prawa fizyki teoretycznej. Na podstawie znajomości fizyki teoretycznej wyniesionej ze studiów jest możliwe zrozumienie całej fizyki współczesnej, a dokładniej mówiąc, zrozumienie, jaki jest stan wiedzy we współczesnej fizyce. Każdy fizyk (oczywiście odnosi się to także do innych dziedzin, lecz dla ustalenia uwagi ograniczę się do fizyki) powinien znać – oprócz podstaw fizyki teoretycznej – również fakty z różnych dziedzin fizyki i wiedzieć o jej najnowszych osiągnięciach.

W Rosji lubimy cytować powiedzonka Koźmy Prutkowa, fikcyjnej postaci, który stwierdził m.in.: „nie da się ogarnąć nieogarnionego”. Trzeba się na coś zdecydować, wybrałem więc następującą drogę: sporządziłem listę szczególnie ważnych i ciekawych zagadnień. Taką listą jest na pewno subiektywna. Jest również naturalne, że musi zmieniać się z upływem czasu. Powinno być również oczywiste, że nieumieszczenie jakiegoś zagadnienia na tej liście nie oznacza, że jest ono nieważne lub nieciekawe. Świadczy to tylko o tym, że mnie (lub autorom podobnych list) takie pominięte zagadnienia wydają się w tej chwili mniej pilne do rozważenia. Powtarzam: nie da się ogarnąć nieogarnionego. Osoby, które wiedzą o ważnych i ciekawych zagadnieniach spoza tej listy, nie mają powodu, by czuć się urażone – powinny po prostu ją uzupełnić lub zmienić. Chcę tylko wyliczyć zagadnienia, o których moim zdaniem każdy fizyk powinien mieć przynajmniej pobieżną wiedzę. Chyba mniej oczywiste jest stwierdzenie, że to wcale nie jest tak trudne, jak mogłoby się na pierwszy rzut oka wydawać. Sądzę, że czas, jaki trzeba na to poświęcić, nie jest dłuższy od czasu potrzebnego dobremu studentowi do przygotowania się do egzaminu np. z elektrodynamiki.

Zaznajomienie się ze wszystkimi zagadnieniami zamieszczonymi na liście składa się na opanowanie tego, co nazywam „kanonem fizyki”. Oczywiście ten kanon jest echem „kanonu fizyki teoretycznej”, zaproponowanego przez Landaua w latach trzydziestych XX w. Jest wiele doskonałych podręczników elektrodynamiki i innych przedmiotów objętych programem uniwersyteckim, lecz w moim przekonaniu najlepszymi podręcznikami są odpowiednie tomy *Kursu fizyki teoretycznej* Landaua i Lifszica. Przy zaznajamianiu się z takim kanonem początkujący potrzebują pomocy. Taką pomoc może stanowić opracowanie listy zagadnień i komentarzy do niej. W roku 1995 udało mi się sformułować takie komentarze w rosyjskim wydaniu książki [16], lecz już w jej angielskim przekładzie niektóre z nich okazały się przestarzałe i nie wszystkie udało mi się zaktualizować. Na początku książki [2]

również znajduje się artykuł poświęcony mojemu kanonowi. Wiele dodatkowych uwag włączono do angielskiego tłumaczenia, które, jak mam nadzieję, niedługo się ukaze (ukazało się w listopadzie 2004 r. – red.). Jeśli idea „kanonu fizyki” spotka się z poparciem, to powinny się ukazać nowe książki na ten temat. Niestety, nie jest to już moje zadanie.

W tym wykładzie mogę tylko przypomnieć znane powiedzenie: „The proof of the pudding is in the eating” (aby ocenić pudding, najlepiej go skosztować) i przedstawić listę zagadnień szczególnie ważnych na początku XXI wieku.

- 1) Kontrolowana synteza jądrowa.
- 2) Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe i nadprzewodnictwo w temperaturze pokojowej.
- 3) Metaliczny wodór i inne substancje egzotyczne.
- 4) Dwuwymiarowa ciecz elektronowa (anomalne zjawisko Halla i inne zjawiska).
- 5) Wybrane zagadnienia fizyki ciała stałego (heterostruktury półprzewodnikowe, studnie i kropki kwantowe, przejście metal–dielektryk, fale gęstości ładunku i fale gęstości spinowej, zjawiska mezoskopowe).
- 6) Przemiany fazowe II rodzaju i podobne, np. chłodzenie (w szczególności chłodzenie laserowe) do skrajnie niskich temperatur, kondensacja Bosego–Einsteina w gazach.
- 7) Fizyka powierzchni, klastery.
- 8) Ciekłe kryształy, ferroelektryki, ferrotoroiki.
- 9) Fullereny, nanorurki.
- 10) Właściwości materii w supersilnych polach magnetycznych.
- 11) Fizyka zjawisk nieliniowych, turbulencje, solitony, chaos, dziwne atraktory.
- 12) Lasery rentgenowskie, lasery promieniowania γ , lasery wielkiej mocy.
- 13) Pierwiastki superciężkie, jądra egzotyczne.
- 14) Widmo mas, kwarki i gluony, chromodynamika kwantowa, plazma kwarkowo-gluonowa.
- 15) Zunifikowana teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, bozony W^\pm i Z^0 , leptony.
- 16) Model Standardowy, wielka unifikacja, superunifikacja, rozpad protonu, masa neutrin, monopole magnetyczne.
- 17) Długość podstawowa, oddziaływania cząstek przy wielkich i skrajnie wielkich energiach, zderzacz cząstek.
- 18) Naruszanie niezmienniczości CP.
- 19) Zjawiska nieliniowe w próżni i w supersilnych polach magnetycznych, przemiany fazowe w próżni.
- 20) Struny, teoria M.
- 21) Doświadczalna weryfikacja ogólnej teorii względności.
- 22) Fale grawitacyjne i ich wykrywanie.
- 23) Zagadnienia kosmologiczne, inflacja, człon Λ i „kwintesencja”, związek między kosmologią i fizyką wielkich energii.

- 24) Gwiazdy neutronowe i pulsary, supernowe.
- 25) Czarne dziury, struny kosmiczne (?).
- 26) Kwazary i jądra galaktyk, tworzenie się galaktyk.
- 27) Zagadnienie ciemnej materii (ukrytej masy) i jej wykrywanie.
- 28) Pochodzenie promieniowania kosmicznego o ogromnej energii.
- 29) Rozbłyski gamma, hipernowe.
- 30) Fizyka i astronomia neutrin, oscylacje neutrin.

Wyróżnienie 30 szczegółowych zagadnień (ściślej – pozycji na liście) jest oczywiście absolutnie umowne. Co więcej, część z nich może być poddana dalszym podziałom. Na mojej pierwszej liście, opublikowanej w roku 1971, znajdowało się 17 zagadnień [77]. Potem ich liczba rosła (szczegóły można znaleźć w pracy [2]). Przypuszczalnie należałoby do tej listy dodać nowe zagadnienia, np. dotyczące komputerów kwantowych i nowych odkryć w optyce. Nie mogę jednak tego zrobić wystarczająco kompetentnie.

Żadna lista nie stanowi oczywiście dogmatu, coś można pominąć, coś dodać w zależności od preferencji wykładowcy lub autora publikacji. Bardziej interesująca jest sprawa zmian na liście z upływem czasu, ponieważ pokazują one proces rozwoju fizyki. Na liście z lat 1970–71 [77] kwarkom poświęciłem tylko trzy linijki – przy okazji wyliczenia prób wyjaśnienia widma mas. Nie świadczy to dobrze o mojej przenikliwości, lecz w tym okresie (w roku 1970) kwarki miały dopiero 5 lub 6 lat (mam na myśli oczywiście wiek hipotezy) i los koncepcji kwarków wcale nie był jasny. Teraz sytuacja jest oczywiście zupełnie odmienna. Najcięższy kwark (t) został odkryty dopiero w roku 1994 (zgodnie z danymi z roku 1999 jego masa wynosi $m_t = 176 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$). Lista zamieszczona w pracy [77] nie zawierała oczywiście fullerenów, które zostały odkryte w 1985 r., nie były również wymienione rozbłyski gamma (pierwsze doniesienie o ich odkryciu ukazało się w roku 1973). Nadprzewodniki wysokotemperaturowe zostały zsyntetyzowane w latach 1986–87, lecz na liście z pracy [77] to zagadnienie występowało dość obszernie, ponieważ było ono dyskutowane już od roku 1964 (omawiałem to szczegółowo w jednej z poprzednich części wykładu). Wiele wydarzyło się w fizyce w ciągu minionych 30 czy 35 lat, lecz sądzę, że pojawiło się niewiele rzeczy istotnie nowych. W każdym razie listy z prac [77,16], jak również zamieszczona powyżej, pokazują do pewnego stopnia rozwój i stan zagadnień fizycznych oraz astronomicznych od lat 1970–71 do chwili obecnej.

Powinienem dodać, że do kanonu należy włączyć także trzy „wielkie problemy” współczesnej fizyki – włączyć w taki sposób, by zostały wyraźnie wyodrębnione i szczególnie dokładnie przedyskutowane oraz aby został przedstawiony rozwój wiedzy o nich. Zrobiłem to do pewnego stopnia w pracy [2]. Te wielkie problemy to po pierwsze wzrost entropii, nieodwracalność i „strzałka czasu”. Drugim problemem jest interpreta-

cja nierelatywistycznej mechaniki kwantowej i możliwość dowiedzenia się czegoś nowego w dziedzinie jej stosowalności (osobiście wątpię w taką możliwość, lecz uważam, że trzeba mieć oczy szeroko otwarte). Trzecim problemem jest zagadnienie redukcji materii ożywionej do nieożywionej, czyli podjęcie próby wyjaśnienia pochodzenia życia i świadomości tylko na gruncie fizyki. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że jest to do zrobienia, lecz dopóki nie znamy rozwiązania, dopóty nie można wykluczyć żadnej hipotezy. Myślę, że zagadka życia zostanie rozwiązana dopiero wtedy, gdy będziemy je w stanie stworzyć „w probówce” z materii nieożywionej. Nie można wykluczyć, że uda się to zrobić jeszcze w tym stuleciu, lecz na razie problem pozostaje otwarty.

Jeszcze jedna uwaga końcowa. W przeszłości można było się spotkać z opinią (zdarza się to i dziś), że w fizyce niemal wszystko zostało już zrobione. Na błękitnym niebie teorii jest już rzekomo tylko kilka ciemnych chmur niejasności, które szybko znikną i powstanie „teoria wszystkiego”. Uważam taki pogląd za objaw ślepoty. Cała historia fizyki oraz obecny jej stan (dotyczy to zwłaszcza astrofizyki i kosmologii) świadczą o czymś zupełnie przeciwnym. Moim zdaniem stoimy przed bezbrzeżnym morzem nierozwiązanych problemów.

Pozostaje mi tylko pozazdrościć młodszemu adresatom tego wykładu, że będą świadkami jeszcze wielu nowych, interesujących i ważnych odkryć.

Źródło: Andrzej Wiśniewski
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] W.Ł. Ginzburg, *Usp. Fiz. Nauk* **167**, 429 (1997); **168**, 363 (1998).
- [2] W.Ł. Ginzburg, *O nauce, o sobie i o drugich* (Fizmatlit, Moskwa 2003); artykuł 7 zawarty w tym zbiorze jest nieznaczną przeróbką artykułów [1] (angielski przekład: *About Science, Myself, and Others* (Institute of Physics Publ., Bristol 2004)).
- [3] W.Ł. Ginzburg, L.D. Landau, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950); opublikowane także w angielskim przekładzie w tomie: *L.D. Landau Collected Papers* (Pergamon Press, Oxford 1965), s. 546.
- [4] A.A. Abrikosow, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 1442 (1957).
- [5] E.M. Lifszic, L.P. Pitajewski, *Statistyczeskaja fizika*, cz. 2, *Teorija kondensowanego sostojanija* (Nauka, Moskwa 1978, 1999).
- [6] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, wyd. 2 (McGraw-Hill, New York 1996).
- [7] L.D. Landau, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **11**, 592 (1941); *J. Phys. USSR* **5**, 71 (1941).
- [8] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **13**, 243 (1943); *J. Phys. USSR* **7**, 305 (1943).
- [9] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **14**, 134 (1944).
- [10] J. Bardeen, w: *Kältephysik (Handbuch der Physik)*, t. 15, red. S. von Flügge, Springer-Verlag, Berlin 1956, s. 274.
- [11] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **14**, 177 (1944); *J. Phys. USSR* **8**, 148 (1944).
- [12] F. London, H. London, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149**, 71 (1935); *Physica* **2**, 341 (1935).
- [13] J.R. Waldram, *Superconductivity of Metals and Cuprates* (Institute of Physics Publ., Bristol 1996).
- [14] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 87 (1946); *J. Phys. USSR* **9**, 305 (1945).
- [15] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **15**, 739 (1945); *J. Phys. USSR* **10**, 107 (1946).
- [16] V.L. Ginzburg, *The Physics of a Lifetime. Reflections on the Problems and Personalities of 20th Century Physics* (Springer-Verlag, Berlin 2001) (w dużej mierze przekład książki: W.Ł. Ginzburg, *O fizyce i astrofizyce* (Biuro Kwantum, Moskwa 1995)).
- [17] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 748 (1955).
- [18] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [19] W.Ł. Ginzburg, *Usp. Fiz. Nauk* **48**, 25 (1952); V.L. Ginzburg, *Fortschr. Phys.* **1**, 101 (1953).
- [20] R.A. Ogg, Jr., *Phys. Rev.* **69**, 243; **70**, 93 (1946).
- [21] M.R. Schafroth, *Phys. Rev.* **96**, 1149 (1954); **100**, 463 (1955).
- [22] L.N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
- [23] L.P. Gor'kow, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1959); **37**, 1407 (1959).
- [24] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **31**, 541 (1956).
- [25] D. Shoenberg, *Superconductivity*, wyd. 3 (Cambridge Univ. Press, Cambridge 1965).
- [26] W.Ł. Ginzburg, *Swierchprowodimost'* (Izd. AN SSSR, Moskwa-Leningrad 1946).
- [27] W. Buckel, *Supraleitung* (Physik-Verlag, Weinheim, Bergster 1972).
- [28] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **23**, 236 (1952).
- [29] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 113 (1958).
- [30] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **42**, 299 (1962).
- [31] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1930 (1959).
- [32] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **31**, 202 (1956).
- [33] G.F. Żarkow, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 412 (1958); **37**, 1784 (1959).
- [34] W.Ł. Ginzburg, *Fiz. Twierd. Tiela* **2**, 2031 (1960).
- [35] W.A. Little, *Phys. Rev. A* **134**, 1416 (1964).
- [36] V.L. Ginzburg, *Phys. Lett.* **13**, 101 (1964); W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 2318 (1964).
- [37] W.Ł. Ginzburg, D.A. Kirźnic, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 397 (1964).
- [38] V.L. Ginzburg, *Phys. Scripta* **T27**, 76 (1989).
- [39] W.Ł. Ginzburg, D.A. Kirźnic, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **176**, 553 (1967).
- [40] *Problema wysokotemperaturnoj swierchprowodimosti*, red. W.Ł. Ginzburg, D.A. Kirźnic (Nauka, Moskwa 1977) (angielski przekład: *High-Temperature Superconductivity*, red. V.L. Ginzburg, D.A. Kirzhnits (Consultants Bureau, New York 1982)).
- [41] J.G. Bednorz, K.A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [42] M.K. Wu i in., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
- [43] W.Ł. Ginzburg, *Energija*, zesz. 9 (1984), s. 2.
- [44] V.L. Ginzburg, *Prog. Low Temp. Phys.* **12**, 1 (1989).
- [45] V.L. Ginzburg, w: *From High-Temperature Superconductivity to Microminiature Refrigeration*, red. B. Cabrera, H. Gutfreund, V. Kresin (Plenum Press, New York 1996).
- [46] V.L. Ginzburg, *J. Supercond.* **4**, 327 (1986).
- [47] I.S. Szapłygin, B.G. Kachan, W.B. Łazariew, *Ż. Nieorg. Chim.* **24**, 1476 (1979).
- [48] R.J. Cava i in., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 408 (1987).

- [49] G.M. Eliazberg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **38**, 966 (1960); **39**, 1437 (1960).
- [50] E.G. Maksimow, *Usp. Fiz. Nauk* **170**, 1033 (2000).
- [51] W.Ł. Ginzburg, E.G. Maksimow, *Swierchprowodimost': Fiz., Chim., Tsch.* **5**, 1543 (1992).
- [52] W.Z. Meissner, *Ges. Kälteindustri.* **34**, 197 (1927).
- [53] E.F. Burton, G.H. Smith, J.O. Wilhelm, *Phenomena at the Temperature of Liquid Helium* (American Chemical Society: Monograph Ser., No. 83, Reinhold Publ. Corp., New York 1940).
- [54] C.J. Gorter, H. Casimir, *Phys. Z.* **35**, 963 (1934).
- [55] W.Ł. Ginzburg, G.F. Żarkow, *Usp. Fiz. Nauk* **125**, 19 (1978).
- [56] P.M. Selzer, W.M. Fairbank, *Phys. Lett.* **A48**, 279 (1974).
- [57] W.Ł. Ginzburg, G.F. Żarkow, *Pis'ma Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 658 (1974).
- [58] J.M. Gal'p'ierin, W.L. Guriewicz, W.N. Kozub, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **66**, 1387 (1974).
- [59] J.C. Garland, D.J. Van Harlingen, *Phys. Lett.* **A47**, 423 (1974).
- [60] D.J. Van Harlingen, *Physica B+C* **109–110**, 1710 (1982).
- [61] R.M. Arutunian, W.Ł. Ginzburg, G.F. Żarkow, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **111**, 2175 (1997); *Usp. Fiz. Nauk* **167**, 457 (1997).
- [62] Y.M. Galperin i in., *Phys. Rev. B* **65**, 064531 (2002).
- [63] W.Ł. Ginzburg, G.F. Żarkow, A.A. Sobjanin, *Pis'ma Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 223 (1974); V.L. Ginzburg, A.A. Sobjanin, G.F. Zharkov, *Phys. Lett.* **A87**, 107 (1981).
- [64] W.Ł. Ginzburg, A.A. Sobjanin, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **85**, 1606 (1983).
- [65] G.A. Gamcemiłdze, M.I. Mirzozjewa, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **79**, 921 (1980); **84**, 1725 (1983).
- [66] W.Ł. Ginzburg, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 254 (1955).
- [67] G.A. Gamcemiłdze, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 1434 (1958).
- [68] W.Ł. Ginzburg, L.P. Pitajewski, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 1240 (1958).
- [69] W.Ł. Ginzburg, A.A. Sobjanin, *Usp. Fiz. Nauk* **120**, 153 (1976); V.L. Ginzburg, A.A. Sobjanin, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 507 (1982).
- [70] W.Ł. Ginzburg, A.A. Sobjanin, *Usp. Fiz. Nauk* **154**, 545 (1988); V.L. Ginzburg, A.A. Sobjanin, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (Suppl. 26-3), 1785 (1987).
- [71] L.S. Golder, N. Mulders, G.J. Ahlers, *Low. Temp. Phys.* **93**, 131 (1992).
- [72] L. Pitaevskii, S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation* (Intern. Series of Monographs on Physics, t. 116, Clarendon Press, Oxford 2003).
- [73] W.H. Zurek, *Nature* **382**, 296 (1996).
- [74] L.P. Pitajewski, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **35**, 408 (1958).
- [75] J.G. Mamaladze, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **52**, 729 (1967); Yu.G. Mamaladze, *Phys. Lett.* **A27**, 322 (1968).
- [76] V.L. Ginzburg, A.A. Sobjanin, w: *Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity*, red. V.L. Ginzburg (MIR Publ., Moscow 1987), s. 242.
- [77] W.Ł. Ginzburg, *Usp. Fiz. Nauk* **103**, 87 (1971).

