
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 40
ZESZYT 2
1989

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA
Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK
Prof. dr JÓZEF TERLECKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Dr hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIECKI (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Dr hab. MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Doc. dr WIEŚLAWA ZAREK (Katowice)
Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)
Doc. dr MIECZYŚLAW PIRÓG (Opole)
Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 40, Zeszyt 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1989

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
doc. dr *Janusz Frackowiak* (Katowice)
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Danuta Ficek* (Słupsk)
dr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie ul Sławkowska 14

Nakład 1958+92 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 7+6 wkl. Papier druk. kl. III, 80 g.
Oddano do składania w listopadzie 1988. Podpisano do druku w kwietniu 1989.

Druk ukończono w maju 1989.

Zam. 519/88

Cena zł 200.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

J. Georg Bednorz, K. Alex Müller

IBM Research Division
Zurich Research Laboratory
Rüschlikon, Szwajcaria

Tlenki typu perowskitu — nowe podejście do nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego*

Perovskite-type oxides — the new approach to high- T_c superconductivity

Nobel Lecture, December 8, 1987, Stockholm

CZĘŚĆ 1: WCZESNE PRACE W RÜSCHLIKON

W wykładzie tym korzystamy z okazji, aby przedstawić idee przewodnie oraz wysiłki w poszukiwaniu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Wytoczyły one drogę od kubicznych stopów niobu do zawierających miedź warstwowych tlenków o strukturze typu perowskitu. Omówimy także okoliczności i uwarunkowania, które umożliwiły osiągnięcie celu. W drugiej części omówione będą własności nowych nadprzewodników.

Tło

W laboratorium IBM w Zurychu od ponad dwudziestu lat badane są tlenki nieprzewodzące. Podstawowymi materiałami są perowskity SrTiO_3 i LaAlO_3 — modelowe kryształy w badaniach strukturalnych i ferroelektrycznych przejść fazowych. Pionierskie eksperymenty K. Alexa Müllera (KAM) i W. Berlingera [1.1] z badaniem metodą paramagnetycznego rezonansu elektronowego (EPR) domieszek metali przejściowych w sieciach typu perowskitu doprowadziły do lepszego wejrzenia w lokalne symetrie tych kryształów, m. in. orientacje ośmiościanów TiO_6 stanowiących charakterystyczne elementy sieci.

Jeden z nas (KAM) dowiedział się o możliwości wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa w granicy 100 K z obliczeń T. Schneidera i E. Stolla dla metalicznego wodoru [1.2]. Takiego stanu wodoru oczekuje się pod ciśnieniem 2—3 megabarów. Późniejsze dyskusje z T. Schneiderem o możliwości wciśnięcia odpowiedniej ilości wodoru do materiału o dużej stałej dielektrycznej, jak np. SrTiO_3 , w celu uzyskania stanu metalicznego doprowadziły jednak do wniosku, że nie da się osiągnąć wymaganych gęstości.

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1987 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autorów i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1988 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

Pewne doświadczenie w pomiarach niskotemperaturowych uzyskał drugi z nas (JGB) pracując nad rozprawą doktorską w Laboratorium Fizyki Ciała Stałego Politechniki (ETH) w Zurychu badając strukturalne i ferroelektryczne własności roztworów stałych perowskitów. Było fascynujące dowiadywać się o wielkim zróżnicowaniu własności tych materiałów i o możliwościach ich zmian poprzez zmianę składu. Podstawowy materiał, tj. czysty SrTiO_3 , po zredukowaniu, tzn. częściowym usunięciu tlenu z sieci [1.3], wykazywał nawet nadprzewodnictwo. Temperatura przejścia 0,3 K była jednak zbyt niska aby wzbudzić większe zainteresowanie wśród badaczy zjawiska. Jednakże samo występowanie nadprzewodnictwa było interesujące, ponieważ gęstość nośników była bardzo mała w porównaniu z nadprzewodzącym NbO , który posiada gęstość nośników typową dla zwykłego metalu.

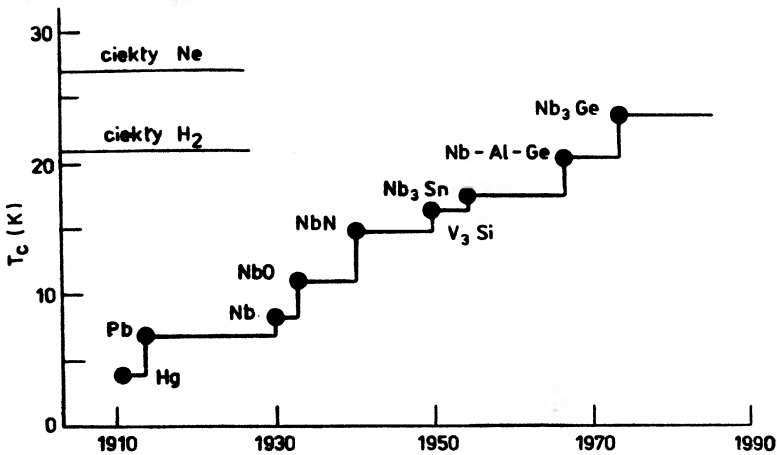
Moje osobiste zainteresowanie fascynującym zjawiskiem nadprzewodnictwa zostało zainicjowane w 1978 r. rozmową telefoniczną z Heinrichem Rohrerem (kierownikiem nowo zatrudnionego w IBM, Rüschlikon, Gerda Binniga). Gerd, który wcześniej zajmował się nadprzewodnictwem i tunelowaniem, był zainteresowany badaniem nadprzewodnikowych własności SrTiO_3 , szczególnie po zwiększeniu gęstości nośników prądu w układzie. Dla mnie był to początek krótkiej lecz stymulującej współpracy, jako że w ciągu kilku zaledwie dni byłem w stanie dostarczyć grupie z IBM domieszkowane niobem monokryształy o zwiększonej, w porównaniu z próbkami zredukowanymi, gęstości nośników. Wzrost T_C bardzo nas fascynował. W próbkach domieszkowanych niobem ($n = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), krawędź plazmowa leży poniżej najwyższego fononu optycznego, który pozostaje nieekranowany [1.4]. Wzmocnione sprzężenie elektron-fonon doprowadziło do $T_C = 0,7 \text{ K}$ [1.5]. Dalsze zwiększenie koncentracji domieszki dało nawet wzrost T_C do 1,2 K, lecz to okazało się być granicą możliwości, gdyż wtedy krawędź plazmowa mija fonon o największej częstotliwości. Wtedy Gerd przestał interesować się tym problemem, a ja z wielkim rozczarowaniem stwierdziłem, że zajął się budową przyrządu nazywanego skaningowym mikroskopem tunelowym (STM). Dla Gerda i Heinricha Rohrera była to świetna decyzja, jak się mogliśmy wszyscy przekonać w 1986 r., kiedy zostali uhonorowani Nagrodą Nobla z fizyki. Jeżeli o mnie chodzi, zająłem się doktoratem.

Wtedy w 1978 r. Alex (KAM) wyjechał na 18-miesięczny staż do Centrum Badawczego IBM im. T. J. Watsona w Yorktown Heights (USA), gdzie rozpoczął badanie nadprzewodnictwa. Po powrocie w 1980 wykładał na Uniwersytecie w Zurychu. Interesował się nadprzewodnictwem w granulatach, np. glinu [1.6], w którym małe metaliczne ziarna Al otoczone warstwą tlenku zachowują się jak złącza Josephsona. W granulatach T_C była wyższa i w przypadku Al osiągała 2,8 K w porównaniu z $T_C = 1,1 \text{ K}$ czystego materiału.

Zetknięcie z problemem

W końcu 1983 r. Alex kierujący zespołem w IBM zaproponował mi współpracę nad poszukiwaniem nadprzewodnictwa w tlenkach. Bez wahania zgodziłem się. Później Alex opowiadał mi, że był za skoczony moją zgodą i tym, że nie musiał mnie przekonywać. Oczywiście było to spowodowane krótkim okresem mojego zainteresowania nadprzewodnictwem w SrTiO_3 — tracił właściwą strunę. I rzeczywiście, dla kogoś nie zajmującego

się bezpośrednio osiąganiem wyższych T_C , a mającego podstawy w fizyce tlenków obserwacja historii podwyższania temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa, jak pokazuje rys. 1.1, musiała doprowadzić do przekonania, że związki metaliczne nie roszą większych nadziei. Głównym argumentem jest tylko to, że od 1973 r. nie osiągnięto wzrostu T_C powyżej 23,3 K [1.7]. Mimo wszystko fakt, iż nadprzewodnictwo obserwowano w wielu złożonych tlenkach, wywołał nasze szczególne zainteresowanie.



Rys. 1.1. Wzrost temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa od odkrycia zjawiska w 1911 r. Uwzględniono metale i związki międzymetaliczne o odpowiednio najwyższych T_C

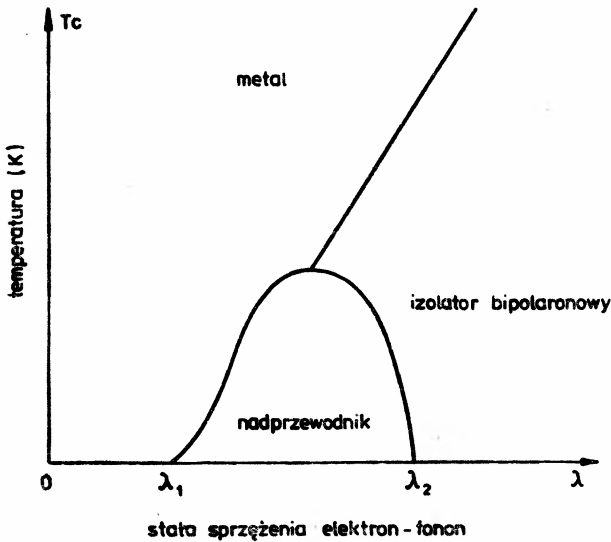
Drugim po SrTiO_3 tlenkiem mającym zadziwiająco wysoką T_C , ok. 13 K, był odkryty w 1973 r. przez Johnstona i wsp. [1.8] układ Li-Ti-O . Ich wielofazowe próbki zawierały spinel $\text{Li}_{1+x}\text{Ti}_{2-x}\text{O}_4$ odpowiedzialny za wysoką T_C . Z powodu obecności różnych faz i trudności w otrzymaniu związku zainteresowanie było niewielkie, szczególnie, że w 1975 Height i in. [1.9] odkryli perowskit $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ także mający T_C ok. 13 K. Ten związek można było bez trudu otrzymywać w postaci jednofazowej, a nawet cienkich warstw do zastosowań w urządzeniach, co spowodowało wzrost zainteresowania w Stanach Zjednoczonych i Japonii. Zgodnie z teorią BCS [1.10]

$$kT_C = 1.13 \hbar\omega_D e^{-1/N(E_F)V^*}$$

i oba tlenki z mieszaną wartościowością, mające niską gęstość nośników $n = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ i względnie niską gęstość stanów na poziomie Fermiego $N(E_F)$ powinny posiadać dużą stałą sprzężenia elektron-fonon V^* prowadzącą do wysokich T_C . Następnie czyniono próby podwyższenia T_C w perowskitach zwiększając $N(E_F)$ poprzez zmiany stosunku $\text{Pb} : \text{Bi}$, lecz związek wykazywał przejście metal-izolator z różną strukturą i wszelkie próby zakończyły się fiaskiem.

My w Rüşchlikon czuliśmy i akceptowaliśmy to wyzwanie, gdyż oczekiwaliśmy istnienia innych tlenków metalicznych, w których wzrost T_C można by było uzyskać zwiększając $N(E_F)$ lub sprzężenie elektron-fonon. Wzrost tego ostatniego mógłby się dokonać poprzez utworzenie polaronu zgodnie z teoretyczną propozycją Chakraverty'ego [1.11] lub

przez uzyskanie mieszanej wartościowości. Intuicyjny diagram fazowy w zmiennych stała sprzężenia $\lambda = N(E_F)V^*$ i temperatura T zaproponowany przez Chakraverty'ego z udziałem polaronów pokazano na rys. 1.2. Istnieją trzy fazy, metaliczna dla małych λ , izolatora



Rys. 1. 2. Diagram fazowy w funkcji wartości stałej sprzężenia elektron-fonon. Wg [1.11], © Les Editions de Physique 1979

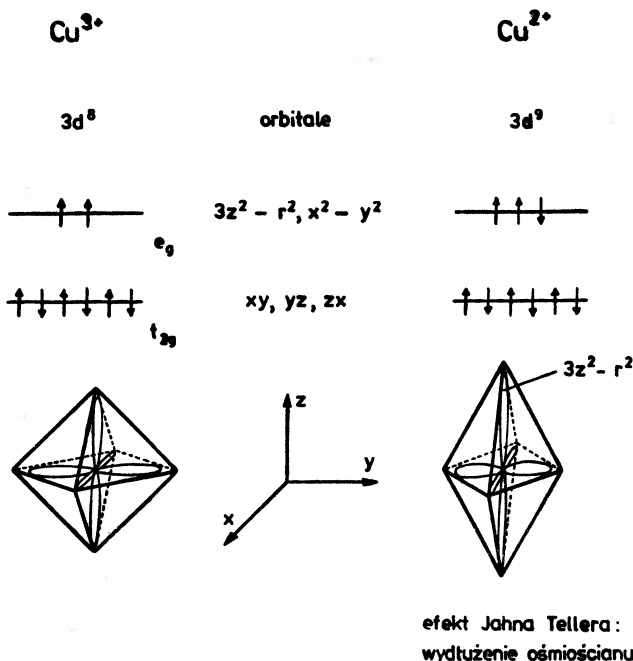
bipolaronowego dla dużych λ i faza nadprzewodząca pomiędzy nimi, tzn. przejście metal-izolator występuje dla dużych λ . Nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego należy oczekiwać dla pośrednich wartości λ . Pytaniem pozostawało w jakich układach należy poszukiwać nadprzewodnictwa.

Pomysł

Silny wpływ na nasze pomysły wywarł model bipolaronów typu Jahn-Tellera (JT) badany przez Höcka i in. [1.12] w przypadku łańcucha liniowego i zastosowany do wąskopasmowych związków międzymetalicznych.

Twierdzenie Jahn-Tellera jest dobrze znane w chemii. Nieliniowa molekula lub kompleks wykazujący degenerację elektronową ulega spontanicznej dystorsji usuwającej lub obniżającej degenerację. Kompleksy zawierające w swoim centrum pewne jony metali przejściowych o odpowiedniej wartościowości wykazują ten efekt. W modelu łańcucha liniowego [1.12] małym dystorsjom JT, o energii stabilizacji E_{JT} mniejszej od szerokości pasma metalu, towarzyszy niewielkie zaburzenie ruchu elektronów. Gdy E_{JT} staje się rzędu szerokości pasma tworzą się polarony JT.