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN

FASCYNUJĄCY ŚWIAT FIZYKI W WYDANIU MULTIMEDIALNYM

David **Halliday** Robert **Rosnick** Jearl **Walker**
PODSTAWY FIZYKI, t. 1-5

@neks internetowy
http://aneksy.pwn.pl/podstawy_fizyki

Doskonałe uzupełnienie i rozszerzenie
materiału zawartego w podręczniku.

Działy aneksu

Pajęczyna fizyki – schemat powiązań między różnymi działami fizyki

Wyprowadzenia i dowody, których nie znajdziesz w książce – nowe, niekonwencjonalne wyprowadzenia wzorów i dowodów

Linki edukacyjne – lista różnych adresów ciekawych stron internetowych związanych z tematyką książki

Zadaniowy wypas – zabawnie i ciekawie sformułowane zadania i problemy do rozwiązania

Dla wykładowców – do wykorzystania na wykładach: rysunki, zdjęcia, tabele, schematy ilustrujące zagadnienia z podręcznika

Zapytaj Matrixa – forum dyskusyjne

Słowniczek polsko-angielski – słownik pojęć i terminów fizycznych ułatwiający poruszanie się po angielskojęzycznych stronach internetowych

www.pwn.pl • infolinia 0 801 33 33 88

Splątanie kwantowe: współczesna perspektywa*

Barbara M. Terhal^a, Michael M. Wolf^b, Andrew C. Doherty^c

^aIBM T.J. Watson Research Center, Yorktown Heights, NY, USA

^bPolitechnika w Brunshwiku, Niemcy

^cCalifornia Institute of Technology, USA

Quantum entanglement: a modern perspective

Abstract: It's not your grandfather's quantum mechanics. Today, researchers treat entanglement as a physical resource: quantum information can now be measured, mixed, distilled, concentrated, and diluted.

Jeżeli dwa oddzielne ciała, o których obu z osobna mamy maksymalną wiedzę, znajdują się w sytuacji, w której oddziałują na siebie, a następnie ponownie się rozdzielą, to powstaje coś, co [właśnie] nazwaliśmy splątaniem naszej wiedzy o tych dwóch ciałach.

Erwin Schrödinger

Wstęp

Schrödinger zaproponował słowo splątanie w trzyczęściowym artykule z 1935 r. o „aktualnej sytuacji mechaniki kwantowej” [1]. Był on reakcją na słynną obecnie publikację Alberta Einsteina, Borisa Podolsky’ego i Nathana Rosena (EPR), która wcześniej w tym samym roku postawiła fundamentalne pytania dotyczące mechaniki kwantowej.

Einstein i jego współautorzy zauważyli, że mechanika kwantowa dopuszcza istnienie pewnych niezwykłych korelacji pomiędzy odległymi częściami układu kwantowego. Umożliwiają one przewidzenie wyniku pomiaru dokonywanego na jednej części poprzez obserwację drugiej. Na tej podstawie autorzy artykułu EPR argumentowali, że taka przewidywalna na odległość wielkość fizyczna powinna mieć ustaloną wartość także przed ewentualnym jej pomiarem; tylko wtedy teoria byłaby zupełna i lokalna¹. Ponieważ jednak mechanika kwantowa odrzuca istnienie ustalonych wartości zmiennych przed ich pomiarem, autorzy EPR wywnioskowali, że z klasycznego punktu widzenia teoria kwantów wymaga uzupełnienia.

Bliższy współczesnym poglądom jest schrödingerski punkt widzenia: funkcja falowa albo wektor stanu układu daje nam całą wiedzę o układzie, jaką

można uzyskać. O stanach splątanych Schrödinger pisał: „Całość jest w określonym stanie, ale części brane z osobna – nie” [1]. Dzisiaj tak właśnie rozumiemy istotę czystych stanów splątanych. W tym samym artykule z 1935 r. Schrödinger podał słynny, drastyczny przykład splątania: kot, rozpadające się jądro atomowe, detektor i fiolka cyjanku, fizycznie izolowane w skrzynce od reszty świata, reprezentują stan kwantowy makroskopowych stopni swobody. Jeżeli jądro się rozpadnie, uwalniając cyjanek, to kot umrze. Kwantowy opis tego układu to spójna superpozycja stanów „atom przed rozpadem – kot żywy” oraz „atom po rozpadzie – kot martwy”:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (| \text{atom}, \text{kot} \rangle + | \text{atom}, \text{kot} \rangle).$$

Izolowany układ kot–atom–detektor–cyjanek jest w określonym, czystym stanie splątanym, choć sam kot jest w istocie probabilistyczną mieszanką kota żywego i martwego.

Przez prawie 30 lat po artykułach z 1935 r. debata o splątaniu i „dylemacie EPR” – jaki jest sens wyglądającego na nielokalny wpływu pomiaru jednej z części na drugą – miała charakter filozoficzny i dla wielu fizyków nie była niczym więcej. Zasadniczą zmianę przyniosła publikacja Johna Bella (fot.) z 1964 r. [2]. Wyprowadził on nierówności, które muszą być spełnione przez korelacje opisywane przez wszystkie teorie lokalne i zupełne (tzw. modele z lokalnymi zmiennymi ukrytymi), ale mogą nie być spełnione w mechanice kwantowej. Praca Bella umożliwiła doświad-

* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 56, zes. 4, 46 (2003), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2003 American Institute of Physics]

¹ Lokalność rozumie się tu jako zgodność ze szczególną teorią względności: oddziaływanie i informacja nie mogą się przemieszczać z prędkością nadświetlną (przyp. tłum.).

czalne sprawdzenie, czy modele z lokalnymi zmiennymi ukrytymi mogą opisywać obserwowane zjawiska fizyczne. Zarówno pionierskie, jak i współczesne eksperymenty [3] wykazujące niespełnianie nierówności Bella wykluczyły modele z lokalnymi zmiennymi ukrytymi jako dobry opis świata i potwierdziły opis kwantowy. W szczególności niespełnianie przez układ fizyczny którejś nierówności Bella świadczy o tym, że układ ten jest w stanie splątany.



John Bell w chwili relaksu. Jego przełomowa, prekursorska praca wykazała różnicę pomiędzy korelacjami możliwymi dzięki splątaniu a korelacjami, które można opisać za pomocą lokalnych ukrytych zmiennych. Obecnie teoretycy zajmujący się informacją kwantową wykorzystują tę różnicę do tworzenia protokołów komunikacyjnych używających splątania, efektywniejszych od protokołów klasycznych.

W roku 1995 Peter Shor z centrum badawczego AT&T odkrył, że rozwiązywanie pewnych problemów obliczeniowych z użyciem stanów kwantowych zamiast klasycznych bitów może niesłychanie skrócić czas obliczeń [4]. Opracował kwantowy algorytm rozkładający duże liczby naturalne na czynniki pierwsze, którego szybkość realizacji zależy wielomianowo od rozkładanej liczby. Dotychczas nie jest znany żaden algorytm

klasyczny o takiej zależności czasu obliczeń od danych wejściowych.

Przełom dokonany przez Shora spowodował eksplozję zainteresowania teorią kwantowych obliczeń i kwantowej informacji. W tej atmosferze zaczęła się wyłaniać współczesna teoria splątania. Naukowcy zaczęli traktować to pojęcie nie tylko jak paradoksalną cechę mechaniki kwantowej, ale jak cenne „bogactwo naturalne”, które można wykorzystać do przetwarzania kwantowej informacji i do kwantowych obliczeń. Umiemy przygotować cały zwierzynek stanów splątanych, zarówno czystych, jak i mieszanych, wykraczający daleko poza proste superpozycje rozważane przez Schrödingera. Stany mieszane umiemy mierzyć, destylować, zagęszczać i rozcieńczać, potrafimy też nimi manipulować. Powstaje dziś zdumiewająco urozmaicony obraz splątania.

Splątanie na miarę XXI wieku

Odkrycie teleportacji kwantowej przez Charlesa Bennetta z IBM i jego pięciu współpracowników w 1993 r. wyznacza początek nowoczesnego spojrzenia na splątanie. W eksperymencie teleportacji kwantowej [5] Alicja pragnie przesłać nieznaną stan $|s\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ dwupoziomowego układu kwantowego do swojego partnera, Boba. Rolę takiego układu może odgrywać spolaryzowany foton, wzbudzenie atomu dwupoziomowego lub moment magnetyczny jądra atomu wodoru. Alicja i Bob nie potrafią przekazać sobie bezpośrednio swych układów kwantowych (bo np. straty w światłowodzie są zbyt duże), ale założmy, że dzielą wspólny stan splątany. Rozważmy sytuację, w której Alicja i Bob mają po jednej cząstce z pary cząstek o spinie $1/2$ będącej w stanie splątany – singletcie $|\Psi^-\rangle = (1/\sqrt{2})(|\uparrow, \downarrow\rangle - |\downarrow, \uparrow\rangle)$ – czyli tzw. parę EPR. Alicja może jednak przesłać do Boba stan $|s\rangle$ spinu swojej cząstki, wykonując pewien pomiar łączny na niej oraz na swojej części pary EPR i przekazując wynik tego pomiaru Bobowi. W zależności od otrzymanej informacji Bob dokonuje odpowiedniego obrotu swojej części pary EPR, tak aby otrzymać stan $|s\rangle$. Ten protokół teleportacji pokazuje, że posiadanie środków klasycznej komunikacji i pary EPR wystarczają do przesłania nieznanego stanu spinowego $|s\rangle$ (o doświadczalnej realizacji teleportacji można przeczytać w artykule [6])².

² W opisie kwantowej teleportacji autorzy nie wspomnieli o następujących cechach tego procesu, które czynią go niesłychanie fascynującym. W procesie teleportacji nieznaną stan $|s\rangle$ układu w posiadaniu Alicji jest bezpowrotnie niszczone. Pomiar dokonywany u Alicji dotyczy łącznych cech tego układu i jednej z cząstek singletu. Podstawowym wymaganiem jest, aby wyniki tego pomiaru nie zawierały jakiegokolwiek informacji o stanie $|s\rangle$ (w przeciwnym przypadku kwantowa teleportacja jest niemożliwa) i aby były zupełnie przypadkowe. Klasyczna informacja o wyniku takiego pomiaru, przekazywana przez Alicję do Boba w przypadku, gdy wszystkie układy procesu teleportacji są dwupoziomowe, ogranicza się do dwóch bitów, podczas gdy opis nieznanego stanu wymaga nieskończonej liczby bitów (α to dowolna liczba zespolona!). Dwubitowa informacja klasyczna otrzymana przez Boba determinuje jedną z czterech konkretnych, wcześniej ustalonych transformacji (unitarnych) stanu jego cząstki z singletu. Po pełnym procesie teleportacji Alicja i Bob są pewni, że Bob ma cząstkę w stanie $|s\rangle$, ale ani Alicja, ani Bob nie uzyskują żadnej informacji na temat tego stanu. Na początku i na końcu procesu tylko jedna cząstka jest w stanie $|s\rangle$, zatem proces ten nie jest klonowaniem (kopiowaniem) stanów kwantowych, które jest niemożliwe (przyp. tłum.).

Stan singletowy EPR spinów, którego współposiadaczami w procesie teleportacji są Alicja i Bob, nazywamy stanem maksymalnie splątany. Pomimo że dwa spiny razem są w stanie czystym, każdy z nich rozważany z osobna jest w stanie całkowicie nieokreślonym, mieszanym. W sensie matematycznym macierz gęstości cząstki Alicji, otrzymana przez obliczenie częściowego śladu $\text{Tr}_B(|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|)$ pełnego stanu po stopniach swobody cząstki Boba, daje takie samo prawdopodobieństwo zarejestrowania spinu skierowanego równoległe i antyrównoległe do dowolnej osi. Zgodnie ze schrödingerowską interpretacją splątania jego ilość w danym stanie czystym ϕ można wyznaczyć poprzez miarę braku informacji o lokalnych częściach układu. Jako tej miary używamy entropii von Neumanna $S(\rho) = -\text{Tr}(\rho \log \rho)$. Innymi słowy, entropia E splątania stanu czystego ϕ jest równa entropii von Neumanna macierzy gęstości np. układu Alicji, danej przez $\rho = \text{Tr}_B(|\phi\rangle\langle\phi|)$.

Splątanie zmieszane

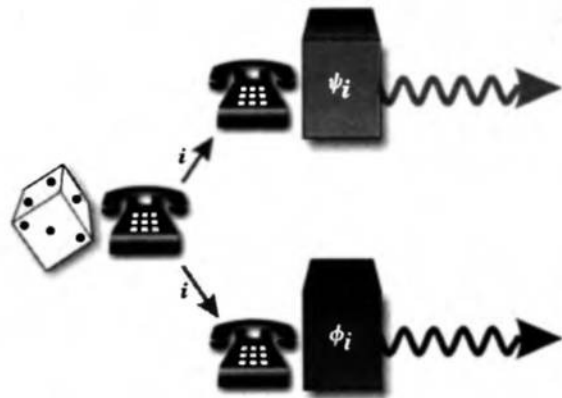
Rozważając kwantową teleportację, przyjęliśmy nierealistyczne założenie, że para EPR współposiadana przez Alicję i Boba jest wolna od szumu kwantowego lub dekoherencji. W ogólniejszym przypadku Alicja i Bob mają układy kwantowe, które oddziałują ze sobą bezpośrednio lub poprzez inny, pośredniczący układ kwantowy, np. atomy rydbergowskie we wnętrzu laserowej oddziałujące poprzez wymianę fotonów lub dwa jony w pułapce jonowej oddziałujące poprzez mody fononowe [7]. Innym przykładem, interesującym z punktu widzenia obliczeń kwantowych, jest układ wzajemnie sprzężonych pułapek jonowych, z których każda więzi niewielką liczbę jonów sprzężanych ze sobą poprzez propagujące się fotony lub jony przesyłane pomiędzy pułapkami [8]. To oddziaływanie między parą układów, „kwantowe łącze”, może ulegać zaszumieniu lub dekoherencji, np. poprzez utratę fotonów lub wzrost energii fononów. Dla uproszczenia założymy jednak, że zarówno lokalne operacje Alicji i Boba na układach kwantowych, np. operacje na jonach w jednej pułapce, jak i klasyczna komunikacja pomiędzy nimi są całkowicie wolne od szumu. Taka idealizacja umożliwia pomiar siły kwantowego łącza pomiędzy układami.

Podstawową kwestią jest pytanie, czy dla danego nieuniknionego poziomu szumu możliwe jest utworzenie silnego łącza kwantowego – innymi słowy, zbioru czystych par EPR – między oboma układami. Jeśli tak, to znaczy, że poziom szumu jest wystarczająco niski, by możliwa była między nimi bezbłędna wymiana informacji kwantowej, ponieważ teleportacja wykonywana przy użyciu wytworzonych par EPR będzie również bezbłędna. Za taką możliwość trzeba będzie jednak zapłacić pewną cenę, wyznaczoną przez ilość zaszumionych oddziaływań niezbędnych do utworzenia par EPR. Jeśli wytworzenie par jest niemożliwe, to

znaczy, że dekoherencja występująca w układzie narzuca nam fundamentalne ograniczenia na przetwarzanie informacji kwantowej.

Możliwość wytworzenia wspólnego splątania EPR w zaszumionym środowisku jest nie tylko przedmiotem zainteresowania w teorii splątania, ale również stanowi podstawę doświadczalnej realizacji komunikacji kwantowej dalekiego zasięgu [9] oraz wielokubitowych obliczeń kwantowych. Według niedawnego doniesienia [10] odporne na błędy obliczenia kwantowe można wykonywać w obecności bardzo silnych szumów w łączu (prowadzących do błędów nawet w 2/3 połączeń) pomiędzy „małymi” (w pewnym sensie) układami kwantowymi, jeśli przyjmujemy, że procesy lokalne u każdego z partnerów są prawie bezbłędne.

Splątanie czystych stanów kwantowych określamy ilościowo dość zgodnie z intuicją poprzez stopień lokalnego „zmieszania”, czyli entropię lokalnych podukładów. Mieszaniny stanów splątanych i niesplątanych są jednak mniej przejrzyste – określenie, które stany mieszane są splątane bywa trudne. Jakie więc układy fizyczne możemy uznać za splątane? Bardzo pomocny jest tu opis operacyjny – definicja splątania za pomocą jego zaprzeczenia. Wyobraźmy sobie, że Alicja i Bob, pracujący w swych wzajemnie oddalonych laboratoriach, dostają przez telefon tę samą liczbę losową. W zależności od jej wartości każde z nich ma lokalnie przygotować pewien stan kwantowy. Po przeprowadzeniu wielu losowań stan całego układu, wyrażony jako macierz gęstości, wykazuje pewne korelacje, lecz mają one charakter klasyczny, gdyż powstały dzięki klasycznym liczbom losowym. Stan, który może być przygotowany w taki sposób z użyciem telefonu, nazywamy niesplątany lub separowalny. Można go wyrazić matematycznie jako mieszaninę niesplątanych stanów czystych (rys. 1). Natomiast stan, który nie



Rys. 1. Klasycznie skorelowane, czyli separowalne stany kwantowe powstają, gdy Alicja i Bob tworzą lokalne stany ψ_i oraz ϕ_i zależnie od liczby i wybranej przez klasyczny generator liczb losowych. Jeżeli korelacje właściwe dla danego stanu kwantowego dwóch podukładów nie mogą być wytworzone w wyniku powyższej procedury, to znaczy, że stan jest splątany.

może być przygotowany z użyciem telefonu, lecz wymaga spójnego oddziaływania lub transmisji superpozycji stanów kwantowych, jest stanem splątany.

Miary zaszumionego splątania

Dla stanów mieszanych trudniej jest wprowadzić dobrą miarę splątania, ponieważ musiałaby ona odróżniać entropię powstającą wskutek korelacji klasycznych – np. w stanie równowagi termodynamicznej – od lokalnej entropii pochodzącej z korelacji czysto kwantowych. Przy użyciu przedstawionego powyżej pojęcia kwantowego łącza powstały dwie miary splątania, które mają jasną interpretację fizyczną w przetwarzaniu kwantowej informacji. Są to: koszt splątania $E(\rho)$ stanu kwantowego i destylowalne splątanie $D(\rho)$, zawarte w stanie kwantowym. Zostały one wprowadzone w pracy [11].

Załóżmy, że Alicja i Bob stworzyli przy użyciu swojego zaszumionego połączenia kwantowego n wspólnych kopii splątanego stanu ρ ; zbiór ten oznaczmy przez $\rho^{\otimes n}$. By wydestylować z tych kopii pary EPR, oboje wykonują serię w założeniu bezbłędnych operacji lokalnych na swoich częściach kopii i przekazują sobie nawzajem klasycznie swe wyniki (lub inne klasyczne dane). Taki protokół nazywa się destylacją splątania; jeden jego krok przedstawia rys. 2. Celem jest otrzymanie mniejszej liczby stanów, lecz splątanych silniej niż stany początkowe. Docelowo dąży się

do otrzymania niemal doskonałych (maksymalnie splątanych) par EPR w granicy $n \rightarrow \infty$, czyli dla nieskończonej liczby kopii stanów początkowych. Wydajność splątania destylowalnego $D(\rho)$ jest wtedy równa liczbie otrzymanych par EPR przypadających w tej asymptotycznej granicy na jedną kopię ρ .

Sens fizyczny ma także proces odwrotny. Jakiej najmniejszej liczby k par EPR potrzebują na początku procesu Alicja i Bob do wytworzenia n kopii stanu ρ przy $n \rightarrow \infty$ za pomocą bezbłędnych operacji lokalnych i klasycznej telekomunikacji? Asymptotyczny stosunek k/n to druga miara splątania – koszt splątania $E(\rho)$.

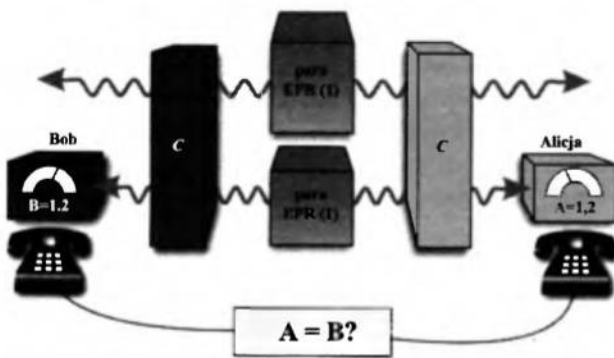
Operacje odwracalne i nieodwracalne

Uważny czytelnik być może już zauważył, że nasza notacja zawiera pewien haczyk. Formalizm używa tego samego oznaczenia E zarówno dla kosztu splątania dowolnych (czystych i mieszanych) stanów, jak i dla entropii splątania stanów czystych. Ta zbieżność notacji nie jest szkodliwa, jako że obie miary są sobie równe dla stanów czystych. Co więcej, okazuje się, że dla czystego stanu ϕ mamy $E(\phi) = D(\phi)$ (ramka 1). Oznacza to, że proces rozcieńczania, czyli przekształcenia par EPR w większą liczbę słabiej splątanych stanów czystych ϕ , jest odwracalny bez straty splątania. Proces odwrotny do rozcieńczania nazywamy zagęszczaniem splątania; wytwarza on $nD(\phi) = nE(\phi)$ par EPR z n początkowych kopii stanu ϕ .

Uważa się, że dla stanów mieszanych wydajność D jest zazwyczaj mniejsza od E , co oznacza, że w czasie przygotowywania tych stanów z par EPR zachodzi nieodwracalna strata splątania. Co ciekawe, hipoteza, że $D < E$ została dowiedziona jedynie dla kilku szczególnych klas stanów mieszanych [12].

W roku 1998 rodzina Horodeckich z Gdańska (ojciec Ryszard oraz synowie Paweł i Michał) podała klasę stanów splątanych, które wykazują skrajną nieodwracalność. Horodeccy wykazali, że z takich „stanów ze splątaniem związanym” nie można wydestylować splątania ($D = 0$) [13]. Dla pewnych klas takich stanów nieodwracalność wykazano poprzez dowód, że do ich wytworzenia potrzebne jest splątanie czyste, czyli $E > 0$.

Rozważmy metaforę przedstawioną na rys. 3. Jeśli pary EPR są reprezentowane przez punkty połączone liniami („nitkami”) oznaczającymi kwantowe korelacje, to mieszane stany splątane można sobie wyobrazić jako supły: nie wiadomo, która cząstka należąca do Alicji jest splątana z którą cząstką Boba. Przecięcie kilku nitki zmniejsza ten rozgardiasz, ale każde przecięcie oznacza stratę splątania jednej pary EPR (porównaj ten proces z protokołem destylacji, rys. 2). Stany ze splątaniem związanym są tak misternie poplątane, że aby usunąć nieład (szum), trzeba przeciąć wszystkie linie. Gdy zaś wszystkie nitki są poprzecinane, nie ma już splątania do wydestylowania.



Rys. 2. Destylacja splątania – zamiana wielu zaszumionych, słabo splątanych stanów w mniejszą liczbę stanów bardziej splątanych. Wyobraźmy sobie, że dwie pary Einsteina–Podolsky’ego–Rosena ulegają zaszumieniu w czasie przesyłania ich części do Alicji i Boba, założmy jednak, że wciąż są splątane. Aby zwiększyć splątanie, Alicja i Bob mogą użyć następującego protokołu. I. Każde z nich dokonuje operacji „kontrolowanego przesunięcia” C , która dotyczy zarówno górnej (1), jak i dolnej (2) pary. Dla $i, j = 0, 1$ operacja ta ma działanie $C|i\rangle_1 \otimes |j\rangle_2 = |i\rangle_1 \otimes |i \oplus j\rangle_2$, gdzie \oplus oznacza dodawanie modulo 2. II. Oboje dokonują pomiaru na cząstce z dolnej pary w bazie $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ i porównują otrzymane wyniki. Jeśli są one takie same (sprawdzają to telefonicznie), to znaczy, że splątanie górnej pary wzrosło. Różne metody iteracji tego protokołu w celu destylacji silniej splątanych stanów nazywane są protokołami rekurencyjnymi [11] lub pompowaniem splątania [10].

Ramka 1. Prawo wielkich liczb i przemiany splątania

Załóżmy, że utworzono ciąg bitów o długości k i że jest to k realizacji binarnej zmiennej losowej, która przyjmuje wartość „1” z prawdopodobieństwem p , a wartość „0” z prawdopodobieństwem $1 - p$. Na mocy prawa wielkich liczb wśród tych k -bitowych ciągów istnieją ciągi typowe, które występują z dużym prawdopodobieństwem. W przykładowym ciągu typowym około $pk + O(\sqrt{k})$ bitów ma wartość „1”, a około $(1 - p)k$ bitów – wartość „0”, natomiast nietypowy ciąg może się składać np. z samych zer. Typowość ciągów jest kluczem do zrozumienia protokołów zagęszczania i rozcieńczania splątania stanów czystych [18].

Załóżmy, że Alicja i Bob chcą zamienić wspólne stany splątane $|\phi\rangle^{\otimes k}$, gdzie $|\phi\rangle = \sqrt{p}|11\rangle + \sqrt{1-p}|00\rangle$, na mniejszą liczbę par Einsteina-Podolsky’ego-Rosena $|\Psi^-\rangle$. Innymi słowy, chcą oni dokonać zagęszczenia współposiadanego splątania na mniejszej liczbie kubitów. Zarówno Alicja, jak i Bob mierzą, ile kubitów przyjmuje wartość „1” (ale nie mierzą, które z nich ją przyjmują!). Z dużym prawdopodobieństwem, dążącym do jedności, gdy $k \rightarrow \infty$, oboje otrzymają jako wynik tego pomiaru wartość pk , co wskazuje, że pk spośród k bitów ma wartość „1”. Po takim pomiarze Alicja i Bob otrzymają stan, którego lokalne macierze gęstości mają

$$\binom{k}{pk} \approx 2^{kH(p) - O(\sqrt{k})} = 2^{kE(\phi) - O(\sqrt{k})}$$

jednakowych wartości własnych.

$H(p)$ oznacza tu entropię Shannona dla rozkładu prawdopodobieństwa $(p, 1 - p)$. Alicja i Bob mogą więc dokonać zmiany lokalnych baz (unitarnych obrotów), następnie okroić przestrzeń Hilberta do 2^n wymiarów, tak aby otrzymać $n \approx kE(\phi) - O(\sqrt{k})$ par EPR [21].

W procesie odwrotnym, rozcieńczaniu, zamienia się n par EPR na k stanów ϕ poprzez teleportację od Alicji do Boba stanu ϕ_k będącego przybliżeniem $\phi^{\otimes k}$, używając do tego celu par EPR. W widmie lokalnego stanu zredukowanego $\phi^{\otimes k}$ istnieją typowe stany własne z liczbą około pk bitów o wartości „1” oraz $(1 - p)k$ bitami o wartości „0” i nietypowe stany własne. Przybliżenie ϕ_k jest otrzymywane z $\phi^{\otimes k}$ poprzez obcięcie lokalnego widma do stanów własnych, które należą do podprzestrzeni stanów typowych. Jej wymiar wynosi $2^{kH(p) + O(\sqrt{k})}$. Zatem stan ϕ_k możemy teleportować z użyciem $n \approx kE(\phi) + O(\sqrt{k})$ par EPR. W granicy $k \rightarrow \infty$ stosunek k/n dla zagęszczania i rozcieńczania splątania jest taki sam, co dowodzi asymptotycznej odwracalności obu procesów.

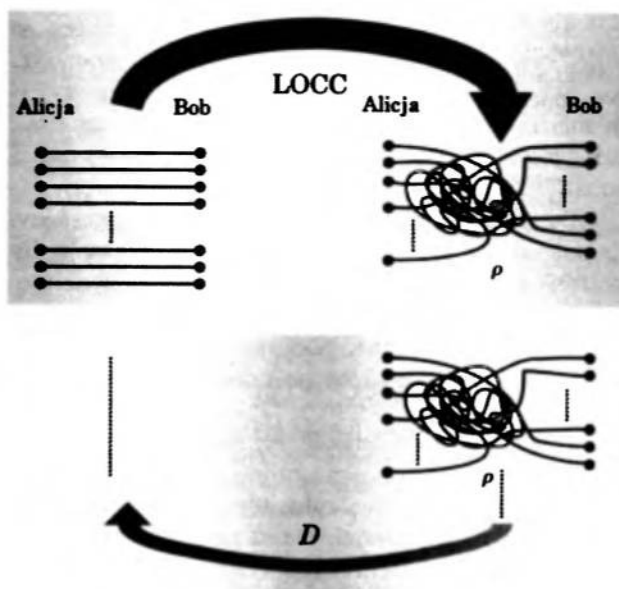
Czarne dziury informacji kwantowej

Ponieważ współczesna teoria splątania traktuje stany kwantowe jako zasób fizyczny służący do przetwarzania informacji, można wprowadzić pewną ich hierarchię. W świecie prostym i idealnym istniałyby tylko dwie klasy stanów: niesplątane, z tylko klasycznymi korelacjami, bezużyteczne do teleportacji i spełniające nierówności Bella, oraz stany splątane, których wydajność destylacji D wyznacza ich przydatność do

teleportacji. Jeśli $D \neq 0$, to z takich stanów możemy otrzymać pary EPR, które – jak wiadomo – nie spełniają nierówności Bella.

Istnienie stanów ze splątaniem związanym wskazuje jednak, że świat nie jest aż tak prosty. Ich wytworzenie wymaga splątania ($E > 0$), ale są one bezużyteczne do przetwarzania informacji kwantowej, np. do teleportacji. Co więcej, istnieją poszlaki wskazujące na to, że stany ze splątaniem związanym spełniają wszystkie nierówności Bella.

W tych dwóch znaczeniach stany ze splątaniem związanym są „czarnymi dziurami kwantowej teorii informacji”. Musimy włożyć splątanie, ale nie możemy go odzyskać. Tak jak czarne dziury w teorii grawitacji, stany ze splątaniem związanym wystawiają na próbę granice naszego pojmowania i intrygują tkwiącą w nich nieodwracalnością.



Rys. 3. Odwracalność zaszumionego splątania. Splątana para EPR jest przedstawiona na rysunku przez pojedynczą linię (nitkę) łączącą dwie kropki oznaczające cząstki, z których jedna jest w laboratorium Alicji, a druga u Boba. Górna strzałka ilustruje powstanie splątania mieszanego poprzez działania na poszczególnych nitkach przy użyciu lokalnych operacji na cząstkach (oraz klasycznej komunikacji, np. przez telefon). Proces taki nazywa się LOCC (ang. local operations and classical communication). W jego wyniku powstaje jeden wspólny stan ρ obejmujący 5 par cząstek Alicji i Boba. Kosztem splątania jest tu liczba par EPR potrzebnych do uzyskania jednej kopii mieszanego stanu ρ . W naszym przypadku wynosi on 7/1, ponieważ Alicja i Bob na początku mieli 7 par EPR. W jaki sposób można ten proces odwrócić i wydobyć kilka pojedynczych nitek – par EPR – z zaszumionych mieszanin? Wydajność destylacji D to liczba par EPR, które mogą być wydobyte, przypadająca na jedną kopię stanu ρ . Mieszaniny ze splątaniem związanym są tak misternie pomieszane, że nie ma sposobu, by wydobyć pojedyncze nitki. Innymi słowy, dla stanów ze związanym splątaniem dolna strzałka symbolizująca wydajność destylacji D znika.

Splątanie związane i częściowa transpozycja

W jaki sposób stany ze splątaniem związanym są tak misternie zmieszane, że nie da się z nich wyciągnąć splątania? Zachowują się one ze swej natury zupełnie inaczej niż zwykle stany splątane: pozostają fizycznie możliwe po niefizycznej operacji transpozycji częściowej.

Badacze zrozumieli, że splątanie można charakteryzować, biorąc pod uwagę, jak zachowują się stany pod wpływem pewnych niefizycznych transformacji [14]. W roku 1996 Asher Peres z Technionu w Hajfie zauważył, że częściowa transpozycja macierzy jest właśnie taką niefizyczną operacją, gdy jest wykonywana na stanach splątanych. Transponując całą macierz gęstości układu, dostaniemy inną macierz gęstości, a zatem fizycznie poprawny wynik. Także po transpozycji części czystego stanu niesplątanego $\psi_A \otimes \psi_B$ należącej do Boba dostajemy inny poprawny stan, ponieważ każdą część stanu można przetransformować osobno; stan ψ_A pozostaje niezmienny, a macierz gęstości związana ze stanem ψ_B ulega przetransponowaniu. Gdy jednak wykonamy taką częściową transpozycję macierzową stanu splątanego, dostaniemy rezultat, który nie może reprezentować stanu fizycznego (patrz ramka 2).

Peres postawił hipotezę, że częściowa transpozycja mogłaby być kryterium definiującym splątanie. Innymi słowy, stany splątane, czyste lub mieszane, powinny być przekształcane przez częściową transpozycję w stany niefizyczne, podczas gdy wszelkie stany niesplątane pozostawałyby po takiej operacji stanami fizycznymi.

W istocie prawdziwość tej hipotezy zależy od wymiaru rozważanych przestrzeni Hilberta lub przestrzeni fazowych. Jeśli rozważamy dwie cząstki o spinie 1/2, polaryzacje dwóch wiązek lasera lub dwa mody światła o gaussowskiej funkcji Wignera, to oczywiście wszystkie stany splątane są zmieniane przez częściową transpozycję w stany niefizyczne. Stwierdzenie to nie jest jednak w ogólności prawdziwe dla dwóch cząstek o spinie 1 (albo dla wyżej wymiarowych układów) lub gaussowskiego światła z co najmniej dwoma modami zarówno u Alicji, jak i u Boba; istnieją splątane stany mieszane, które pomyślnie przechodzą „test częściowej transpozycji”, a zatem nie mają istotnej cechy splątania prostszych układów.

Jak pokazała rodzina Horodeckich, to właśnie utrata tej cechy prowadzi do zerowania się wydajności destylacji D . Stany splątane, które po częściowej transpozycji pozostają stanami fizycznymi, to właśnie stany ze związanym splątaniem, w których splątanie jest uwiecznione na zawsze.

Świadczenie splątania

Skoro splątanie jest tak subtelną cechą stanu, to jak w ogóle możemy odróżnić stany splątane od niesplątanych? Tradycyjnym sygnałem informującym

o istnieniu splątania w układzie kwantowym jest niespełnianie nierówności Bella. W przykładowych doświadczeniach tego typu [3] używano par splątanych fotonów wytworzonych w nieliniowych procesach optycznych, a zwłaszcza w spontanicznej konwersji parametrycznej. Splątanie noszą też polaryzacyjne stopnie swobody emitowanych par fotonów. W takich doświadczeniach Alicja i Bob sprawdzają spełnianie nierówności Bella, dokonując pomiarów przy użyciu analizatorów polaryzacji światła orientowanych wzdłuż różnych kierunków.