Obiekty te, złożone z elektronu i towarzyszącej mu deformacji sieci a więc posiadające dużą masę efektywną, mogą jako całość poruszać się w sieci — istnieje zatem silne sprzężenie elektron-fonon. Naszym zdaniem model ten mógł realizować diagram fazowy zapro-

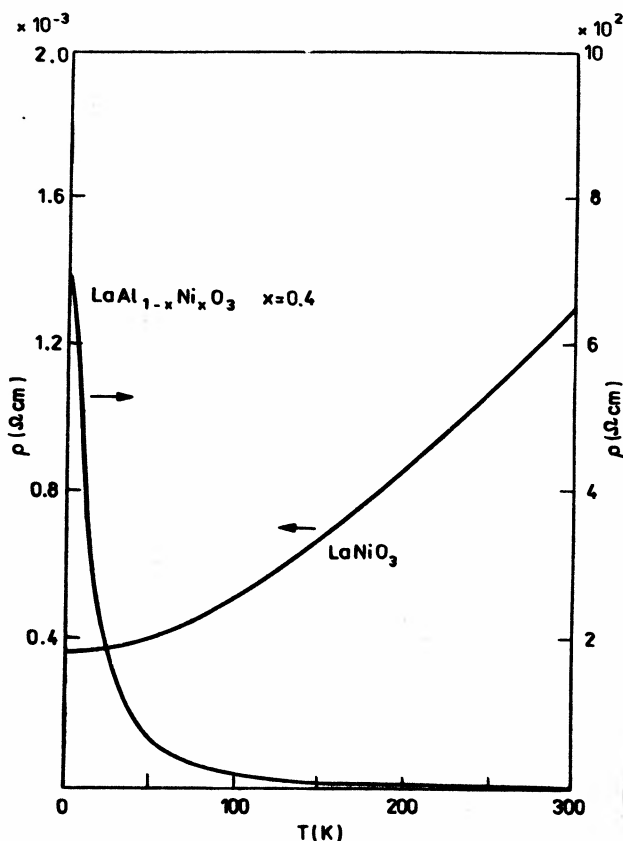


Rys. 1.3. Schematyczne przedstawienie orbitali elektronowych jonów miedzi w tlenkach w otoczeniu o symetrii oktaedrycznej. W Cu^{3+} o konfiguracji $3d^8$, orbitale transformujące się jak funkcje bazy grupy sześciocianu e_g są wypełnione w połowie i tworzy się singletowy stan podstawowy. Dla Cu^{2+} o konfiguracji $3d^9$, stan podstawowy jest zdegenerowany i występuje spontaniczna dystorsja ośmiościanów znosząca tę degenerację. To zjawisko znane jest jako efekt Jahn-Tellera

ponowany przez Chakraverty'ego. Korzystając z wyników badań izolowanych jonów JT w izolatorach o strukturze perowskitu zakładaliśmy, że model ten będzie się stosował do przewodzących tlenków. Tlenki zawierające jony metali przejściowych (TM) z częściowo wypełnionymi orbitalami e_g , jak Ni^{3+} , Fe^{4+} lub Cu^{2+} , wykazują silny efekt Jahn-Tellera (rys. 1.3) i dlatego rozważaliśmy je jako kandydatów na nowe nadprzewodniki.

Poszukiwania i przełom

Poszukiwanie wysokotemperaturowych nadprzewodników rozpoczęliśmy pod koniec lata 1983 r. w układzie La-Ni-O. Związek LaNiO_3 jest metalicznym przewodnikiem, dla którego energia przejścia elektronów e_g jest większa niż energia stabilizacji E_{JT} i dlatego nie występuje dystorsja Jahn-Tellera ośmiościanów tlenowych otaczających Ni^{3+} [1.13]. Wiele niespodzianek oczekiwało nas już przy produkcji czystego związku, gdyż materiał otrzymany metodą strącania [1.14] i następnie reakcją w fazie stałej okazał się być czuły nie tylko na stosowane chemikalia, lecz także na temperaturę reakcji. Po pokonaniu wszystkich trudności związanych z czystym związkiem zaczęliśmy częściowo podstawiać trójwartościowy Ni przez trójwartościowy Al w celu takiego zmniejszenia szerokości pasma metalicznego związanego z jonami Ni, aby stała się porównywalna z energią stabilizacji Jahn-Tellera dla Ni^{3+} . Metaliczne własności czystego LaNiO_3



Rys. 1.4. Zależność oporu od temperatury dla metalicznego LaNiO_3 i $\text{LaAl}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_3$; podstawienie Ni^{2+} przez Al^{3+} prowadzi do zachowania izolacyjnego dla $x = 0,4$

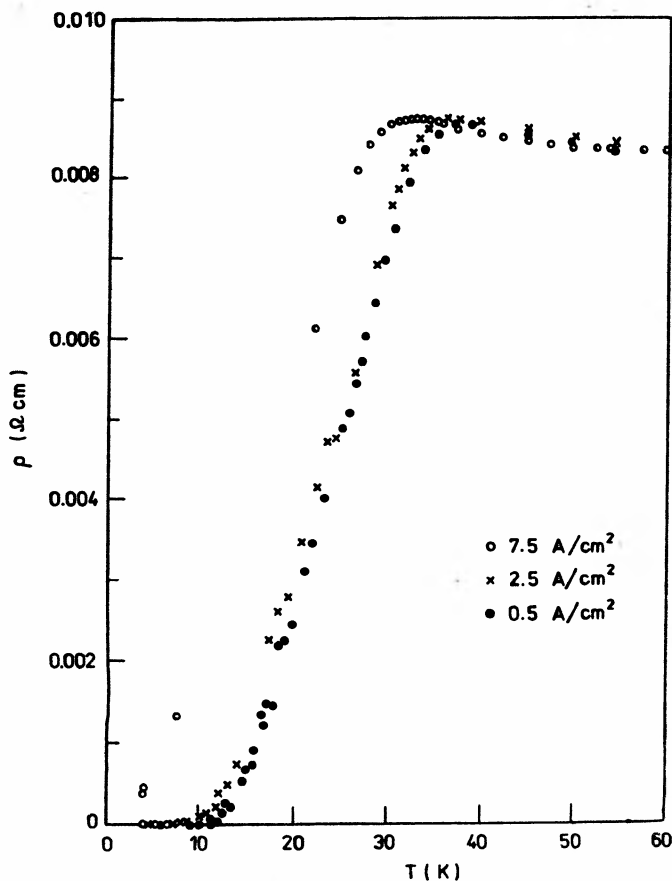
(rys. 1.4) stopniowo zmieniały się ze wzrostem koncentracji Al prowadząc najpierw do ogólnego wzrostu oporu, a dla dużych koncentracji prowadząc do zachowania półprzewodnikowego z lokalizacją nośników w niskich temperaturach. Nie wyglądało na to, że w ten sposób uzyskamy to co zamierzaliśmy i dlatego rozważaliśmy możliwość wprowadzenia wewnętrznych naprężeń w sieci LaNiO_3 , redukujących szerokość pasma. Realizowaliśmy to zamieniając jon La^{3+} mniejszym jonem Y^{3+} pozostawiając niezmiennymi węzły obsadzone przez Ni. Opór zachowywał się w ten sam co poprzednio sposób i zaczęliśmy wątpić w istnienie tego co szukamy. Czyżby ta droga okazała się ślepym zaułkiem?