Ramka 2. Częściowa transpozycja macierzy i odwrócenie czasu

Transpozycja macierzy gęstości ma ścisły związek z odwróceniem czasu, reprezentowanym w mechanice kwantowej przez operację antyunitarną, które odwraca pędy, momenty pędu i spiny układu kwantowego. Możemy je przedstawić jako sprzężenie zespolone przekształcające operator pędu $\hat{p} = -i\partial/\partial x$ w $\hat{p} = i\partial/\partial x$. Dla macierzy hermitowskich sprzężenie zespolone jest, w danej bazie, tożsamy z transpozycją $T: \rho \rightarrow \rho^T$. Jeśli przetransponujemy całą macierz gęstości, to otrzymamy inną, pełnoprawną macierz gęstości $\rho^T = \rho^*$ o ujemnych wartościach własnych. Jeśli jednak transpozycja jest dokonywana „częściowo”, na połowie stanu maksymalnie splątanego $|\Phi\rangle_{AB} = (1/\sqrt{2})(|00\rangle + |11\rangle)$, to nie musimy po takiej operacji uzyskać poprawnego stanu fizycznego. W rzeczy samej, częściowa transpozycja po stronie Boba w bazie $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ (i operator jednostkowy I_A po stronie Alicji) w działaniu na stan $|\Phi\rangle_{AB}$ daje

$$(I_A \otimes T)(|\Phi\rangle_{AB} {}_{AB}\langle\Phi|) = (I_A \otimes T) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

czyli macierz, która ma ujemne wartości własne, a zatem nie reprezentuje fizycznego stanu. Istotę częściowej transpozycji w wykrywaniu splątania w stanie kwantowym zauważył po raz pierwszy w 1996 r. Asher Peres. Zwrócił on uwagę na fakt, że stany niesplątane pozostają po częściowej transpozycji możliwe fizycznie, ponieważ stan iloczynowy $|\phi_A\rangle \otimes |\phi_B\rangle$ jest przekształcany w wyniku transpozycji dokonanej na podukładzie Boba w stan iloczynowy $|\phi_A\rangle \otimes |\phi_B^*\rangle$.

Niestety, w przypadku wielu stanów splątanych, w szczególności zbioru stanów ze splątaniem związanym, nie wiemy, czy łamią one ograniczenia narzucone przez jakąkolwiek – być może jeszcze nieznaną – nierówność Bella. Ponadto, biorąc pod uwagę występujące ograniczenia doświadczalne, przy sprawdzaniu, czy dany układ jest splątany, eksperymenciści pragną wykonywać jak najmniej pomiarów. Odpowiedzią

na te dwa problemy jest teoretyczna koncepcja świadków splątania, których szczególnym przykładem są nierówności Bella [15]. Własność definiująca świadka splątania W jest następująca: dla wszystkich stanów niesplątanych ρ wartość oczekiwana $\text{Tr}(W\rho)$ operatora świadka jest nieujemna. Jednocześnie istnieją stany splątane σ , dla których $\text{Tr}(W\sigma) < 0$. Pomiar wartości średniej operatora W dla układu w stanie σ informuje nas o tym, że jest on splątany. Dobrą wiadomością jest to, że dla każdego stanu splątanego istnieje świadek splątania; za pomocą odpowiedniego urządzenia każde splątanie, związane czy nie, może być wykryte. Zła wiadomość jest taka, że świadkowie splątania są obserwabkami nielokalnymi. Mimo to można zmierzyć wartość W poprzez pomiar wartości pewnej liczby lokalnych obserwabli W_i , które spełniają relację $W = \sum_i W_i$. Trwają badania nad określeniem, jaka jest minimalna liczba lokalnych pomiarów dla danego świadka [16].

Zalety bellowskiej komunikacji

Skoro mamy formalizm świadków splątania, to co wyróżnia nierówności Bella? Pomimo że stanowią one pewien typ świadka, ściśle mówiąc nie służą do wykrywania splątania, lecz testują niezgodność z teoriami ze zmiennymi ukrytymi. Tak rozumiane nierówności Bella nabierają nowego znaczenia w teorii komunikacji kwantowej. Rozważa się oddalonych od siebie partnerów, którzy muszą wykonać pewne zadanie przy minimalnej wzajemnej komunikacji. Porównywana jest ilość niezbędnej komunikacji w sytuacjach, gdy partnerzy posiadają na początku wspólne losowe bity (które można rozumieć jako lokalne zmienne ukryte) i w sytuacjach, gdy współposiadają stany splątane. Współposiadanie takie pozwala na redukcję komunikacji między partnerami właśnie dlatego, że korelacje kwantowe nie zawsze mogą być opisane przez lokalne zmienne ukryte [17,18].

Co dalej?

Wysiłek teoretyków informacji kwantowej zapoczątkowany publikacją Shora z 1995 r. byłby mało istotny, gdyby ich teoria nie była wsparta możliwościami laboratoryjnego wytwarzania splątania i manipulacji nim. Lista układów, zwłaszcza optycznych i atomowych, które umożliwiają utrzymanie różnego rodzaju splątania, wydłuża się bardzo szybko. Jak już wspomnieliśmy, od początku najpopularniejsze metody wytwarzania splątania używają takich stopni swobody fotonów, jak polaryzacja czy pęd [3]. Stany splątane kwadratur różnych modów światła zostały otrzymane przy użyciu optycznych oscylatorów parametrycznych i optycznych włókien [19]. Splątanie stanów ruchu elektronów walencyjnych jonów znajdujących się w pułapkach [7] czy też atomów rydbergowskich uzyskane za pomocą optycznych wnęk rezonansowych w rozwijającym się dziale elektrodynamiki kwan-

towej (ang. cavity QED) może już dotyczyć aż czterech różnych atomów. Nowym obiecującym kierunkiem jest zaobserwowane ostatnio splątanie pomiędzy dużymi zbiorami atomów [20].

Ten pobieżny przegląd ukazuje tylko kilka niezwykle ciekawych aspektów współczesnej teorii splątania. Należy podkreślić, że nie omawialiśmy tu splątania pomiędzy więcej niż dwoma układami. Szersza analiza splątania wielu układów może doprowadzić nas do lepszego zrozumienia roli wielkoskalowego splątania w obliczeniach kwantowych i w wielociałowych układach kwantowych.

Skupiliśmy się na roli splątania w przesyłaniu informacji kwantowej. Jest ono także użyteczne, gdy chcemy możliwie najskuteczniej przesłać informację klasyczną. Bada się wiele innych miar splątania stanów mieszanych, obok dwóch najważniejszych, omówionych w tym artykule. Natomiast splątanie związane może odgrywać rolę „splątania pomocniczego”, które jest bezużyteczne samo w sobie, ale staje się pożyteczne, gdy jest łączone z innymi źródłami splątania. Artykuły przeglądowe opisujące najbardziej atrakcyjne elementy omawianej dziedziny Czytelnik może znaleźć w pierwszym tomie czasopisma *Quantum Information and Computation* (lipiec 2001 r.).

Tłumaczyli

Marek Żukowski i Marcin Wieśniak

Instytut Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki
Uniwersytet Gdański

Literatura

- [1] E. Schrödinger, *Die Naturwissenschaften* **48**, 807 (1935), **49**, 823, 844 (1935); angielskie tłumaczenie: *Proc. Am. Philos. Soc.* **124**, 323 (1980).
- [2] J.S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964).
- [3] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982); W. Tittel, G. Weihs, *Quantum Inf. Comput.* **1**, 3 (2001).
- [4] P. Shor, *SIAM J. Comput.* **26**, 1484 (1997); arxiv.org/abs/quant-ph/9508027. Wcześniejsza wersja: P. Shor, *Proc. 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science (FOCS)* (IEEE Computer Society Press, 1994), s. 124.
- [5] C. Bennett, *Phys. Today*, listopad 1995, s. 24.
- [6] G.P. Collins, *Phys. Today*, luty 1998, s. 18 (patrz też A. Zeilinger, *Świat Nauki*, lipiec 2000, s. 24 – red.).
- [7] C. Sackett, *Quantum Inf. Comput.* **1**, 57 (2001); J.M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565 (2001).
- [8] D.J. Wineland i in., *Philos. Trans. R. Soc. London A* **361**, 1349 (2003); arxiv.org/abs/quant-ph/0212079.
- [9] H.-J. Briegel, W. Dür, J.I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932 (1998); W. Dür, H.-J. Briegel, J.I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. A* **59**, 169 (1999).
- [10] W. Dür, H.-J. Briegel, arxiv.org/abs/quant-ph/0210069.
- [11] C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo, J.A. Smolin, W.K. Wootters, *Phys. Rev. A* **54**, 3824 (1996); arxiv.org/abs/quant-ph/9604024.
- [12] G. Vidal, W. Dür, J.I. Cirac, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 027901 (2002); arxiv.org/abs/quant-ph/0112131; K.G.H. Vollbrecht, R.F. Werner, M.M. Wolf, arxiv.org/abs/quant-ph/0301072.

- [13] M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5239 (1998); arxiv.org/abs/quant-ph/9801069.
- [14] M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, *Phys. Lett. A* **223**, 1 (1996).
- [15] B.M. Terhal, *Theor. Comput. Sci.* **287**, 313 (2002); arxiv.org/abs/quant-ph/0101032.
- [16] O. Guehne i in., arxiv.org/abs/quant-ph/0210134.
- [17] C. Brukner, M. Żukowski, J.-W. Pan, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 127901 (2004); arxiv.org/abs/quant-ph/0210114.
- [18] A.M. Steane, W. van Dam, *Phys. Today*, luty 2000, s. 35.
- [19] Z.Y. Ou, S.F. Pereira, H.J. Kimble, K.C. Peng, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3663 (1992); A. Furosawa i in., *Science* **282**, 706 (1998); Ch. Silberhorn i in., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4267 (2001).
- [20] B. Julsgaard, A. Zozhekin, E.S. Polzik, *Nature* **413**, 400 (2001).
- [21] C.H. Bennett, H.J. Bernstein, S. Popescu, B. Schumacher, *Phys. Rev. A* **53**, 2046 (1996).



BARBARA M. TERHAL jest etatowym pracownikiem Wydziału Nauk Fizycznych Centrum Naukowego IBM im. Thomasa J. Watsona. Studia fizyki teoretycznej ukończyła na Uniwersytecie Amsterdamskim w 1995 r., tam też doktoryzowała się z wyróżnieniem w roku 1999. W latach 1999–2001 przebywała na stażu podoktorskim w obecnym miejscu pracy, a w roku 2002 w Caltechu. Następnie została zatrudniona w Centrum IBM, by kontynuować teoretyczne badania w dziedzinie kwantowej teorii informacji i informatyki kwantowej. Jest autorką lub współautorką 35 prac dotyczących kwantowej teorii informacji i kwantowego splątania.



MICHAEL M. WOLF studiował fizykę w Monachium i Heidelbergu. Pracę dyplomową z zakresu fizyki doświadczalnej wielkich energii wykonał w CERN-ie, biorąc udział we współpracy ALEPH. Po studiach zajął się fizyką matematyczną i uzyskał doktorat pod kierunkiem Reinharda Wernera na Politechnice w Brunzwicku. Obecnie odbywa staż podoktorski w Max-Planck-Institute for Quantum Optics w Monachium, gdzie pracuje w zespole Ignacia Ciraca.



ANDREW C. DOHERTY uzyskał doktorat za badania w dziedzinie teoretycznej optyki kwantowej wykonane pod kierunkiem prof. Dana Wallisa na University of Auckland (Nowa Zelandia). Staż podoktorski odbył w grupie prof. Hideo Mabuchi w Caltechu, a obecnie pracuje w Australii, na University of Queensland. Jego zainteresowania badawcze dotyczą informacji kwantowej i sterowania sprzężeniem otwartych układów kwantowych w czasie rzeczywistym.

Komputerowo wspomagany eksperyment szkolny w przedmiotach przyrodniczych

W roku 2003 grant Ministerstwa Edukacji Narodowej i Sportu pozwolił wdrożyć minilaboratoria komputerowe w 30 ponadpodstawowych szkołach województw: kujawsko-pomorskiego, podlaskiego i wielkopolskiego. Bazą dla realizacji pomysłu były uniwersytety, które już od wielu lat przygotowują studentów – przyszłych nauczycieli fizyki, do wykonywania komputerowo wspomaganego pomiarów (H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna wspomagana komputerem* (PWN, Warszawa 2003); *Informatyka i dydaktyka w nauczaniu fizyki*, red. H. Szydłowski (Wyd. Naukowe UAM, Poznań 1997)) oraz dysponują odpowiednio wykwalifikowaną kadrą. Projekt był koordynowany przez Wydział Fizyki UAM, a kierownikiem był autor tego sprawozdania przy współpracy prof. Andrzeja Maziewskiego z UwB i dr Józefiny Turło z UMK.

Szkoły uczestniczące w projekcie wyłoniono drogą konkursu. Musiały one wnieść własny wkład w postaci lokalu i zestawu komputerowego, a dyrekcja musiała się zobowiązać do zorganizowania koła młodych przyrodników, którzy mogliby korzystać z laboratorium poza obowiązującymi godzinami zajęć. Planowano zorganizować kurs dokształcający dla nauczycieli przedmiotów przyrodniczych. Niestety, z braku środków kurs się nie odbył. Mogliśmy liczyć wyłącznie albo na nauczycieli będących absolwentami naszych uniwersytetów, albo hobbistów, którzy niemal samodzielnie opanowali sztukę korzystania z oprogramowania. Za pieniądze z grantu wyposażono szkoły w interfejs pomiarowy, licencję na oprogramowanie COACH oraz podstawowy zestaw czujników dobranych w miarę skromnych możliwości do indywidualnego zapotrzebowania szkoły. Zorganizowano konferencję dla nauczycieli szkół uczestniczących w projekcie i opracowano materiały dla nauczycieli dostępne również w internecie (ifnt.fizyka.amu.edu.pl/dydaktyka/eksperyment.htm).

Istotnym elementem projektu był otwarty konkurs „Komputerowo wspomagany eksperyment szkolny w przedmiotach przyrodniczych”, zorganizowany pod patronatem PTF, MENiS oraz kuratorów. Wpłynęło nań łącznie 50 prac autorstwa samych nauczycieli bądź zespołów – nauczyciela z uczniami. Gros prac stanowiły propozycje pojedynczych doświadczeń z fizyki (37), ale było również sporo doświadczeń z biologii (11) i chemii (2). Jury postanowiło zamieścić w internecie wszystkie prace spełniające warunki konkursu.

Propozycje doświadczeń nadesłane na konkurs są dość zróżnicowane. Z reguły są one dobrze dostosowane do potrzeb szkoły i możliwości szkolnego laboratorium mikrokomputerowego, lecz nie są tak nowatorskie jak w poprzednich konkursach. W olbrzymiej większości prac wykorzystuje się wyłącznie sprzęt i program COACH, ale są też prace, w których autorzy korzystają z innego oprogramowania i sprzętu, co wskazuje na możliwości szybkiego rozszerzenia zastosowań minilaboratoriów

szkolnych. Najszerze wykorzystanie możliwości komputerów znajdujemy w pracach z fizyki, w których stanowisko komputerowe jest wykorzystane nie tylko do wykonywania pomiarów, lecz również do ich matematycznego przetwarzania (obliczeń, przybliżania funkcjami matematycznymi itp.). W doświadczeniach z biologii i chemii wykorzystuje się niemal wyłącznie możliwości przedstawiania zmian mierzonych wielkości (temperatury, pH, zawartości tlenu lub dwutlenku węgla) w funkcji czasu i tworzenia wykresów. Wśród nadesłanych prac są również prace stanowiące powtórzenia doświadczeń wykonywanych w fizycznych pracowniach studenckich. Wynika to bądź z konieczności przystosowania eksperymentu do warunków szkolnych, bądź też z niezajomości literatury trudno dostępnej dla nauczyciela. Prace te z reguły nie są plagiatami i z tego powodu nie zostały zdyskwalifikowane. W przybliżeniu połowa prac zasługuje na wyróżnienie ze względu na oryginalność i stopień techniczno-informatycznego zaawansowania.

Minilaboratoria przyczyniły się również do podjęcia szerszych działań przez samych nauczycieli, czego wyrazem są autorskie programy nauczania fizyki, cały zestaw doświadczeń z biologii i pierwsze (w tych konkursach) doświadczenia z chemii. Szczególnie wartościowe są propozycje programów autorskich komputerowo wspomaganego nauczania fizyki i szerszego wykorzystania komputera w doświadczeniach biologicznych czy chemicznych.

Zapoczątkowane przez nas minilaboratoria są nie tylko tanie, ale równocześnie stanowią propozycję nowych rozwiązań organizacyjnych – tworzenia laboratoriów przyrodniczych wspólnych dla kilku przedmiotów lub poszerzenia istniejących pracowni informatycznych o tę nową funkcję. Inicjatywa taka powinna interesować nauczycieli przedmiotów przyrodniczych i informatyki, dyrektorów szkół i władze oświatowe również z tego względu, że wobec małej liczby godzin przedmiotów przyrodniczych i przeciążenia nauczycieli utrzymanie oddzielnych gabinetów fizycznych, chemicznych, biologicznych i geograficznych w dotychczasowej postaci jest bardzo trudne. Niestety, w szkole brakuje zrozumienia dla zastosowań informatycznej techniki eksperymentowania, chociaż dodatkowe wyposażenie komputera umożliwiające wykonywanie pomiarów jest stosunkowo tanie i uniwersalne (w projekcie było to 5000 zł na szkołę).

Na zakończenie warto dodać, iż nasza inicjatywa nie jest nowością w Europie, np. w Holandii w minilaboratoria komputerowe wyposażone są wszystkie szkoły, a w Wielkiej Brytanii w standardach nauczania zawarte jest wymaganie umiejętności korzystania z metod oraz narzędzi techniki informacyjnej i komunikacyjnej.

Henryk Szydłowski
Wydział Fizyki UAM
Poznań

■ Michał Przaszałowicz

Urodził się w 1954 r. w Krakowie. Studia fizyki (specjalność: fizyka teoretyczna) ukończył na Uniwersytecie Jagiellońskim w roku 1978, tu też doktoryzował się (1982, promotor prof. Jan Kwieciński) i habilitował (1992). Tytuł naukowy otrzymał 12 października 2004 r.



Jego zainteresowania badawcze dotyczą teoretycznej fizyki cząstek i fenomenologii oddziaływań silnych. Po studiach zajmował się granicą Reggego w chromodynamice kwantowej, w szczególności sformułowaniem i własnościami równania opisującego wymianę trzech zreggeizowanych gluonów, którego rozwiązanie znaleziono dopiero w roku 1998. W pracy doktorskiej obliczył poprawki niewiodące do procesów partonowych dla produkcji fotonów bezpośrednich w zderzeniach protonów. Było to wówczas bardzo ważne zagadnienie, albowiem udowodniona już została asymptotyczna swoboda, ale poprawki do procesów bornowskich nie były jeszcze znane.

Po doktoracie zainteresował się modelami chiralnymi, do których sprowadza się chromodynamika kwantowa przy małych energiach, a w szczególności kwantyzacją modelu Skyrme'go z symetrią $SU(3)$. Podał wynikające z tego modelu oszacowanie masy egzotycznego barionu o dziwności $+1$. Z wielką satysfakcją przyjął niedawne wyniki doświadczalne sugerujące odkrycie takiego stanu, gdyż jego przewidywania z roku 1987 znakomicie zgadzają się z doświadczeniem.