Ten krytyczny stan wystąpił w 1985 r., a cały projekt przetrwał tylko dzięki temu, że hamująca nasze wysiłki baza eksperymentalna uległa poprawie. Okres dzielenia się z inną grupą aparaturą do pomiaru oporu zakończył się, gdy nasz kolega, Pierre Gueret, wyraził zgodę na moje uzasadnione prawo do używania nowouruchomionego automatycznego układu pomiarowego. W ten sposób czas pomiarów został przeniesiony z późnych godzin nocnych na normalne godziny pracy. Toni Schneider, urzędujący kierownik Zakładu Fizyki, popierał plany zmiany przestarzałego wyposażenia do analizy dyfraktometrycznej w celu uproszczenia systematycznej analizy fazowej, a my pokładaliśmy pewne nadzieje

w nowym metalu przejściowym, mianowicie w miedzi. W nowej serii związków, częściowe zastąpienie Jahn-Tellerowskiego jonu Ni^{3+} przez jon Cu^{3+} zwiększyło wartość oporu, lecz roztwór stały zachowywał metaliczny charakter aż do 4 K [1.13]. Lecz znów nie obserwowaliśmy śladów nadprzewodnictwa. Nadszedł czas refleksji i studiowania literatury.

Punkt zwrotny został osiągnięty w końcu 1985 r. Wtedy dowiedziałem się o artykule francuskich naukowców C. Michela, L. Er-Rakho i B. Raveau, którzy badali tlenek Ba-La-Cu o strukturze perowskitu wykazujący metaliczne przewodnictwo w zakresie temperatur od $-100^{\circ}C$ do $300^{\circ}C$. Grupa ta głównie interesowała się katalitycznymi własnościami w podwyższonych temperaturach zubożonych w tlen związków [1.17].

Natychmiast zszedłem do laboratorium na parterze i rozpocząłem przygotowanie szeregu roztworów stałych, gdyż zmieniając stosunek Ba/La można w sposób ciągły i precyzyjny zmieniać mieszaną wartościowość miedzi. W ciągu jednego dnia synteza była wykonana, ale pomiary musiały być odłożone z powodu informacji o wizycie naszego Dyrektora ds. Badań dra Ralpha Gomory'ego. Wizyty takie zawsze zajmują ludzi na pewien czas — choćby na przygotowanie wystąpień. Po przeżyciu tej ważnej wizyty i powrocie z wydłu-

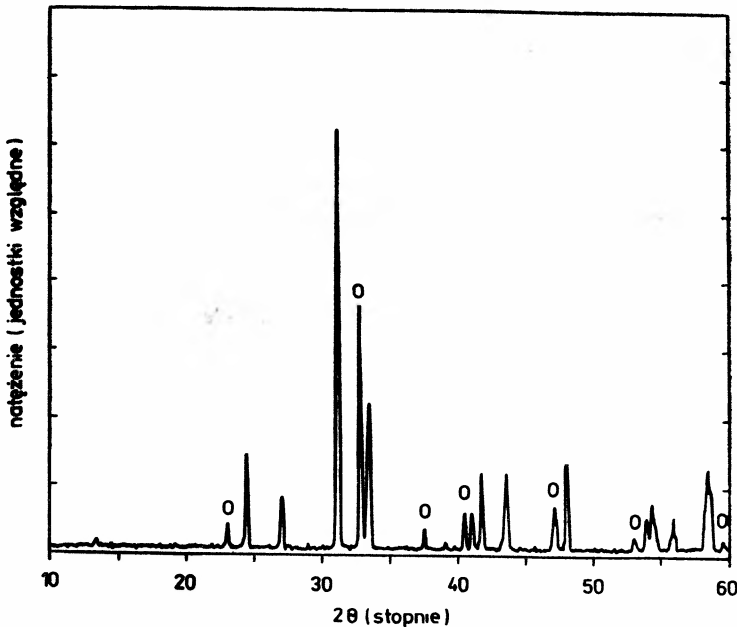


Rys. 1.5. Opór próbki z $x(Ba) = 0,75$ w niskich temperaturach dla różnych gęstości prądu. Wg [1.19], © Springer-Verlag 1986

zonych ferii w połowie stycznia 1986 r. przypomniałem sobie o tlenku Ba-La-Cu, który intuicyjnie przyciągnął moją uwagę gdy o nim czytałem. Zdecydowałem się wznowić pomiary nowego związku. Pomiary oporu metodą czterosondową nie wyglądały lepiej niż dla tuzinów próbek mierzonych wcześniej. Podczas oziębiania po początkowym, typowo metalicznym, obniżeniu się oporu nastąpił w niskich temperaturach jego wzrost, wskazujący na przejścia do stanu zlokalizowanego. Moje wewnętrzne napięcie wciąż wzrastające gdy temperatura była w granicach 30 K, powoli zmniejszało się gdy wystąpił nagły spadek oporu do 50% w 11 K. Czyżby to było pierwszym wskaźnikiem nadprzewodnictwa?

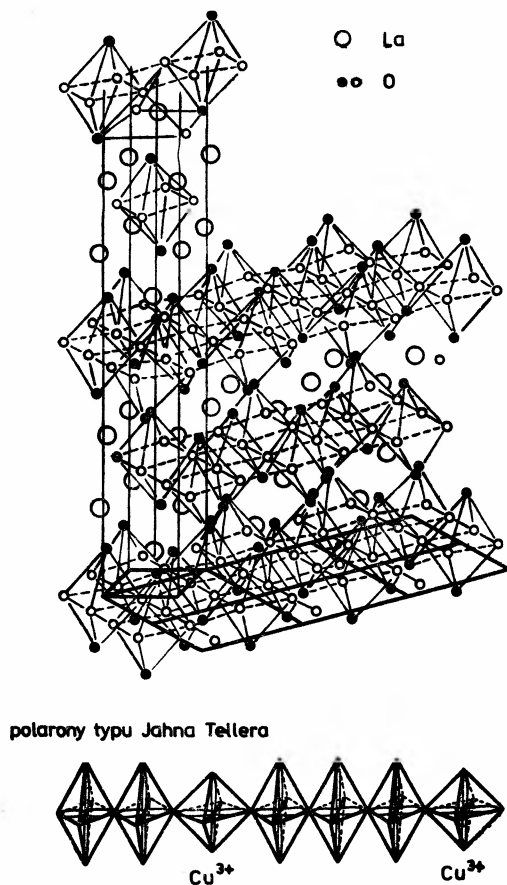
Byliśmy z Alexem rzeczywiście podekscytowani, gdyż powtórne pomiary wykazywały doskonałą powtarzalność i wykluczały błąd. Zmienialiśmy składy oraz obróbkę cieplną i po dwóch tygodniach początek spadku oporu przesunęliśmy do 35 K (rys. 1.5). Była to niezwykle wysoka temperatura w porównaniu z najwyższą T_c nadprzewodzącego Nb_3Ge .