Modele chiralne stanowią obecnie jego główną tematykę badawczą. W dalszym ciągu zajmuje się także opisem procesów wysokoenergetycznych w ramach chromodynamiki kwantowej.

Po doktoracie odbył roczny staż w CERN-ie. Był stypendystą Fundacji Kościuszkowskiej i Komisji Fulbrighta w Brookhaven oraz Fundacji Humboldta w Bochum.

W latach 1993–96 był wicedyrektorem IF UJ ds. dydaktycznych. W tym czasie zorganizował międzywydziałowe Studia Matematyczno-Przyrodnicze (SMP), był także na UJ koordynatorem międzynarodowej wymiany studentów fizyki w ramach programu TEMPUS.

Od 25 lat jest żonaty. Uprawia narciarstwo zjazdowe, interesuje się jazzem i sztuką współczesną. Ma dwa psy.

■ Andrzej J. Maciejewski

Urodził się w 1954 r. w Pile. W roku 1979 ukończył studia na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu (kierunek fizyka) i rozpoczął pracę w Instytucie Astronomii na tym Uniwersytecie. Stopień doktora nauk fizycznych (specjalność mechanika nieba, promotor dr hab. Stanisław Gąska) uzyskał w roku 1986, a stopień doktora habilitowanego w 1996 r. Tytuł naukowy otrzymał 30 listopada 2004 r.

Do 2001 roku związany z Instytutem Astronomii (późniejszym Toruńskim Centrum Astronomii) UMK, gdzie pełnił m.in. funkcję kierownika Katedry Astronomii i Astrofizyki. W roku 2001 przeniósł się do Zielonej Góry i rozpoczął pracę w Instytucie Astronomii Uniwersytetu Zielonogórskiego.



Jego zainteresowania naukowe obejmują kilka kierunków: mechanikę nieba i dynamikę pozasłonecznych układów planetarnych, mechanikę klasyczną i układy dynamiczne (problemy całkowalności).

Do tej pory wypromował dwóch doktorów. Jest autorem ok. 100 prac, z czego ponad 60 to prace w czasopiśmie z listy filadelfijskiej, takich jak *Astrophysical Journal*, *Astronomy and Astrophysics*, *Celestial Mechanics*, *Physics Letters A*, *Journal of Physics A*, *Journal of Mathematical Physics*, a 40 to wystąpienia konferencyjne, bardzo często wygłaszane na zaproszenie organizatorów.

Jest członkiem komitetu redakcyjnego czasopisma naukowego *Regular and Chaotic Dynamics*. Kilkakrotnie organizował międzynarodowe konferencje, a dwukrotnie był współdyrektorem prestiżowych warsztatów naukowych NATO Advanced Study Institutes (Szkocja i Włochy). Jest stałym recenzentem *Mathematical Review*, *Celestial Mechanics*, *Reports on Mathematical Physics* i innych czasopism.

W roku ubiegłym został wybrany na członka naukowego 7. Komisji Mechaniki Nieba i Astronomii Dynamicznej w Międzynarodowej Unii Astronomicznej. Współpracuje z różnymi ośrodkami naukowymi we Francji, Stanach Zjednoczonych i Rosji.

Jego zainteresowania pozanaukowe to literatura, a hobby – wędkarstwo.

VII Szkoła i Sympozjum Promieniowania Synchrotronowego

W dniach 8–13 czerwca 2004 r. w ośrodku konferencyjno-wypoczynkowym „Geovita” w Zakopanem odbyły się VII International School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science (ISSRNS '04). Była to kolejna konferencja naukowa poświęcona promieniowaniu synchrotronowemu i jego zastosowaniom z serii organizowanej przez Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego (PTPS). Jej głównym organizatorem w tym roku był Uniwersytet Śląski. Nad stroną merytoryczną konferencji czuwały Międzynarodowy Komitet Doradczy i Komitet Programowy, złożone ze specjalistów w dziedzinie promieniowania synchrotronowego. W skład Komitetu Organizacyjnego weszli przedstawiciele krajowych uczelni i instytutów badawczych wspomagający od wielu lat swoim doświadczeniem prace nad przygotowaniem konferencji. Zasadniczym celem spotkań jest zaznajomienie jak najszerszego grona naukowców, doktorantów i studentów z najnowszymi osiągnięciami w dziedzinie rozwoju nowoczesnych źródeł promieniowania elektromagnetycznego w zakresie energii od dalekiej podczerwieni do twardego promieniowania rentgenowskiego oraz jego wykorzystania w fizyce, chemii, biologii, medycynie, nauce o materiałach i inżynierii materiałowej. Dzięki dotychczasowej działalności PTPS udało się upowszechnić wśród polskich naukowców to jedno z najnowocześniejszych obecnie narzędzi badawczych i stworzyć w kraju liczne grono specjalistów stosujących je w swoich badaniach. Na uwagę zasługuje duża liczba prac magisterskich i doktorskich powstałych dzięki współpracy z ośrodkami synchrotronowymi na całym świecie, co przyczyniło się do rozwoju młodej kadry w tej tak ważnej dla nauki dziedzinie. Zwieńczeniem starań Towarzystwa, podejmowanych z niezwykłą determinacją od ponad 10 lat, było przyjęcie Polski z dniem 1 czerwca 2004 r. do grona członków European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) w Grenoble (patrz Kronika 5/04). Dzięki temu polscy naukowcy uzyskali pełnoprawny dostęp do najlepszego w Europie – i jednego z trzech funkcjonujących obecnie na świecie – źródła promieniowania synchrotronowego o dużej energii (*Bulletin of the Polish Synchrotron Radiation Society* 3, nr 1–2, 1 i 133 (2004); www.esrf.fr).

Organizowane spotkania naukowe w ramach ISSRNS wpisały się na stałe w międzynarodowy kalendarz konferencji i cieszą się dużym uznaniem wśród zagranicznych oraz polskich uczestników. W tym roku w konferencji uczestniczyło ogółem 112 osób, z czego połowa to goście zagraniczni. Za sukces można uznać dużą liczbę doktorantów i studentów – jedną trzecią uczestników stanowili młodzi naukowcy. Wynikiem uznania konferencji w skali międzynarodowej był udział w niej dyrektorów i przedstawicieli najważniejszych ośrodków synchrotronowych: ESRF, SOLEIL (Saint Aubin, Francja), DIAMOND (Didcot, Chilton, Wlk. Brytania), Hiroshima Synchro-

tron Radiation Center, HASYLAB/DESY (Hamburg), MAX-LAB (Lund), BESSY (Berlin) i Swiss Light Source (Villigen, Szwajcaria). Podczas spotkania w Zakopanem wygłoszono 36 wykładów, 11 referatów oraz przedstawiono, podczas dwóch sesji, 52 plakaty. Streszczenia wykładów, referatów i prezentacji plakatowych zostały wydrukowane wraz z programem konferencji we wspomnianym wyżej numerze biuletynu PTPS, a następnie dostarczone każdemu z uczestników. Materiały konferencyjne będą wydrukowane w czasopiśmie z listy filadelfijskiej *Journal of Alloys and Compounds*, po recenzji i akceptacji każdego z artykułów przez Komitet Wydawniczy.



Na sesji plakatowej; od lewej: Denis Raoux, dyrektor nowego francuskiego synchrotronu SOLEIL, William Stirling, dyrektor ESRF, i Jean Susini (ESRF)

Tematyka wykładów obejmowała zagadnienia związane z konstrukcją nowych źródeł trzeciej generacji (SOLEIL, DIAMOND, PETRA III), budową nowych linii pomiarowych i rozwojem nowych metod badawczych: wykorzystania promieniowania rentgenowskiego o dużej energii (do ok. 250 keV) do badań dyfrakcyjnych i fotoemisyjnych, szybkiej mikrotomografii, konstrukcji soczewek dla twardego promieniowania rentgenowskiego, rentgenowskiego kołowego dichroizmu magnetycznego, jądrowego rozpraszania rezonansowego, anomalnego rozpraszania promieni X, dyfrakcji pod wysokim ciśnieniem i w wysokiej temperaturze, niesprężystego rozpraszania rezonansowego w spektroskopii fotoemisyjnej, mikroskopii i holografii rentgenowskiej, wielokrotnego rozpraszania w spektroskopii absorpcyjnej, laserów na swobodnych elektronach. Wygłoszono kilka wykładów i referatów dotyczących badań nowych materiałów, do których można zaliczyć metaliczne wielowarstwy sprzężone antyferromagnetycznie, współmierne i niewspółmierne fazy ferro- i antyferromagnetyczne, półprzewodniki ferromagnetyczne, nadprzewodniki wysokotemperaturowe, nanoklastry, nanocząsteczki, nanostruktury węglowe oraz półprzewodnikowe i metaliczne kropki kwantowe. Ostatnie cztery grupy materiałów są szczególnie ważne, ponieważ wiążą się bez-

pośrednio z bardzo intensywnie rozwijającą się ostatnio interdyscyplinarną dziedziną – nanotechnologią.

Kolejną grupą substancji, którym poświęcono kilka wystąpień, były materiały ważne z punktu widzenia medycyny, biologii i środowiska naturalnego: białka, warstwy organiczne i monowarstwy Langmuira. Przedstawiono metody badania ich struktury w skali atomowej i mikroskopowej. Dwa wykłady dotyczyły zagadnień bezpośrednio związanych z medycyną, a dokładniej z ostatnimi osiągnięciami w diagnostyce i terapii schorzeń układu krążenia, w szczególności mikroradiologii. Z przedstawionych wyników dowiedzieliśmy się o nowych możliwościach zastosowania promieniowania synchrotronowego w medycynie i przekonaliśmy się o celowości podejmowania tego typu badań, których nie sposób prowadzić przy użyciu źródeł konwencjonalnych. Podczas konferencji Marek Szymoński z Uniwersytetu Jagiellońskiego przedstawił projekt budowy Narodowego Centrum Promieniowania Synchrotronowego w Krakowie. Głównym organizatorem następnej, już ósmej konferencji będzie UJ.

Szczegółowe informacje o konferencji, składzie osobowym poszczególnych komitetów, wykładowcach i wszystkich pozostałych uczestnikach, jak też o dokładnych tematach wykładów, referatów i plakatów można znaleźć we wspomnianym biuletynie PTPS oraz na stronie internetowej issrns04.us.edu.pl. Ze względu na dużą liczbę wykładowców i dużą liczebność poszczególnych komitetów w niniejszej notatce nie podajemy ich składu, mając nadzieję, że zainteresowane osoby nie poczytają nam takiego postępowania za nietakt.

Andrzej Burian, Jacek Szade
Instytut Fizyki im. Augusta Czerwskiego
Uniwersytet Śląski

V Warsztaty Fizyki Atomowej i Molekularnej

W dniach 16–19 września 2004 r. w Juracie odbyły się V Warsztaty Fizyki Atomowej i Molekularnej, zorganizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego, Krajowe Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (FAMO) w Toruniu i Instytut Fizyki Pomorskiej Akademii Pedagogicznej w Słupsku. Miały one szczególnie uroczysty charakter, gdyż dedykowane były jednemu z ich inicjatorów, prof. Józefowi Heldtowi, z okazji jego 70. urodzin. Warsztaty są kontynuacją letnich szkół optyki kwantowej organizowanych na przemian w Bachotku przez prof. Stanisława Łęgowskiego ze współpracownikami z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz w różnych miejscowościach w okolicach Gdańska przez jubilatę i prof. Jana Fiutaka wraz z grupą współpracowników z UG.

Józef Ambroży Heldt urodził się w 1934 r. we Włociborzu (woj. pomorskie). W 1958 r. uzyskał tytuł ma-

gistra fizyki na UMK, gdzie został zatrudniony już rok wcześniej – jako wyróżniający się student – w Katedrze Fizyki Doświadczalnej kierowanej przez prof. Aleksandra Jabłońskiego. Pod jego kierunkiem przygotował pracę doktorską, obronioną w 1964 r., o wpływie temperatury i ośrodka na pseudopodstawową i graniczną anizotropię fluorescencji roztworów. Następnie za namową swego mentora skierował zainteresowania ku spektroskopii molekularnej i wysokorozdzielczej spektroskopii atomowej. Podstawy doświadczalne w tej dziedzinie zdobył na stażu podoktorskim u prof. Stanisława Mrozowskiego na State University of New York w Buffalo¹. W roku 1970 uzyskał stopień doktora habilitowanego na podstawie rozprawy o zjawisku Zeemana dla linii multipolowych telluru i bizmutu. W tym też roku przeniósł się do Gdańska, gdzie zorganizował Zakład Fizyki Doświadczalnej (ZFD) w Instytucie Fizyki powstającego Uniwersytetu Gdańskiego. Od tego czasu na stałe związany jest z Gdańskiem. Silne są również jego związki z Pomorską Akademią Pedagogiczną, gdzie przez wiele lat prowadził wykłady, w latach 1996–2002 był kierownikiem Zakładu Fizyki Doświadczalnej, a następnie w latach 2002–04 również dyrektorem Instytutu Fizyki.

W kierowanym przez niego ZFD UG prowadzono badania laserów barwnikowych, chemicznych i lasera He–Cd⁺, kinetyki prostych reakcji chemicznych w skrzyżowanych wiązkach atomowych oraz prace aplikacyjne związane z budową LIDAR-u i laserowego spektrometru absorpcyjnego, co było nową tematyką rozwijaną przez Heldta po powrocie z Kolonii.

Józef Heldt wielokrotnie przebywał na stażach zagranicznych, m.in. w Buffalo (u prof. Mrozowskiego), w Tallahassee na Florydzie (u prof. Michaela Kashy), w Getyndze (u prof. Christoffa Ottingera), a także w Kolonii (u prof. Herberta Walthera). Był i jest członkiem m.in. zarządu Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (1978–84) i Komitetu Spektroskopii PAN (1984–90), członkiem rad naukowych w Instytucie Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku i w Instytucie Oceanologii PAN w Sopocie. Jego rozległa działalność na polu organizacji konferencji i sympozjów naukowych miała duży wpływ na integrację środowiska polskich fizyków i umożliwiła wielu młodym badaczom nawiązanie współpracy z ośrodkami zagranicznymi (także dzięki jego prywatnym kontaktom). Zawsze lubił pracować z doktorantami, przez wiele lat był też opiekunem studenckich kół naukowych fizyków w Toruniu i Gdańsku. Wychował kilkudziesięciu magistrów i 12 doktorów, z których dwóch jest już profesorami tytularnymi, a dwóch dalszych – doktorami habilitowanymi. Brał także aktywny udział w działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w latach 1981–85 był przewodniczącym Oddziału Gdańskiego PTF. W latach 1980–90 był przewodniczącym Sekcji Fizyki Gdańskiego Towarzystwa Naukowego. Z okazji jubileuszu Józef Heldt otrzymał m.in. Medal Uniwersytetu Gdańskiego i Medal Politechniki Pomorskiej oraz liczne listy gratulacyjne, a władze PTF

¹ Rozmowę z prof. Mrozowskim *Postępy* opublikowały w tomie 42, s. 651 (1991) – red.

wyróżniły go dyplomem honorowym. Więcej informacji o sylwetce jubilata i jego działalności naukowej można znaleźć w materiałach sympozjum naukowego, które odbyło się w Instytucie Fizyki PAP (Wyd. PAP w Słupsku, 2004, red. E. Paul-Kwiek).

Warsztaty otworzył dr hab. Jerzy Kwela, przewodniczący Komitetu Organizacyjnego, po czym prof. Józef Szudy wygłosił laudację poświęconą jubilatowi. Dalsze uroczystości związane z jubileuszem odbyły się w mniej oficjalnej atmosferze na specjalnym bankiecie.

W Warsztatach uczestniczyło 110 fizyków z ośrodków polskich i zagranicznych, wygłoszono 30 wykładów plenarnych i krótkich komunikatów oraz przedstawiono 50 plakatów. Oprócz badań z zakresu fizyki atomowej i molekularnej prezentowano też osiągnięcia z biofizyki i ochrony środowiska.

Prof. Gebhard von Oppen (Politechnika Berlińska) przedstawił mechanizm wzbudzenia atomów He w zderzeniach z jonami He^+ w zakresie pośrednich energii i zastosowanie spektroskopii antykrzyżujących się poziomów do analizy tych stanów. Prof. Tadeusz Stacewicz (Uniwersytet Warszawski) mówił o zderzeniach elektronów z atomami wzbudzonymi, prof. Ewa Paul-Kwiek (PAP) przedstawiła zjawiska reorientacji, uporządkowania i koherencji występujące podczas zderzeń atomowych, a prof. Józef Sienkiewicz (Politechnika Gdańska) metody obliczeniowe potencjałów międzyatomowych mających zastosowanie w pułapkach atomowych i w opisie zjawiska przekazania ładunku. Z kolei prof. Günther H. Guthöhrlein (Uniwersytet Bundeswehry w Hamburgu) przedstawił postępy zarówno teoretyczne, jak i doświadczalne w analizie widma prazeodymu. Rozwinięciem tego tematu był wykład prof. Ewy Stachowskiej (Politechnika Poznańska) o zastosowaniu spektroskopii laserowej do analizy widma prazeodymu i neodymu umieszczonych w katodzie węgłowej i w pułapce Paula. Prof. Kay Niemax (Instytut Spektrochemii i Spektroskopii Stosowanej w Dortmundzie) przedstawił zastosowanie laserów diodowych do analizy śladowych ilości atomów i molekuł w atmosferze, pokarmach i materiałach wyjściowych elementów półprzewodnikowych. O problemach występujących podczas pracy z gorącą plazmą mówił prof. Frans G. Meijer (Centrum Uniwersyteckie AlbaNova w Sztokholmie), relacjonując wykorzystanie linii emisyjnej wodoru H_α do diagnostyki plazmy w tokamaku.

Wiele wykładów i plakatów poświęcono klasterom i kompleksom wieloatomowym. Prof. Wolfgang E. Ernst (Politechnika w Grazu) przedstawił ciekawe właściwości zimnych klasterów w świetle laserowym, a prof. Mieczysław Czajkowski (University of Windsor, Kanada) opowiedział o doświadczeniach przeprowadzonych z dwuatomowymi klasternami typu CdRG (RG = Ne, Ar, Kr). Prof. Jarosław Koperski (UJ) na podstawie przeprowadzonych doświadczeń i obliczeń przedstawił własności wiązań atomowych homojądrowych dimerów pierwiastków 12. grupy układu okresowego (tzn. M_2 , gdzie $\text{M} = \text{Zn}, \text{Cd}, \text{Hg}$). Wykład prof. Eduarda I. Zenkiewicza (Białoruska Akademia Nauk) dotyczył fotoluminescencji porfiryn i pig-

mentów występujących w dużej ilości w środowisku naturalnym i odgrywających ważną rolę w różnych procesach biologicznych. Wykład poświęcony był strukturze i dynamice relaksacji stanów wzbudzonych multiporfirynowych kompleksów i porfiryńowych układów tzw. kropek kwantowych. Mniej złożone, lecz również interesujące z punktu widzenia procesów biologicznych molekuly DMABN i LAURDAN wykazujące dualną fluorescencję były przedmiotem wykładu prof. Władimira I. Tomina (PAP). O rozpraszaniu światła na mikrokroplach wody mówił prof. Maciej Kolwas (IF PAN, Warszawa).



Podczas wykładu – w pierwszym rzędzie: prof. Janina Heldt, małżonka jubilata, prof. Józef Heldt i dr hab. Jerzy Kwela

W ramach spotkania Krajowego Laboratorium FAMO prof. Tomasz Dohnalik (UJ) przedstawił metodę obrazowania płuc za pomocą magnetycznego rezonansu z użyciem optycznie spolaryzowanego izotopu ^3He , a prof. Stanisław Chwirot (UMK) zrelacjonował postępy wykrywania w organach ludzkich komórek i tkanek opianowanych lub zagrożonych nowotworami złośliwymi przez detekcję ich autofluorescencji. Dr hab. Paweł Horodecki (PG) mówił o nieaddytywności w transmisji informacji kwantowej do wielu odbiorców. Większość wykładów i wiele wybranych przez Komitet Naukowy komunikatów została przygotowana do druku i wkrótce będzie opublikowana w specjalnym (5849) tomie *Proceedings SPIE* (International Society for Optical Engineering).

Kolejne Warsztaty mają się odbyć za dwa lata.

Ryszard Drozdowski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Gdański

Semiconductor Gas Sensors 2004

W dniach 19–22 września 2004 r. odbyła się w Centrum Rehabilitacyjno-Wypoczynkowym „Muflon” w Ustroniu – pod auspicjami Sekcji Nauki o Powierzchni oraz Sekcji Struktur Cienkowarstwowych Polskiego Towarzystwa Próżniowego – międzynarodowa konferencja naukowa IV International Workshop on Semiconductor Gas

Sensors (SGS 2004). Głównym organizatorem było Europejskie Centrum Doskonałości CESIS (Centre of Excellence in Physics and Technology of Semiconductor Interfaces and Sensors) przy Zakładzie Mikroelektroniki Politechniki Śląskiej w Gliwicach, którego koordynatorem jest autor niniejszej notatki. Był on również przewodniczącym komitetu naukowego i organizacyjnego Warsztatów SGS 2004.

Warsztaty SGS 2004 były już czwartym, kolejnym spotkaniem naukowym specjalistów zajmujących się półprzewodnikami czujnikami gazu. Ogółem wzięło w nich udział ponad 40 uczestników, w tym prawie 30 zagranicznych, m.in. z Finlandii, Francji, Hiszpanii, Holandii, Indii, Mołdawii, Niemiec, Węgier i Włoch. Warsztaty, które stały się okazją do wymiany informacji, doświadczeń i pomysłów, forum szerokiej dyskusji na temat aktualnie prowadzonych badań z tej tematyki w świecie, umożliwiły, zwłaszcza młodym naukowcom, prezentację osiągnięć naukowych. Stały się ponadto okazją do nawiązania i zacieśnienia kontaktów osobistych.

Uroczystego otwarcia Warsztatów dokonał niżej podpisany. W trakcie sesji otwarcia pierwszy referat wygłosił prof. Udo Weimar z Uniwersytetu w Tybindze, który omówił założenia i cele Europejskiej Sieci Doskonałości GOSPEL (General Olfaction and Sensing Projects on a European Level). Sieć GOSPEL jest 4-letnim projektem badawczo-szkoleniowym w ramach VI PR UE, koordynowanym przez prof. Weimara. Centrum CESIS jest uczestnikiem tej Sieci, a tegoroczne Warsztaty SGS 2004 były elementem jej działalności edukacyjno-szkoleniowej. W tej sesji wystąpił również prof. Vilho Lantto z Uniwersytetu w Oulu z referatem na zaproszenie dotyczącym wykorzystania tlenków metali przejściowych w czujnikach gazu.

Przedmiotem drugiej sesji tematycznej tego dnia były nowe kierunki w technologii półprzewodnikowych materiałów czujnikowych. W jej ramach referaty na zaproszenie wygłosili: prof. Juan Morante z Uniwersytetu w Barcelonie i dr Elisabetta Comini z Uniwersytetu w Brescii. Tematem kolejnej sesji były nowe kierunki w technologii półprzewodnikowych czujników gazu. Referaty na zaproszenie wygłosili: dr Pietro Siciliano z Instytutu Mikroelektroniki i Mikroukładów w Lecce, dr Jürgen Wöllenstein z Instytutu Pomiarów Fizycznych im. Fraunhofera we Freiburgu oraz prof. Christophe Pijolat z Wyższej Szkoły Górniczej w Saint-Etienne. Odbyła się również sesja plakatowa, na której zaprezentowano blisko 20 komunikatów z prac własnych.

Drugi dzień Warsztatów rozpoczęła sesja dotycząca modelowania materiałów i struktur czujnikowych, na któ-

rej referaty na zaproszenie przedstawili: prof. Tadeusz Pi-sarkiewicz z AGH i prof. Gienadij Korotczenkow z Politechniki w Kiszyniowie. Ten dzień zdominowała jednak tematyka półprzewodnikowych, tlenkowych materiałów czujnikowych – odbyły się aż 4 sesje naukowe z tej tematyki. Referat o wroście WO_3 na podłożu SiO_2 wygłosił dr Luca Ottaviano z Uniwersytetu w L'Aquila, natomiast pozostałych 6 prac przedstawiono w formie krótkich komunikatów.

Trzeci dzień Warsztatów rozpoczęła sesja poświęcona metodom kontroli własności materiałów czujnikowych. Referat na zaproszenie wygłosił prof. Janos Mizsei z Politechniki w Budapeszcie. Przedmiotem ostatnich dwóch sesji tematycznych Warsztatów były nowe półprzewodnikowe materiały czujnikowe oraz ich zastosowanie do konstrukcji nowych typów struktur czujnikowych. Referaty wygłosili: dr Ottaviano, prof. Claus-Dieter Kohl z Uniwersytetu w Giessen i prof. Giuliano Martinelli z Uniwersytetu w Ferrarze. Pozostałe 4 wystąpienia miały charakter krótkich komunikatów. Podsumowania bardzo interesującego programu naukowego Warsztatów dokonał prof. Martinelli, natomiast ich uroczystego zamknięcia – autor tej notatki.

Organizatorzy wydali specjalny zeszyt z programem i streszczeniami przedstawionych referatów i komunikatów. Materiały SGS 2004 zostaną wydane w specjalnym numerze „filadelfijskiego” czasopisma *Thin Solid Films*. Aktualnie trwa recenzowanie ponad 20 prac złożonych do druku.

W ramach części towarzyskiej Warsztatów, którym towarzyszyła piękna jesienna pogoda, odbyły się m.in. tradycyjna uroczysta kolacja połączona z występem zespołu kameralnego i piknik przy ognisku.

Warsztaty były finansowane głównie z opłat konferencyjnych wnoszonych przez uczestników i dotacji Komitetu Badań Naukowych oraz Ministerstwa Edukacji Naukowej i Sportu. Podstawowym sponsorem było jednak Centrum Doskonałości CESIS. Z dotacji celowej tego projektu będą m.in. pokryte koszty druku materiałów konferencyjnych.

W powszechnej opinii uczestników Warsztaty dobrze wkomponowały się w cykl światowych konferencji naukowych nt. czujników gazu i zgodnie ze wstępnymi ustaleniami będą dalej organizowane cyklicznie co 2 lata, z udziałem specjalistów ze wszystkich ważniejszych ośrodków na świecie.

Jacek Szuber
Zakład Mikroelektroniki PŚI
Gliwice

Teoria chaosu dla odważnych

Michał Tempczyk: *Teoria chaosu dla odważnych*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2002, s. 130.

Pisanie książek o chaosie i fraktalach stało się modne. W wyszukiwarkach dwóch polskich księgarń internetowych wpisałem „chaos” i w jednej dostałem listę 18 książek z tym słowem w tytule, a w drugiej 40, choć tym razem były to też pozycje z gatunku science-fiction, a nie tylko książki naukowe. Podkreślam, że chodziło mi tylko o książki w języku polskim, gdyż wyszukiwarka witryny Amazon.com znalazła ponad 3000 książek, w których tytule było słowo „chaos” we wszystkich językach. Pisanie w tej sytuacji kolejnych książek o tej tematyce wydaje się pozbawione sensu, choć najwyraźniej przynosi to dochód, skoro znajdują się wydawnictwa gotowe publikować kolejne książki o chaosie i fraktalach. Michał Tempczyk, autor recenzowanej książki, filozof przyrody, sam wydał już kilka książek na podobne tematy ze słowem „chaos” w tytule. Widywałem je w księgarniach, ale ich nie znam, bo wydawało mi się, że nie są napisane dla mnie. Kilka miesięcy temu jadąc autobusem do pracy miałem okazję się przekonać, kto je czyta: naprzeciwko siedziała studentka i czytała ksero jakiejś książki. Ponieważ sam właśnie czytałem *Teorię chaosu dla odważnych*, od razu ją rozpoznałem. Po krótkiej rozmowie okazało się, że studenci psychologii na Uniwersytecie Wrocławskim czytali ją w ramach seminarium. Było dla mnie zaskoczeniem, że zastosowania fraktali i chaosu dotarły nawet do psychologii.

Recenzowana książka składa się z czterech rozdziałów. Dla mnie najciekawszy był pierwszy: „Teoria chaosu – od prostoty do złożoności”, omawiający historię stuletnich badań, które doprowadziły w latach 60. ubiegłego wieku do połączenia się różnych nurtów badań fizycznych w teorię chaosu. Następne dwa rozdziały zawierają omówienie sztywnych zagadnień, jedynie kolejność ich prezentacji jest czasem nietypowa. A zatem mowa jest o entropii i ergodyczności, wykładnikach Lapunowa, dynamice nieliniowej, atraktorach, uniwersalności Feigenbauma, bifurkacjach Hopfa, atraktorze Lorenza, podkowie Smale'a. Znajdziemy też tutaj fragment o solitonach, które w moim odczuciu nie należą do chaosu. W teorii chaosu nie jest ważna sama nieliniowość, lecz chaotyczne zachowanie, a solitony można opisać zwartymi wzorami, w przeciwieństwie do rozwiązań równań Lorenza, Henona itp. – równania te nie mają rozwiązań analitycznych, rozwiązać je można jedynie numerycznie za pomocą komputerów.

Ostatni rozdział nosi tytuł „Fraktale”. Autor próbuje być tutaj bardziej ścisły i umieszcza streszczenie teorii przestrzeni metrycznej, podaje też definicję zupełności, wprowadza metrykę Hausdorffa, układ funkcji iterowanych. Potem następuje prezentacja najbardziej znanych fraktali: trójkąta i dywanu Sierpińskiego, roślin Barnsleya, gąbki Mengersa, zbioru Mandelbrota. Opisom towarzy-

szą ilustracje – szkoda, że tylko czarno-białe. Nie jest jasne, skąd zostały zaczerpnięte rysunki zamieszczone w książce. Ponad wszelką wątpliwość udało mi się jedynie ustalić, że rys. 9 (s. 71) przedstawiający przekroje Poincarégo dla modelu Henona–Heilesa (nie samego Henona, jak pisze Autor: atraktor Henona omawiany na tej samej stronie nie ma z tym nic wspólnego) po raz pierwszy wystąpił w przeglądowej pracy Berry'ego [1]. A więc co najmniej w tym wypadku rysunkowi powinien towarzyszyć polski odpowiednik angielskiej formułki „reprinted from... with permission”.

W książce znalazłem kilka wątpliwych fragmentów i rozumowań. Podany na s. 56 przykład z metalową kulą umieszczoną w polu elektromagnetycznym jest według mnie całkowicie chybiony. Nie mogę się też zgodzić ze zdaniem znajdującym się na s. 30 w I rozdziale: „(...) jest płatek śniegu, który można dobrze opisać za pomocą trójkątnej krzywej Kocha”. Sprawa jest dużo bardziej skomplikowana: płatki bliskie realnym kształtom otrzymano na drodze symulacji Monte Carlo w roku 1986 [2]. W skrócie mówiąc, problem polega na tym, że krzywa Kocha jest otrzymana na drodze deterministycznego przepisu, a w pracy [2] (i innych późniejszych, np. [3]) stosowano algorytmy stochastyczne: do wygenerowania płatków śniegu posługiwano się generatorem liczb losowych. Przy okazji można zwrócić uwagę na wadę sposobu przedstawiania materiału w omawianej książce: krzywa Kocha pojawia się jeszcze na s. 93, ale jej definicję Autor zamieścił dopiero na s. 113, a jej rysunek na następnej, przy czym we wcześniejszych wzmiankach nie poinformował czytelnika, że pod koniec książki może się dowiedzieć, jak wygląda ta krzywa. Podobne sytuacje powtarzają się z innymi pojęciami. Nie można się niczego dowiedzieć z przedstawionego na ss. 64 i 65 sposobu obliczenia stałej uniwersalnej Feigenbauma.

Do kogo więc jest ta książka adresowana? Czy można ją polecić do pierwszego zaznajomienia się z teorią chaosu? Mnie się wydaje, że nie, bardziej do tego nadają się chociażby książki Kudrewicza [4] czy Schustera [5]. Ale one zakładają z góry znajomość matematyki, a Tempczyk kieruje swoją książkę do szerszego grona czytelników. Dlatego u niego są duże fragmenty mające charakter esejów, zupełnie pozbawione wzorów (pierwsze równanie matematyczne pojawia się dopiero na s. 36). Jednak takie podejście mi się nie podoba. Uważam, że lepiej się uczyć z książek napisanych przez autorów, którzy tworzyli teorię chaosu niż z książek napisanych przez filozofów. Posłużę się przykładem mechaniki kwantowej. Książek jej poświęconych jest na pewno dużo więcej niż tych o teorii chaosu. Wszystkie one omawiają te same tematy: stany i operatory, równanie Schrödingera, oscylator, atom wodoru, przestrzeń Focka, równanie Diraca itd. Ale dla mnie najlepszą książką do pierwszego czytania pozostają *Naczała kwantowej mechaniki* Focka z 1931 r. [6]. On nie miał od kogo ściągać, nie uczył się mechaniki kwantowej na studiach, lecz brał bezpośredni udział w jej two-

zeniu. (Podobne uwagi odnoszą się do klasycznej pozycji *Principles of Quantum Mechanics* Diraca – pierwszego wydania z 1932 r., choć jest ona trudniejsza od książki Focka). Wszyscy autorzy współczesnych podręczników zdawali mechanikę kwantową na studiach, a więc byli jej uczeni, a to rzutuje na sposób, w jaki ją prezentują.

Tak samo jest z innymi dziedzinami: jest dużo książek z analizy, algebry itp., ale dla studentów najlepsze do nauki pozostają stare podręczniki sprzed kilkudziesięciu lat. Ich autorzy nie mieli się na kim wzorować i skąd przepisywać, obecnie zaś mamy do czynienia z „inflacją podręcznikową”. W tej powodzi książek zdarzają się pozycje, które nie powinny być w ogóle wydrukowane. Przykładem może być przetłumaczona na język polski książka Hansa Jürgena Warneckeego *Rewolucja kultury przedsiębiorstwa. Przedsiębiorstwo fraktalne* [7], której wiele fragmentów to według mnie po prostu bzdury i bełkot. Autor skorzystał z tego, że słowo „fraktal” jest modne, i stworzył pseudoteorię, z którą zdaje się nikt nie walczył, choć powinien ją spotkać taki los jak np. twórczość Łysenki. Podobne uwagi można odnieść też np. do artykułu „Fraktale w literaturze” [8]. Ale to już jest temat na oddzielną recenzję.

- [1] M.V. Berry, „Regular and Irregular Motion”, w: *Topics in Nonlinear Mechanics*, red. S. Jorna, Am. Inst. Phys. Conf. Proc. No. 46 (1978), s. 16.
- [2] J. Nittmann, H.E. Stanley, *J. Phys. A* **20**, L1185 (1987).
- [3] M. Wolf, „Multifractality of snowflakes”, *Fractals* **4**, 477 (1996).
- [4] J. Kudrewicz, *Fraktale i chaos* (WNT, Warszawa 1993).
- [5] H.G. Schuster, *Chaos deterministyczny. Wprowadzenie* (PWN, Warszawa 1993).
- [6] W.A. Fock, *Naczała kwantowej mechaniki*, wyd. II (Izd. Nauka, Moskwa 1976).
- [7] H.J. Warnecke, *Rewolucja kultury przedsiębiorstwa. Przedsiębiorstwo fraktalne* (PWN, Warszawa 1999).
- [8] Z. Kolbuszewska, „Fraktale w literaturze”, w: *Przestrzeń w nauce współczesnej*, t. 3 (Wyd. UMCS, Lublin 2000), s. 59.

Marek Wolf
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

Podstawy fizyki

D. Halliday, R. Resnick, J. Walker: *Podstawy fizyki*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2003–04.

Do lektury podręcznika *Podstawy fizyki* D. Hallidaya, R. Resnicka oraz J. Walkera podszedłem z ciekawością i dużym sentymentem, tym większym, że dokładnie pamiętam jedno z jego pierwszych wydań w Polsce (*Fizyka*, D. Halliday, R. Resnick, PWN, Warszawa 1972). Przed ponad 30 laty była to moja fundamentalna i jedna z nielicznych pozycji książkowych traktujących o fizyce, z której uczyłem się jako uczeń w szkole średniej, a potem na pierwszych latach studiów fizycznych. Będąc stu-

dentem fizyki, korzystałem także z innych, bardziej zaawansowanych i bardziej specjalistycznych podręczników, ale pamiętam, że często zaglądałem do „Hallidaya” (tak w uproszczeniu nazywaliśmy ten podręcznik), aby zrozumieć coś dogłębnie, bo tu było to wytłumaczone prosto i niezbyt rozwlekle.