Wiedzieliśmy o licznych doniesieniach w przeszłości o wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie, które okazywało się niepowtarzalne [1.7], i dlatego przed publikacją wyniku zadawaliśmy sobie krytyczne pytania o jego pochodzenie. Przejście typu metal-metal było mało prawdopodobne, gdyż przy wzroście natężenia prądu pomiarowego początek spadku oporu przesunął się w stronę niższych temperatur. Potwierdzało to naszą interpretację, że spadek $\rho(T)$ jest związany z pojawieniem się nadprzewodnictwa w materiale ziarnistym. Przykładem takich układów są polikrystaliczne cienkie warstwy $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ [1.18] mające granice ziaren lub różne krystalograficzne fazy z przenikającymi się ziarnami jak w tlenkach Li-Ti [1.7]. Rzeczywiście, dyfraktogramy naszych próbek wskazywały na obecność przynajmniej dwóch różnych faz (rys. 1.6). Choć rozpoczęliśmy produkcję



Rys. 1.6. Dyfraktogram rentgenowski próbki dwufazowej z Ba : La = 0,08. Druga faza występująca razem z fazą typu K_2NiF_4 jest zaznaczona pustymi kółkami. Wg [1.20] © 1987 Pergamon Journals Ltd.

materiału o tym samym stosunku kationów, co grupa francuska, mokra reakcja chemiczna nie doprowadziła do tego samego wyniku. Okazało się to łutem szczęścia, gdyż związek, który chcieliśmy otrzymać nie był nadprzewodzący. Dominująca faza miała warstwową strukturę typu K_2NiF_4 podobną do perowskitu — jak widać z rys. 1.7. Linie dyfrakcyjne



Rys. 1.7. Struktura rombowego La_2CuO_4 . Duże puste kółka oznaczają atomy lantanu, małe puste i pełne — atomy tlenu. Atomy miedzi (nie uwidocznione) są w środkach ośmiościanów tlenowych. [1.29], © 1987 the American Association for the Advancement of Science. Dolna część pokazuje w sposób schematyczny jak podstawienie trójwartościowego La przez dwuwartościowy pierwiastek alkaliczny prowadzi w łańcuchu do symetrycznych zmian wielościanów tlenowych w obecności Cu^{3+}

drugiej fazy przypominają ubogi w tlen perowskit z trójwymiarową siecią połączonych ośmiościanów. W obu strukturach La jest częściowo zamieniony przez Ba, jak dowiedzieliśmy się z mikroanalizy elektronowej, którą grzecznościowo przeprowadził dla nas Jürg Sommerauer z ETH w Zurychu. Jednakże pozostawało wciąż pytanie: „w jakim związku mieszana wartościowość miedzi prowadzi do przejścia nadprzewodzącego?”

Nie potrafiliśmy jednoznacznie odpowiedzieć na to pytanie, lecz tak wysoko ceniliśmy znaczenie naszego odkrycia, że postanowiliśmy opublikować te wyniki i to mimo niemoż-

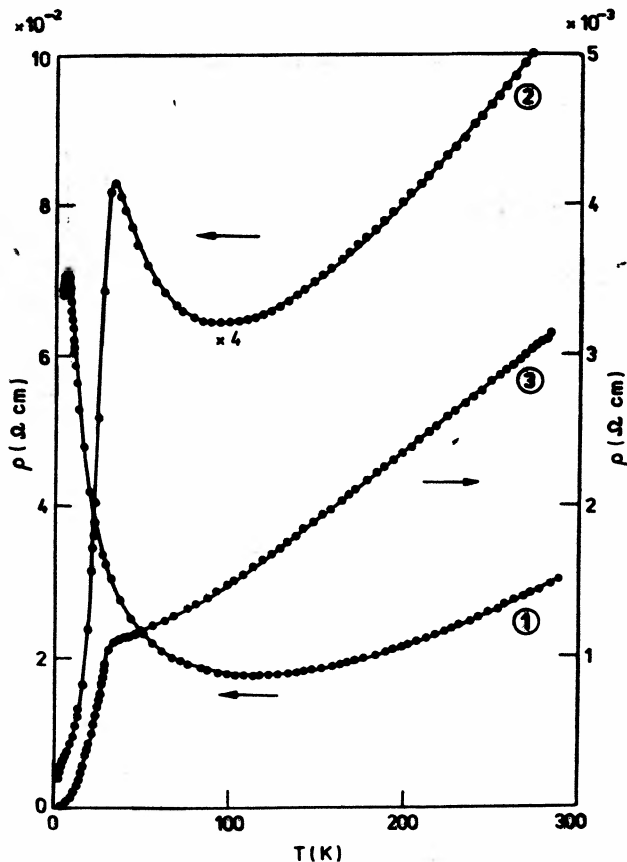
ności wykonania pomiarów magnetycznych i wykazania obecności efektu Meissnera-Ochsenfelda. I tak pracę ostrożnie zatytułowaliśmy *Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System* [1.9]. Zwróciliśmy się do Erica Courtensa, mojego ówczesnego kierownika, który już w końcu 1985 r. usilnie popierał nasze prośby o kupno magnetometru, jednocześnie członka kolegium redakcyjnego w *Zeitschrift für Physik* z prośbą o przyjęcie i opublikowanie pracy. Pomoc w tym zakresie uzyskaliśmy, choć nie obyło się to bez delikatnych perswazji z naszej strony!

Wtedy zdecydowaliśmy się zaproponować udział w projekcie Masaaki Takashige. Dr Takashige, naukowiec z Japonii, przybył do naszego Laboratorium w lutym 1986 na okres jednego roku. Został on dołączony do grupy Alexa, a ja pomagałem mu w badaniach tlenków amorficznych. Ponieważ przebywał w moim pokoju i dyskutowaliśmy wyniki, znałem jego reakcje i widziałem jak pełne sceptycyzmu uwagi przemieniały się w poparcie z przekonaniem. Znaleźliśmy pierwszego towarzysza.



Rys. 1.8. Charakterystyczny fragment dyfraktogramu pokazujący przejście fazowe od struktury rombowej do tetragonalnej podczas zwiększania stosunku Ba : La. Oś koncentracji nie w skali. [1.20] © Pergamon Journals Ltd.

Następnie oczekując na magnetometr, próbowaliśmy zidentyfikować fazę nadprzewodzącą zmieniając systematycznie skład i mierząc parametry sieci i własności elektryczne. Znaleźliśmy poważne argumenty za tym, że fazą nadprzewodzącą w naszych próbkach był La_2CuO_4 z domieszką Ba. Wzrost ilości Ba w czystej sieci o dystorsji rombowej pro-

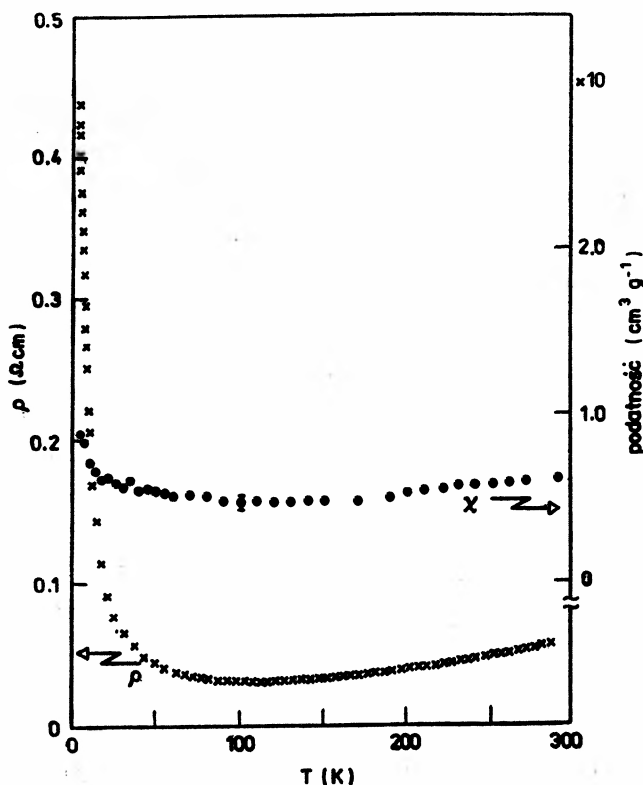


Rys. 1.9. Zależność oporu od temperatury dla próbek $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ o trzech różnych wartościach stosunku Ba : La. Krzywe 1, 2 i 3 odpowiadają względnej koncentracji Ba 0,03 0,06 i 0,07 Wg [1.20], © 1987 Pergamon Journals Ltd.

wadził do ciągłej zmiany symetrii sieci w kierunku struktury tetragonalnej [1.20], (rys. 1.8). Najwyższe wartości T_c otrzymano dla koncentracji Ba w pobliżu tego przejścia (rys. 1.9), natomiast wtedy gdy dominowała faza perowskitu przejście nie występowało i próbki wykazywały co najwyżej własności metaliczne.

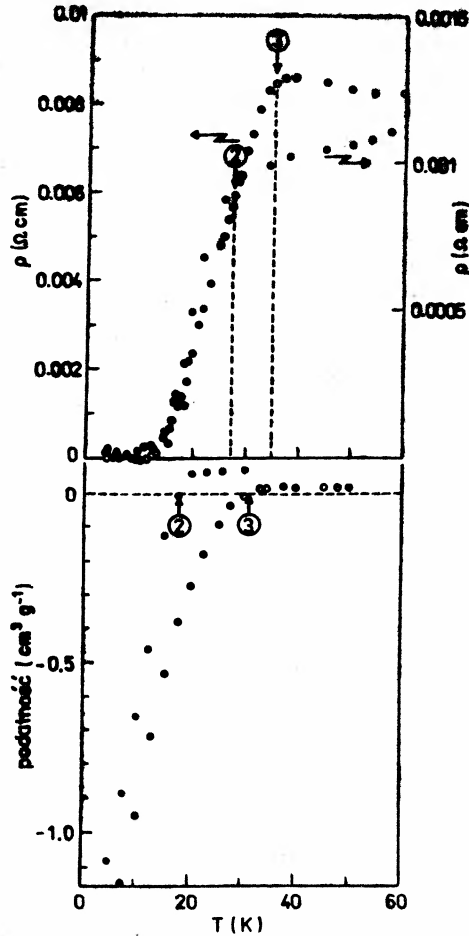
Wreszcie we wrześniu 1986 r. magnetometr został zainstalowany i byliśmy gotowi rozpocząć pomiary. Aby upewnić się o poprawności pomiarów na nowym urządzeniu, zdecydowaliśmy z Masaaki zdobyć doświadczenie wykonując najpierw pomiary dla znanych nadprzewodników jak ołów, a nie dla naszych próbek. Próbkę tlenków Ba—La—Ca,

które mierzyliśmy jako pierwsze miały małą zawartość Ba i metaliczne zachowanie obserwowano do 100 K, natomiast w niższych temperaturach pojawiała się lokalizacja nośników. Zgodnie z tym podatność magnetyczna wykazywała zachowanie typu Pauliego z dodatnimi niezależnymi od temperatury wartościami oraz przebieg typu Curie-Weissa w niskich temperaturach, jak widać na rys. 1.10. Co ważniejsze, dla próbek ze spadkiem oporu



Rys. 1.10. Zależność od temperatury oporu (x) i podatności (o) dla próbki 1. Z [1.23], © 1987 Les Editions de Physique

przejście od para- do diamagnetyzmu występowało w trochę niższych temperaturach (rys. 1.11) wskazując na obecność nadprzewodzących prądów ekranujących. Zgodnie z teoriami [1.21, 1.22] opisującymi własności nadprzewodników ziarnistych przejście diamagnetyczne występowało poniżej przypuszczalnej najwyższej wartości T_c w próbkach. Dowód na istnienie nadprzewodnictwa został więc przeprowadzony, stwierdzono występowanie efektu Meissnera-Ochsenfelda. Z pomiarów oporności, podatności i analizy dyfraktometrycznej stało się możliwe jednoznaczne zidentyfikowanie związku nadprzewodzącego. Okazał się nim La_2CuO_4 domieszkowany Ba.



Rys. 1.11. Niskotemperaturowa oporność i podatność (La-Ba)-Cu-O próbki 2 (●) i 3 (○) [1.23]. Strzałki oznaczają początek przejścia oporowego oraz przejście paramagnetyk-diamagnetyk. © Les Editions de Physique 1987

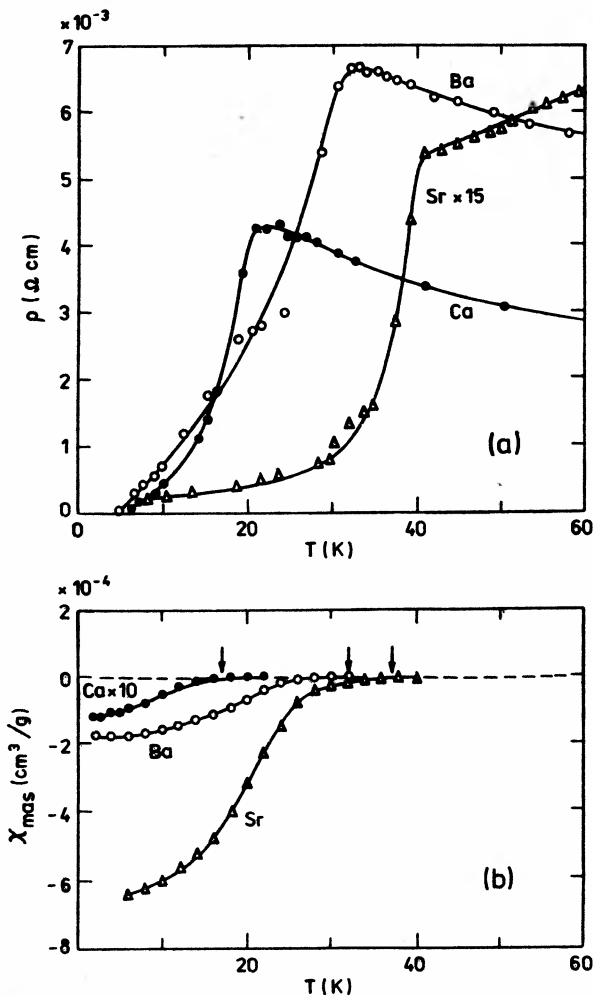
Pierwsze reakcje i potwierdzenia

Liczba grup wzrastała. Richard Greene z naszego Ośrodka Badawczego w Yorktown Heights dowiedział się o naszych wynikach i bardzo się nimi zainteresował. Miał on na swoim koncie istotne osiągnięcia w dziedzinie nadprzewodników organicznych i chciał współpracować w pomiarach ciepła właściwego na naszych próbkach. Rozpoczęliśmy wymianę informacji przekazując telefaxem najnowsze wyniki i przysyłając próbki. Po ukazaniu się naszej pierwszej publikacji pospiesznie przygotowaliśmy do druku wyniki z pomiarów podatności.

Dzień, w którym zrobiliśmy ostatnie poprawki w publikacji okazał się jednym z najbardziej znaczących dla naszego Laboratorium. Siedzieliśmy z Alexem i Masaaki, gdy ogłoszono przez radiowęzeł, że Nagrodę Nobla z fizyki za 1986 rok przyznano naszym kole-

gom Gerdowi Binnigowi i Heinrichowi Rohrerowi. Mimo że wszystko było przygotowane do wysłania [1.23], na resztę dnia zapomnieliśmy o naszej pracy i świętowaliśmy razem z całym Laboratorium. Następnego dnia powróciliśmy do rzeczywistości, a ja wyprodukowałem szereg próbek dla Richarda Greena, które Praveen Chaudhari, dyrektor Oddziału Fizyki w Yorktown Heights zabrał ze sobą jeszcze tego samego dnia.