Dzisiaj, po ponad 30 latach, trzymam w ręku najnowsze wydanie tego chyba najbardziej popularnego w Polsce podręcznika fizyki. Zmienił się nieco tytuł (obecnie *Podstawy fizyki*), zespół autorów, szata graficzna, a co najważniejsze – zawartość. Zmieniłem się także ja jako czytelnik. Po wielu latach, mając za sobą bogate doświadczenie wykładowcy i egzaminatora, spoglądam na ten podręcznik jako nauczyciel, ale głównie staram się patrzeć oczami studenta fizyki. Z przedmowy do obecnego (szóstej) wydania dowiedziałem się, że aktualnie podręcznik dostępny jest w kilku wersjach, tak aby zaspokoić różne potrzeby wykładowców i studentów. Wersja polska, którą recenzuję, składa się z pięciu części w miękkiej oprawie. Nie omawiam *Zbioru zadań uzupełniających* (ma być wydany w 2005 r.), jak również towarzyszącego książce w USA obszernego zestawu materiałów uzupełniających, mających za zadanie ułatwić wykładowcom i studentom korzystanie z podręcznika. (Wydawca tłumaczenia polskiego uzupełnia ten brak internetowym aneksem do podręcznika dostępnym pod adresem aneksy.pwn.pl/podstawy_fizyki).

Podręcznik czyta się dobrze i nie wyczuwa się różnic w sposobie tłumaczenia poszczególnych części przez różnych tłumaczy. Drobiazgową analizą treści zawartych w podręczniku byłaby zbyt obszerna i chyba niepotrzebna, tym bardziej że merytorycznie analizowało go wcześniej wielu opiniodawców. W recenzji ograniczę się więc do wyliczenia najważniejszych uwag i spostrzeżeń.

— Przed lekturą podręcznika konieczne jest zapoznanie się z jego Przedmową. Uwaga ta dotyczy w zasadzie większości podręczników, ale w tym przypadku jest to konieczne.

— Okładki wszystkich części podręcznika są jednakowe i różni je tylko numer danej części. Chyba dobrym rozwiązaniem byłoby umieszczenie na każdej z książek symbolicznego rysunku, który informowałby o zawartym tam materiale.

— Każdy rozdział zaczyna się od przytoczenia opisu ciekawego zjawiska lub historyjki, których szczegółowe wyjaśnienie znajduje się na jego kolejnych stronicach. Jest to bardzo dobry pomysł, ciekawie zachęcający do szczegółowej lektury. Przyznaję, że lekturę każdej z części podręcznika rozpoczynałem właśnie od przeczytania tychże historyjek.

— Bardzo ładny i czytelny jest układ graficzny podręcznika. Mnóstwo kolorowych rysunków, bardzo dobrze dobranych, znakomicie oddaje opisywane problemy fizyczne.

— Wszystkie zagadnienia fizyczne omawiane są bardzo szczegółowo, a przy tym w sposób elementarny, niewykraczający poza ramy tzw. podstaw fizyki.

— Przy zbyt pobieżnej lekturze można odnieść wrażenie, że jest to podręcznik bardzo przeładowany. Sprawiają

to bardzo liczne pytania, przykłady, zadania i ich rozwiązania. Szczegółowa zaś lektura pozwala stwierdzić, że wszystko jest tu jak najbardziej potrzebne. Sposób czytania, a właściwie wybór zawartych treści, zależy od możliwości czytelnika, jego wiedzy, umiejętności i wyobraźni fizycznej.

— Wszystkie rozdziały zawierają przykłady, czyli zadania opatrzone szczegółowymi rozwiązaniami. Ponadto podanych jest wiele zadań bez rozwiązań lub takich, których rozwiązania znajdują się wyłącznie na anglojęzycznych stronach internetowych podręcznika. Uważam, że dla części studentów znaczną przeszkodą w ich wykorzystaniu może być słaba znajomość języka angielskiego.

— Każdy rozdział kończy Podsumowanie, zawierające streszczenie wprowadzonego tam materiału. Jest to bardzo dobre rozwiązanie.

— Wszystkie części zawierają na końcu tzw. dodatki (A–G) z danymi fizycznymi, astronomicznymi i matematycznymi, niezbędnymi przy korzystaniu z podręcznika.

— Podręcznik jest bardzo dobrym uzupełnieniem wykładów i znakomitą pomocą do ćwiczeń rachunkowych z podstaw fizyki.

Każdy podręcznik jest tak dobry, jak dobrze pozwala uczyć. Słabemu podręcznikowi nie pomogą w tym akcje reklamowe i piękna szata graficzna. To czytelnicy decydują, który z podręczników jest dla nich najlepszy. Takiego wyboru dokonali studenci pierwszych lat fizyki UMCS. Ich bardzo duże zainteresowanie tą pozycją zdecydowało, że ostatnio do biblioteki Instytutu Fizyki dokupiliśmy następnych kilkanaście pełnych wydań nowego „Hallidaya”.

Cieszę się, że tak jak przed laty dla mnie, tak i dzisiaj ta książka może być podstawowym podręcznikiem na pierwszych latach studiów fizycznych.

Leszek Michalak
Instytut Fizyki UMCS
Lublin

KRONIKA

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowienia Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymali: 16 listopada 2004 r. – Bronisław Susła (PP), 21 lutego 2005 r. – Ewa Gudowska-Nowak (UJ), Karol Maksymilian Kołodziej (UŚI), Krzysztof Murawski (UMCS) i Tomasz Story (IF PAN).

J. G.

■ Nagroda im. Zdzisława Szymańskiego

Nagroda, której celem jest uczczenie pamięci profesora Zdzisława Szymańskiego, znakomitego teoretyka jądrowego, a jednocześnie wspieranie badań jądrowych w Polsce, została ustanowiona w 2002 r., tj. w trzy lata po śmierci jej patrona. Ma być przyznawana corocznie osobie, która w poprzednim roku uzyskała stopień doktora, doktora habilitowanego albo tytuł profesora w dziedzinie badań teoretycznych lub doświadczalnych nad strukturą jądra atomowego. Szczegółowe informacje o Nagrodzie i jej patronie podane są na stronie internetowej www.fuw.edu.pl/~szymansk. Wiele informacji i wspomnień o prof. Szymańskim można także znaleźć w materiałach poświęconej jego pamięci konferencji „High spin physics 2001”, zorganizowanej przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, którego był pracownikiem. Materiały te wydane zostały w specjalnym zeszycie *Acta Physica Polonica B* 32, z. 9 (2001).

Pierwsza Nagroda została przyznana w roku 2003 (za rok 2002) drowi hab. Piotrowi Magierskiemu z Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej „za badania efektów powłokowych w układach fermionowych od jąder ato-

mowych poprzez układy mezoskopowe po gwiazdy neutronowe”. O Nagrodzie tej i jej laureacie pisał w Kronice prof. Jacek Dobaczewski (*PF* 54, 224 (2003)).

Drugą Nagrodę (za rok 2003) otrzymał dr hab. Marek Pfützner z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego „za odkrycie rozpadu dwuprotonowego i badania izomerii nuklidów dalekich od stabilności”. Nagrodę stanowi dyplom, jednorazowe stypendium w wysokości 8000 zł oraz dodatkowe stypendium pokrywające koszty podróży i 10-dniowego pobytu w wybranym przez laureata francuskim instytucie IN2P3.

W roku 2003 Rada Wydziału Fizyki UW nadała Markowi Pfütznerowi stopień dra hab. nauk fizycznych na podstawie rozprawy „Badanie nuklidów dalekich od stabilności, wytwarzanych metodą fragmentacji jąder-pocisków”. Stopień ten Rada nadała mu jednomyślnie, z równocześnie przyznaniem, także jednomyślnie, wyróżnieniem.

Marek Pfützner, urodzony w 1959 r., jest utalentowanym i dobrze już znanym w środowisku fizyków jądrowych badaczem jąder dalekich od ścieżki trwałości. Najbardziej znanym jego osiągnięciem jest odkrycie nowego rodzaju promieniotwórczości: samorzutnego rozpadu jądra przez jednoczesną emisję dwóch protonów. Otrzymał za nie w 2003 r. Nagrodę Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (tzw. polski Nobel). O osiągnięciu tym i całej karierze naukowej laureata pisał w *Postęпах* prof. Jan Żylicz (*PF* 55, 50 (2004)).

Z okazji przyznania Nagrody laureat zaproszony został do wygłoszenia wykładu podczas XXXIX Zakopiańskiej Szkoły Fizyki, która odbyła się we wrześniu 2004 r. Szkoła ta, należąca do długiej już serii znakomych szkół

fizyki jądrowej organizowanych przez ośrodek krakowski, poświęcona była zagadnieniom występującym przy ekstremalnych wartościach temperatury, spinu i izospinu jądra atomowego. Wykład miał tytuł „The current status of 2p emission studies” i stanowił bardzo szeroki przegląd obecnego stanu badań nad emisją dwuprotonową. Oprócz dyskusji tego zjawiska w jądrze ^{45}Fe , w którym zostało ono odkryte, przedyskutowany został problem, w jakich innych jądrach można byłoby je zaobserwować. Omówiono także możliwość zbadania niektórych własności i mechanizmu emisji dwuprotonowej, np. korelacji między emitowanymi protonami. Wykład, wygłoszony bardzo kompetentnie (wyraźnie było widać, że są to rzeczywiście informacje z pierwszej ręki) i świetny dydaktycznie, stanowił bardzo ładne zakończenie Szkoły. Jego tekst opublikowany będzie w materiałach Szkoły w *Acta Physica Polonica B* **36** (2005).



W środku laureat z dyplomem, po lewej Paweł Szymański z małżonką Anną, po prawej Wanda Dudek, sekretarz Kapituły Nagrody, i dziekan Jan Bartelski

Bezpośrednio przed wykładem dyplom Nagrody wręczył laureatowi dziekan Wydziału Fizyki UW, prof. Jan Bartelski. Uroczystość zaszczylicili swoją obecnością syn prof. Szymańskiego, znany kompozytor Paweł Szymański wraz z małżonką.

Adam Sobiczewski

■ Nagroda im. Jana Popielawskiego i Piotra Modraka

Z inicjatywy grona przyjaciół przedwcześnie zmarłych wybitnych fizykochemików Jana Marii Popielawskiego i Piotra Modraka utworzona została nagroda ich imienia (patrz Kronika 6/2002), ufundowana przez Fundację BRE-Banku w Warszawie. Nagroda ma upamiętniać ich osiągnięcia naukowe, organizacyjne i dydaktyczne oraz promować badania teoretyczne prowadzone przez nich w Instytucie Chemii Fizycznej PAN. Na posiedzeniu w dniu 6 grudnia 2004 r. Kapituła Nagrody przyznała nagrodę za rok 2004 doc. dr. hab. Bogdanowi Nowakowskiemu w uznaniu wybitnych osiągnięć naukowych w badaniach wpływu fluktuacji na nieliniowe układy chemiczne.

Laureat rozpoczął pracę w IChF PAN w 1978 r. po ukończeniu studiów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Stopień doktora uzyskał w 1986 r. na podstawie rozprawy dotyczącej dynamiki kondensacji i koagulacji aerozoli, której promotorem był prof. Popielawski. W dalszej współpracy ze swym promotorem zajmował się teorią szybkości reakcji i procesów przenoszenia w nierównowagowych układach chemicznych. Kontynuując te badania po śmierci prof. Popielawskiego, wykazał istotne znaczenie efektów nierównowagowych dla stałych szybkości reakcji i współczynników dyfuzji w dynamice chemicznych struktur dysypatywnych. Przewidywania tej teorii zostały potwierdzone przez mikroskopowe symulacje numeryczne dla modeli fal chemicznych.

Warto nadmienić, że Zakład Dynamiki Chemicznej IChF PAN, w którym pracuje Bogdan Nowakowski, wywodzi się z Pracowni utworzonej i przez wiele lat kierowanej przez prof. Popielawskiego. Obecne badania prowadzone przez laureata również dotyczą dziedziny, w której aktywny był prof. Popielawski – fluktuacji w nierównowagowych układach chemicznych. Nowakowski opracował metodę teoretycznego opisu fluktuacji w układach termochemicznych na poziomie mezoskopowym, opartą na równaniu głównym (ang. master equation). Podejście to zostało wykorzystane jako podstawa bardzo efektywnych symulacji numerycznych (o rzędy wielkości szybszych od symulacji mikroskopowych), które umożliwiły szczegółowe badanie efektów stochastycznych w układach termochemicznych o złożonej, nieliniowej dynamice.

Bogdan Nowakowski jest autorem 48 publikacji w czasopiśmie o zasięgu międzynarodowym.

Aleksander Jabłoński

■ Nagroda AgilTech

David Awschalom (Uniwersytet Kalifornijski, Santa Barbara), Tomasz Dietl (Instytut Fizyki PAN i Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego) oraz Hideo Ohno (Uniwersytet Tohoku, Sendai, Japonia) zostali w 2005 r. laureatami Nagrody AgilTech Europhysics Prize przyznawanej przez Sekcję Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Wyróżnienie otrzymali za pionierskie badania półprzewodników ferromagnetycznych oraz za prace, które doprowadziły do powstania spintroniki.

B. W.

■ Nagroda im. Lise Meitner

Nagrodę im. Lise Meitner, przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne za osiągnięcia w fizyce jądrowej, otrzymali w 2004 r. Bent Herskind (Instytut Nielsa Bohra w Kopenhadze) i Peter Twin (Uniwersytet w Liverpoolu) za pionierski wkład w rozwijanie metod doświadczalnych i odkrycia dotyczące szybko obracających się jąder atomowych, w szczególności za odkrycie obszaru jąder superzdeformowanych.

CERN Courier **45**, nr 1 (2005)

B. W.

■ Nagroda Crafoorda dla kosmologów

Królewska Szwedzka Akademia Nauk przyznała Nagrodę Crafoorda za rok 2005 trzem astrofizykom. Są to: James Gunn i James Peebles z Uniwersytetu w Princeton oraz Martin Rees z Uniwersytetu w Cambridge. Wspólnie otrzymują 500 tys. dolarów amerykańskich.

Wyróżnienie przyznano za prace wyjaśniające, jak Wszechświat ewoluował od „pierwotnej zupy” cząstek i promieniowania do obecnej obfitości galaktyk i ich gromad.

Science 307, nr 5710 (2005)

B. W.

■ Fizycy doceniają zastosowania

Ustanowiony w 1996 r. w Instytucie Fizyki Jądrowej konkurs o Nagrodę im. Henryka Niewodniczańskiego przetrwał przyłączenie krakowskiego instytutu do Polskiej Akademii Nauk. Nie zmienił się regulamin konkursu: rokrocznie młodzi (do 35. roku życia) pracownicy i doktoranci IFJ mogą ubiegać się o tę nagrodę, przedstawiając do oceny publikacje z ostatnich 3 lat zamieszczone w prestiżowych czasopiśmie naukowych.

Laureatem konkursu za rok 2004 został dr inż. Paweł Mochalski – absolwent studium doktoranckiego IFJ z 2003 r., obecnie adiunkt w Zakładzie Fizyki Środowiska i Transportu Promieniowania IFJ PAN. Do konkursu przedstawił cztery publikacje: dwie zamieszczone w *Journal of Chromatography*, pozostałe w *Hydrological Processes* oraz w *Chemii Analitycznej*. Dotyczyły one oryginalnego opracowania chromatograficznych metod pomiaru stężenia neonu i argonu w powietrzu oraz w wodach podziemnych.

Zaczął się całkiem banalnie. Paweł Mochalski jako student Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH trafił do Pracowni Fizyki Środowiska IFJ kierowanej przez prof. Jana Lasę, gdzie miał wykonać pracę dyplomową. Zrobił dobrą pracę i obronił ją, uzyskując tytuł magistra inżyniera. Profesor Lasa dostrzegł w Mochalskim zdolnego i zainteresowanego fizyka, więc zaproponował mu podjęcie studiów doktoranckich w IFJ w zakresie chromatografii gazowej.

Do działalności naukowej Pracowni Fizyki Środowiska należy pomiar stężenia gazów szlachetnych w wodzie. Od wielu lat Pracownia zajmuje się rozwijaniem technik chromatografii gazowej i ich zastosowaniem w badaniach hydrologicznych. Główną dziedziną jej działań jest badanie dynamiki i wieku młodych wód podziemnych z wykorzystaniem gazowych znaczników antropogenicznych, jak freony i sześćfluorki siarki. Poprawne określenie wieku wody tymi metodami wymaga znajomości dwóch ważnych parametrów hydrologicznych: temperatury zasilania wody podziemnej oraz nadmiaru powietrza przechwytywanego przez wodę w procesie infiltracji. Oba te parametry określa się poprzez pomiar stężeń gazów szlachetnych w wodzie (w praktyce do tych celów wystarcza pomiar stężeń argonu i neonu).

Tego typu badania wykonywane są jedynie przez kilka laboratoriów na świecie (USA, Szwajcaria, Niemcy)

kosztownymi metodami spektrometrycznymi. Koszt jednej analizy zawartości gazów szlachetnych w wodzie jest wysoki – wynosi kilkaset dolarów – co skłania do poszukiwań metod alternatywnych.

Tematem pracy doktorskiej Pawła Mochalskiego stało się zastosowanie do wspomnianych celów znacznie tańszych metod chromatograficznych. A to już nie było banalne, wymagało jakiegoś pomysłu! Techniki chromatograficzne nie były stosowane do pomiaru stężenia neonu w wodzie ze względu na trudności z uzyskaniem odpowiedniego poziomu wykrywalności. Paweł Mochalski rozwiązał ten problem poprzez zastosowanie w detektorze helowym z wyładowaniem impulsowym tzw. dopingu neonowego oraz nowego układu wprowadzania próbki do detektora. Jednocześnie udoskonalił chromatograficzną metodę pomiaru stężenia argonu w wodzie podziemnej, stosując nową metodę usuwania tlenu z próbki. Obie metody w połączeniu z techniką ekstrakcji do fazy nadpowierzchniowej pozwoliły na osiągnięcie wysokiej, porównywalnej z metodami spektrometrycznymi precyzji pomiarów argonu i neonu, przy jednoczesnej znacznej redukcji kosztów analizy. Osiągnięto możliwość oznaczania neonu od poziomu granicznej wykrywalności wynoszącego $5 \cdot 10^{-11} \text{ g/cm}^3$ do 10^{-5} g/cm^3 . Ta metoda pomiaru stężeń argonu i neonu jako znaczników w wodach podziemnych pozwala na określenie temperatury zasilania wód i nadmiaru powietrza – parametru istotnego w ocenie wieku wód.



Paweł Mochalski z żoną Lucyną (w Grecji, w Meteorach, masywie skalnym słynnym z prawosławnych klasztorów umiejscowionych na szczytach skał)

Pomysł dr. Pawła Mochalskiego został już zastosowany praktycznie, w ramach projektu Baseline w V Ramowym Programie UE, do zbadania dwóch systemów wód podziemnych: piasków bogucickich w rejonie Krakowa i subniecki kędzierzyńskiej.