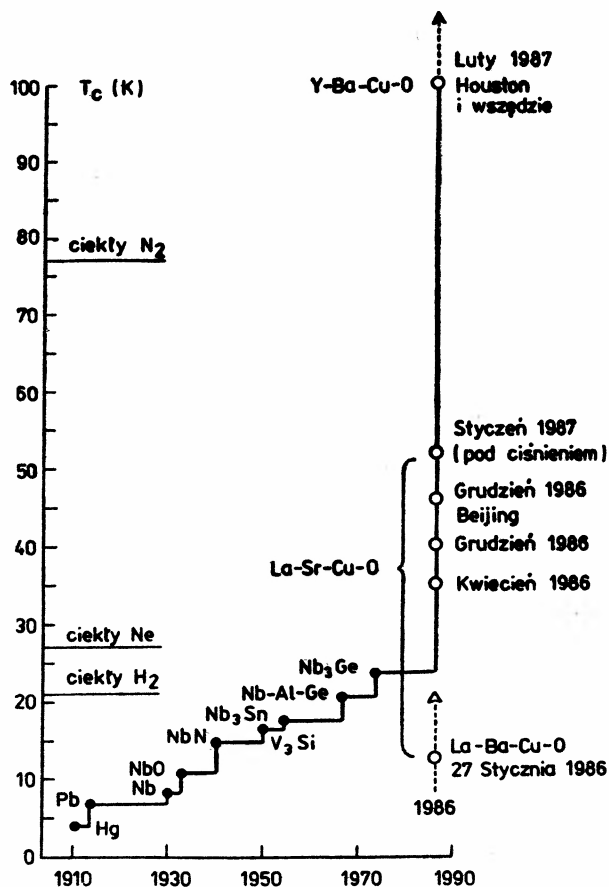
W listopadzie otrzymaliśmy list od prof. W. Buckela, któremu Alex wysłał preprint z wynikami pomiarów magnetycznych. Gratulacje zawarte w nim były dla nas zachętą, gdyż już zaczęliśmy odczuwać trudności okresu przed pełną akceptacją naszych wyników.



Rys. 1.12. (a) Opór w funkcji temperatury dla różnych domieszek Ca (●), Sr (Δ) i Ba (○) w ilości względem La odpowiednio 0,2/1,8, 0,2/1,8 i 0,15/1,85. Skala krzywej dla strontu jest w pionie powiększona piętnastokrotnie. (b) Podatność magnetyczna tych próbek. Masa całkowita próbek domieszkowanych Ca (●), Sr(Δ), Ba (○) wynosi 0,14, 0,21 i 0,13 g. Skala krzywej dla Ca jest powiększona dziesięciokrotnie. Strzałki oznaczają temperatury początków przejść. [1.25], © the American Association for the Advancement of Science

I rzeczywiście Alex i ja wygłaszaliśmy wiele wykładów na temat odkrycia i chociaż efekt Meissnera powinien przekonać ludzi, audytoria pozostawały sceptyczne. Lecz okres ten był bardzo krótki.

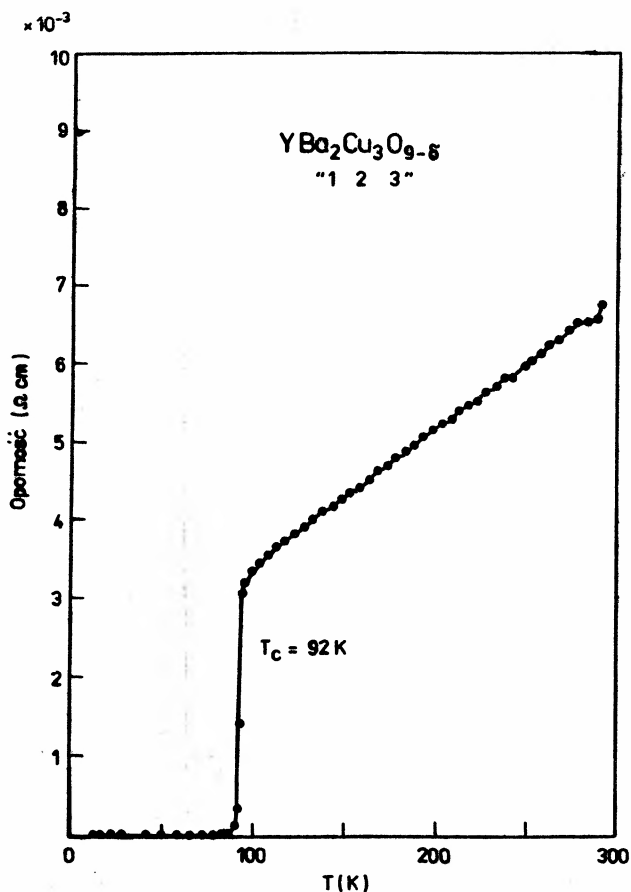
Dalsze badania magnetycznych charakterystyk nadprzewodzących próbek wykazywały interesujące własności podobne do własności szkieł spinowych [1.2]. Badaliśmy później intensywnie zależność magnetyzacji od pola i od czasu, zanim wreszcie zdaliśmy sobie sprawę z oczywistego pomysłu, aby zastąpić jony La także innymi pierwiastkami alkalicznymi jak Sr i Ca. W szczególności Sr^{2+} ma ten sam promień jonowy co La^{3+} . Rozpoczęliśmy doświadczenia z nowymi materiałami, przy czym w próbkach ze strontem T_c osiągała wartość 40 K i więcej, a diamagnetyzm też był silniejszy (rys. 1.12a i b) [1.25]. W tymże czasie dowiedzieliśmy się z *Asahi-Shinbun (International Satellite Edition, 28 listopada 1986)*, że grupa prof. Tanaki na Uniwersytecie Tokijskim powtórzyła nasze doświadczenia i potwierdziła wyniki [1.26]. Zrobiło nam się lżej, tym bardziej że otrzymaliśmy list od prof. C. W. Chu z Uniwersytetu w Houston, który także był przekonany, że w Ba-Ca-Cu-O



Rys. 1.13. Zmiany temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa od odkrycia zjawiska. Wg [1.29],
© the American Association for the Advancement of Science

nadprzewodnictwo występowało w temperaturze 35 K [1.27]. Koledzy, którzy wcześniej nie zwracali uwagi na naszą pracę zostali zaalarmowani. Profesor Chu uzyskał pod ciśnieniem wzrost temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa z 35 K do prawie 50 K [1.27].

Modyfikacja oryginalnych tlenków polegająca na wprowadzeniu mniejszego jonu Y^{3+} w miejsce większego La^{3+} zaowocowała gigantycznym skokiem T_c do 92 K w wielofazowych próbkach [1.28], (rys. 1.13). W zapierającym dech w piersiach tempie, dziesiątki



Rys. 1.14. Opór jednofazowej próbki $YBa_2Cu_3O_7$ w zależności od temperatury

grup powtórzyło te eksperymenty i po kilku dniach nadprzewodzący związek został wyizolowany i zidentyfikowany. Przejście oporowe w związku $YBa_2Cu_3O_7$ kończyło się w 92 K (rys. 1.14), a dodatkowe wrażenie sprawiało to, że efekt Meissnera mógł być demonstrowany bez trudności z użyciem ciekłego azotu. W ciągu kilku miesięcy nadprzewodnictwo doznało niezwykłego ożywienia z gwałtownym wzrostem T_c , którego kresu nikt nie może przewidzieć.