Według recenzenta prac, prof. Bogusława Buszewskiego, opracowane metody mają przyszłość i przyczynią się do szerszego stosowania gazów szlachetnych zarówno w Polsce, jak i krajach sąsiednich, oraz stanowią aktualne wyzwanie naukowe i techniczne. Rozwiązanie pro-

blemu, wcześniej uznawanego za nierozwiązywalny, metodami chromatografii gazowej przez młodego badacza zasługuje na szczególne wyróżnienie – uważa promotor dr. Pawła Mochalskiego, prof. Jan Lasa.

Poza nauką Paweł Mochalski od 20 lat, czyli od wczesnego dzieciństwa, interesuje się historią starożytną. Szczególnie pasjonują go czasy Republiki Rzymskiej i Cesarstwa Rzymskiego. Jego fascynacja powstała pod wpływem lektury książki Aleksandra Krawczuka *Juliusz Cezar*.

Dr Paweł Mochalski jest żonaty. Jego żona Lucyna jest fizykiem, pracuje jako informatyk.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Nowe laboratorium astrofizyczne w Paryżu

Na początku roku 2005 zostało oficjalnie otwarte w Paryżu laboratorium AstroParticule et Cosmologie (APC). Głównym jego zadaniem będą badania w dziedzinach: astrofizyki wielkich energii, kosmologii i fizyki neutrin.

Prace przygotowawcze trwały już od paru lat w wyniku wspólnej inicjatywy Université Paris VII (Denis Diderot), instytutu fizyki jądrowej IN2P3, wydziału badań materiałowych francuskiego Komisarjatu Energii Atomowej oraz Obserwatorium Paryskiego. Pierwszym dyrektorem APC został Pierre Binétruy. Ośrodek zatrudnia 65 naukowców oraz 50 inżynierów, techników i personelu administracyjnego, zaprasza także na staże podoktorskie.

CERN Courier 45, nr 1 (2005)

B. W.

■ Źródło promieniowania synchrotronowego na biurku

W japońskim przedsiębiorstwie Photon Production Laboratory związanym z Uniwersytetem Ritsumeikan w Kioto zbudowano źródło promieniowania synchrotronowego, w którym pierścień akumulacyjny ma średnicę zaledwie 60 cm, można je więc łatwo umieścić w pokoju laboratoryjnym. Urządzenie o nazwie MIRRORCLE-6X mimo małych rozmiarów wytwarza promieniowanie o podobnych parametrach co wielkie źródła. Nie jest to jednak urządzenie tanie! Trzeba za nie zapłacić ok. 2,5 miliona dolarów i nie należy się spodziewać, że będą je kupować laboratoria akademickie. Nabywcami będą zapewne prywatne firmy elektroniczne oraz farmaceutyczne.

Nature 434, nr 7029 (2005)

B. W.

■ Od mikroświata do Marsa

Piątek 1 października 2004 r. był w Instytucie Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN dniem otwarcia. To już ósmy raz ta naukowa instytucja otworzyła swoje laboratoria dla zwiedzających, ale po raz pierwszy wyraźnym adresatem imprezy były gimnazja i szkoły ponadgimnazjalne.

Przygotowano 24 prezentacje, w większości w laboratoriach, przy aparaturze badawczej. Nowością były warsztaty komputerowe: podczas trwających ok. 2 godzin

zajęć uczniowie analizowali dane zarejestrowane w eksperymencie DELPHI. Mieli okazję „zobaczyć” kwarki, samodzielnie identyfikować reakcje, przeprowadzać proste pomiary i porównywać ich wyniki z przewidywaniami Modelu Standardowego.

Sesję popularnonaukowych wykładów rozpoczęła i kończyła tematyka marsjańska. O tym, czy przeżyjemy podróż na Marsa, mówił doc. Paweł Olko. Uczni z IFJ wysłali w kosmos na pokładzie stacji ISS fantom człowieka z detektorami badającymi dawki promieniowania kosmicznego. Prof. Marek Kutschera w referacie „Mars 2004” mówił o badaniach historii geologicznej tej planety, a w szczególności o poszukiwaniach śladów wody. Pokazywał liczne zdjęcia przesłane na Ziemię przez dwa łaziki Spirit i Opportunity, wysłane na Marsa w 2004 r. przez NASA.

Kolejne wykłady wygłosili: doc. Adam Maj („Egzotyczne kształty jąder atomowych”), prof. Michał Turała („Wyzwania przyszłych eksperymentów fizyki wysokich energii”), doc. Piotr Żencykowski („Strzałka czasu w rozpadach kwarków i antykwarków”) i dr Marta Marszałek („Nanotechnologia – przyszłość XXI wieku”).

Amfiteatralna aula IFJ na wszystkich wykładach była wypełniona po brzegi. Mimo kilkudziesięciu dostawionych krzeseł słuchacze siedzieli na schodach, a w przypadku wykładu o nanotechnologii – nawet na podłodze. Padały interesujące pytania, dłuższe dyskusje przenoszono do kularów. Prezentacje w laboratoriach odwierciedlały tematykę badań naukowych prowadzonych przez pracowników Instytutu: od badań mikroświata do obiektów kosmicznych poprzez badania nanostruktur, fazy skondensowanej, materii miękkiej, badania środowiskowe, fizykę medyczną itd.

O zainteresowaniu młodzieży mogą świadczyć choćby suche liczby. Udział w imprezie zadeklarowały wcześniej 44 szkoły (ponad 1300 uczniów), pojawiły się też dodatkowe grupy oraz goście indywidualni – w sumie ponad 1400 osób. Impreza była częściowo sponsorowana przez Urząd Miasta Krakowa oraz Fortis Bank.

Prowadzę dwóch licealistów do pracowni mikrowiązki protonowej. Rozmawiamy o fizyce. Pada pytanie: „To co trzeba zrobić, żeby móc pracować w tym instytucie, bo my byśmy chcieli...”. Satysfakcja i wzruszenie: cel imprezy został osiągnięty. Warto było.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Żaroodporne kryształy

Na ogół kryształy topią się w temperaturze kilkuset, najwyżej paru tysięcy kelwinów. Ostatnio niemieccy fizycy z uniwersytetów w Kilonii i Greifswaldzie wytworzyli cząstki pyłu, których układy wewnątrz gorącej plazmy zachowują strukturę krystaliczną. Kryształy te zbudowane są z cząstek polimerów o średnicy ok. 3,5 μm zanurzonych w plazmie o temperaturze elektronowej 4000 K. Wzajemne odpychanie się cząstek oraz ściskające siły gorącej plazmy powodują, że cząstki układają się w koncentryczne sfery, tworzące kulki o średnicy kilku milimetrów.

Budowa kulki zbliżona jest do struktury niektórych kryształów jonowych. Stosunkowo duże rozmiary tak wytworzonych kryształów umożliwiają bezpośrednie obserwacje metodami mikroskopii optycznej.

Phys. Rev. Lett. 93, 16 (2004)

B. W.

■ Maple – program dla każdego

Bodźcem konstrukcji maszyn liczących i następnie komputerów było ułatwienie żmudnych obliczeń koniecznych dla porównania przewidywań teorii z wynikami obserwacji. Łatwość prowadzenia dzięki komputerom coraz bardziej skomplikowanych rachunków numerycznych otworzyła z kolei przed nauką i techniką zupełnie nowe możliwości. Podobnie, gdy pojawiły się algorytmy pozwalające na automatyzację przekształceń algebraicznych i innych symbolicznych operacji matematycznych, rozszerzyły one znacznie możliwości użycia skomplikowanych modeli do opisu zjawisk fizycznych i problemów technicznych. W chwili obecnej są dostępne na rynku dwa liczące się pakiety programów umożliwiające symboliczne operacje matematyczne – Mathematica oraz Maple. Oba zawierają ogromną ilość matematycznej wiedzy.

Pakiet Maple w swojej pierwszej wersji został napisany przez matematyków z University of Waterloo w Kanadzie. Autorzy utworzyli wkrótce potem firmę Waterloo Maple, która kontynuowała rozwój programu, a ostatnio firma przyjęła nazwę Maplesoft Inc. Organizuje ona co pewien czas zjazdy użytkowników pakietu, gdzie przedstawiana jest cała gama jego zastosowań – od edukacji do nauki i techniki. W roku 2004 konferencja taka odbyła się w lipcu na Wilfried Laurier University, również w Waterloo. Wzięło w niej udział kilkuset uczestników, głównie z Ameryki Płn., ale także z Europy i nawet Japonii, gdzie Maple ma wielu zwolenników.

Zaprezentowano ponad 50 referatów na temat zastosowań programu Maple; wiele z nich omawiało zastosowania w naukach ścisłych, dotyczące m.in. fizyki matematycznej, chemii ogólnej i analizy danych pomiarowych. Autor niniejszej notatki prezentował zestaw procedur „Quantum Algebra” napisanych w języku Maple, automatyzujących symboliczne manipulacje w dziedzinie algebry kwantowej. Wiele referatów dotyczyło zastosowań Maple’a w nauczaniu matematyki i fizyki, rozpowszechnionych na wielu uczelniach. Na przykład, na University of Toronto, gdzie pracuje autor notatki, Maple używane jest w studenckiej pracowni do opracowywania wyników doświadczeń oraz w podstawowym wykładzie mechaniki kwantowej.

Andrzej Pindor

■ Pięć prac Einsteina

Polski przekład pięciu prac Einsteina z roku 1905 publikują Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego w książce *Albert Einstein – 5 prac, które zmieniły oblicze fizyki*. Są to: 1) „Nowa metoda wyznaczania rozmiarów molekuł”, 2) „O ruchu cząstek zawieszonych w cieczach w spoczynku, wynikającym z molekularno-kinetycz-

nej teorii ciepła”, 3) „O elektrodynamice ciał w ruchu”, 4) „Czy bezwładność ciała zależy od zawartej w nim energii?”, 5) „O heurystycznym punkcie widzenia w sprawie emisji i przemiany światła”.



Praca pierwsza to rozprawa doktorska Einsteina o wyznaczaniu rozmiarów cząsteczek, druga zawiera teorię ruchów Browna, trzecia i czwarta – to przedstawienie szczególnej teorii względności, piąta to hipoteza kwantów światła.

Tłumaczem jest Piotr Amsterdamski. Przekład został wykonany na podstawie edycji przygotowanej przez Princeton University Press. Książka zawiera także obszerny komentarz Johna Stachela, który jest dyrektorem Centrum Einsteina na Uniwersytecie Bostońskim i redaktorem wielotomowych *Pism zebranych Alberta Einsteina*.

B. W.

■ Concepts of Physics

Institut Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego przystępuje do wydawania czasopisma *Concepts of Physics*, które ma zawierać oryginalne prace dotyczące starych i nowych idei w fizyce. Redakcja namawia fizyków teoretyków i doświadczalników do nadsyłania artykułów, które będą recenzowane, i zapewnia, że nawet w przypadku negatywnej recenzji artykuł nie zostanie automatycznie odrzucony. Krytyczne komentarze zostaną dołączone do artykułu, tak że czasopismo stanie się forum otwartego dialogu.

Redaktorem naczelnym jest prof. Edward Kapuściak, a w skład Komitetu Redakcyjnego wchodzi 9 fizyków z różnych krajów. Jak wynika z ulotki reklamowej, nowe czasopismo ma być kontynuacją *Acta Universitatis Lodziensis Folia Physica*.

B. W.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2005 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Prenumerat i Współpracy z Zagranicą, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. (+4822) 5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Oplata roczna dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularnonaukowych – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postępach Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

NOWE KSIĄŻKI

- Richard Feynman, *Przyjemność poznawania*, z jęz. angielskiego tłum. Katarzyna Karpińska; Prószyński i S-ka, Warszawa 2004, s. 227, cena 29,90 zł.
- Zofia Mortimer, *Zarys fizyki Ziemi*, wyd. II poprawione i uzupełnione; Wyd. Naukowo-Dydaktyczne AGH, Kraków 2004.
- S. Szuba, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Wyd. Politechniki Poznańskiej, Poznań 2004, s. 214, cena 26 zł.
- Marian Smoluchowski – *od teorii atomistycznej do fizyki współczesnej*, red. Adam Strzałkowski; Monografie Komisji Historii Nauki PAU, t. 6, Kraków 2003, s. 76, cena 15 zł.
- Zygmunt M. Galasiewicz, *Poznanie świata – z dziejów filozofii i fizyki*, Oficyna Wyd. Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2005, s. 165.
- I.N. Bronsztejn, K.A. Siemiendajew, G. Musiol, H. Mühlig, *Nowoczesne kompendium matematyki*, z jęz. niemieckiego tłum. Andrzej Szczech i Marek Gorzecki; PWN, Warszawa 2004, s. 1258.
- R. Hołyst, A. Poniewierski, A. Ciach, *Termodynamika dla chemików, fizyków i inżynierów*, Wyd. Uniw. Kardynała Stefana Wyszyńskiego, Warszawa 2005, s. 434.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej **w nowym układzie i szacie graficznej, a także pod nowym adresem <http://postepy.fuw.edu.pl>**, gdzie można znaleźć:

- szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,
- archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992,
- materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,
- materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.
- PEŁNE TEKSTY WYBRANYCH ARTYKUŁÓW, w tym wykładów noblowskich z lat:
 - 2001 – Wolfgang Ketterle,
 - 2002 – Raymond Davis, Masatoshi Koshiba i Riccardo Giacconi,
 - 2003 – Aleksiej Abrikosow, Anthony Leggett i Witalij Ginzburg.

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Robert Jaffe i Frank Wilczek o kwarkach, dikwarkach i pentakwarkach*
- *Olaf Nairz, Markus Arndt i Anton Zeilinger o doświadczeniach z interferencją kwantową dużych cząsteczek*
- *Maxim Pospelov i Michael Romalis o testowaniu niezmienniczości Lorentza*
- *Wspomnienia o Andrzeju Jonscherze i Stefanie Ćwioku*

The Photon: Its First Hundred Years and the Future



„Foton: pierwsze sto lat i przyszłość” Warszawa i Kazimierz Dolny, 30 sierpnia – 8 września 2005

W Światowym Roku Fizyki 2005 Wydziałowi Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przypadł w udziale zaszczyt zorganizowania konferencji „The Photon: Its First Hundred Years and the Future”. Odbędzie się ona w Warszawie i Kazimierzu Dolnym w dniach od 30 sierpnia do 8 września 2005 r.

Konferencja składa się z trzech części: dwóch konferencji ze znanych cykli poświęconych fizyce cząstek elementarnych: „PHOTON2005” (International Conference on the Structure and Interactions of the Photon including The 16th International Workshop on Photon–Photon Collisions) i „PLC2005” (International Workshop on High Energy Photon Linear Colliders), oraz specjalnej sesji o nazwie „The Centenary of the Photon”, poświęconej obchodom setnej rocznicy sformułowania przez Einsteina hipotezy o kwantach światła.

Konferencję rozpocznie całodniowa interdyscyplinarna sesja „The Centenary of the Photon”, z wprowadzającymi referatami historycznymi Rogera Stuewera z Minnesoty, Cecilii Jarlskog z Lundu i Helge Kragha z Aarhus. Następnie referaty przeglądowe o osiągnięciach w poszczególnych działach fizyki wygłoszą wybitni fizycy: sir Roger Penrose z Oksfordu, Anton Zeilinger z Wiednia, Serge Haroche z Paryża, dyrektorzy z ośrodków badawczych CERN i DESY. Sesję zakończy wykład popularnonaukowy Penrose'a „Fashion, Faith and Fantasy in Modern Physical Theories”.

Następnie, od 31 sierpnia do 4 września br., odbędzie się konferencja „PHOTON2005”, poświęcona głównie oddziaływaniom fotonów z hadronami oraz zagadnieniom astrofizycznym, kwantowej elektrodynamice i optyce kwantowej.

Obie te części konferencji odbędą się w Warszawie na Wydziale Fizyki UW, ul. Hoża 69.

Ostatnia część, „PLC2005”, zorganizowana będzie w Kazimierzu Dolnym w dniach 5–8 września br. w formie warsztatów poświęconych zderzaczom fotonowym. Zderzacze takie mogą powstać przy planowanych liniowych zderzaczach e^+e^- , jeśli założyc, że wiązki wysokoenergetycznych fotonów będą produkowane w odwrotnym procesie Comptona z użyciem światła laserowego. Oprócz warsztatów, na których dyskutowany będzie potencjał fizyczny oraz zagadnienia technologiczne zderzaczy fotonowych, zorganizowane będą specjalne wykłady dla studentów, doktorantów i młodszych pracowników naukowych o fizycznych programach przyszłych zderzaczy hadronowych i leptonowych oraz o obserwacjach astrofizycznych.

Współorganizatorami konferencji są: Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana w Warszawie, Polska Akademia Umiejętności oraz ośrodek badawczy DESY-Zeuthen („PLC2005”). Jest ona sponsorowana przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne oraz Ministerstwo Edukacji Narodowej i Sportu.

Serdecznie zapraszamy do udziału w naszej konferencji. Dysponujemy pewną liczbą stypendiów na pokrycie uczestnictwa studentów, doktorantów i młodszych pracowników naukowych.

Dalsze informacje znajdują się na stronie WWW <http://photon2005.fuw.edu.pl>.

Maria Krawczyk
Przewodnicząca Komitetu Organizacyjnego

blaty optyczne
systemy antywibracyjne
ScienceDesk (TM)
profile konstrukcyjne
układy klatkowe
optomechanika

sprzęgacze światłowodowe
stoliki przesuwne
układy 3,4,5,6-osiowe
sterowniki mikro -
i nanoprzepływu
siłowniki:
piezo, mikrostep i mieszane
rozdzielczość do 20 nm
zakres ruchu do 400 mm

detektory
mierniki mocy
kamery CCD
spektrometry
polarymetry
interferometry przestrajalne
czopery optyczne
generatory opóźnień
oświetlacze halogenowe
układy testowania optyki
OpticStudio (TM)

soczewki, zwierciadła i filtry
diody laserowe
lasery He-Ne
światłowody i akcesoria
włókna aktywne
fotoniczne układy
pasywne i aktywne
lasery diodowe i
światłowodowe
sterowniki laserów i TEC
lasery femtosekundowe
przestrajalne lasery VIS i IR
źródła białe
wielokanałowe źródła WDM
wzmacniacze optyczne IR



Eurotek International Sp. z o. o. (od 1992 r.)
Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa
Tel./faks: (22) 843 79 40 / 843 61 43,
inbox@eurotek.com.pl