Wstępne doniesienie o odkryciu ukazało się w *Science* w wydaniu z 4 września 1987 poświęconym nauce w Europie [1.19].

CZĘŚĆ 2. WŁASNOŚCI NOWYCH NADPRZEWODNIKÓW

W drugiej części opisujemy własności nowych warstwowych nadprzewodników. Od ich odkrycia krótko przedstawionego w części pierwszej, obserwuje się istną lawinę prac; tak więc omówienie ich wszystkich wykracza poza ramy tego Wykładu. Zbliżająca się konferencja międzynarodowa w Interlaken w Szwajcarii w lutym 1988, pod przewodnictwem jednego z nas, wypełni to zadanie. Dlatego tylko wybrane eksperymenty omówiono w Sztokholmie: te, o których w tym czasie sądzono, że są istotne dla zrozumienia nadprzewodnictwa w warstwowych tlenkach miedzi. W niektórych mieli swój udział laureaci, w innych nie. Ze względu na olbrzymie zainteresowanie problemem jest bardzo prawdopodobne, że pierwszeństwo należy do innych równoważnych a nieznanych nam prac. Gdyby tak było w rzeczywistości, przepraszamy proponując jednocześnie aby poniższy tekst odczytywać jako notatki z wygłoszonego wykładu włączając w to pokazywane foliogramy.

Jednym z pierwszych pytań, po potwierdzeniu istnienia nowych nadprzewodników wysokotemperaturowych, było: „jakiego typu jest to nadprzewodnictwo?” Czy znów występuje tworzenie par Coopera [2.1] czy nie? Na to pytanie odpowiedź jest twierdząca. Najwcześniejszy, spośród nam znanych, eksperyment wykonano we współpracy Sacley-Orsay. Estève i in. [2.2] zmierzili charakterystyki I—V spiekanej ceramiki $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ za pomocą nienadprzewodzących kontaktów Pt-Rh, Cu i Ag. Zaobserwowali oni słabe złącza związane z wnętrzem nadprzewodnika. Do problemu tego jeszcze powrócimy. Stosując mikrofałe o $\nu = 9,4$ GHz zaobserwowali pojawienie się stopni Shapiro [2.3] w odstępach $V_s = 19 \mu\text{V}$. Ze znanego wzoru Josephsona [2.4]

$$V_s = hv/q, \quad (2.1)$$

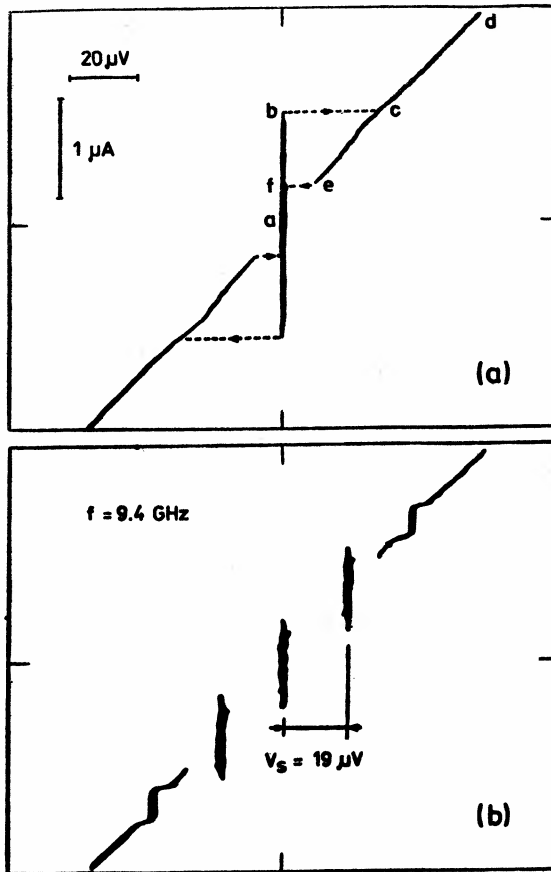
otrzymali $q = 2e$, czyli obecność par cooperowskich. Rysunek 2,1 ilustruje te stopnie.

Z równań Londona wynika, że strumień przez pierścień jest skwantowany [2.5]

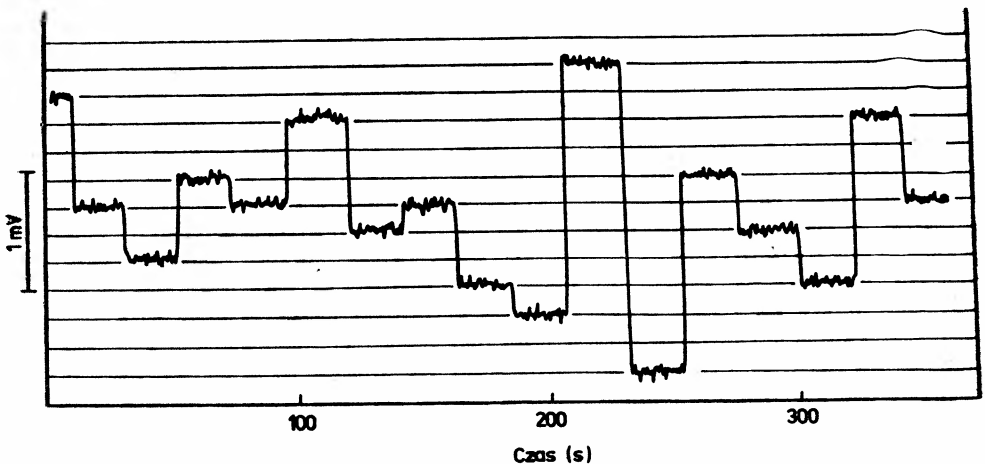
$$\phi = n\phi_0, \quad \phi_0 = hc/q. \quad (2.2)$$

Najbardziej przejrzysty eksperyment, właściwie powtórzenie klasycznego doświadczenia z 1961 r., wykonał w Birmingham w Anglii C. E. Gough ze współpracownikami [2.6]. Na wyjściu SQUID-a na częstotści radiowej obserwowali oni zmiany sygnału odpowiadające zmianom strumienia magnetycznego przez pierścień wykonany z $\text{Y}_{1,2}\text{Ba}_{0,8}\text{CuO}_4$ o niewielką całkowitą wielokrotność kwantu strumienia ϕ_0 , rys. 2.2. Jest to wyraźne potwierdzenie, że $q = 2e$.

Znajomość rodzaju nośników jest istotna dla zrozumienia mechanizmu nadprzewodnictwa. W słabo domieszkowanym jonami Ba^{2+} , Sr^{2+} lub Ca^{2+} , La_2CuO_4 obserwowano, we wczesnych pomiarach [1.23], lokalizację. Wskazywało to, że jony dwuwartościowe podstawiają się w miejsce trójwartościowego La^{3+} . Zatem z warunku neutralności wynika, że nośnikami powinny być dziury. Następne pomiary efektu Halla i siły termoelektrycznej potwierdziły to przypuszczenie [2.7]. Sądzono, że dziury są zlokalizowane na jonach Cu. Ponieważ miedź jest dwuwartościowa w stechiometrycznym izolatorze La_2CuO_4 , domieszkowanie powinno prowadzić do wytworzenia jonów Cu^{3+} . Zatem powinien wystąpić stan mieszany $\text{Cu}^{2+}/\text{Cu}^{3+}$. Z tych samych powodów stan mieszanej wartościowości powinien także wystąpić w $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0,1$). Pierwsze widma foto-

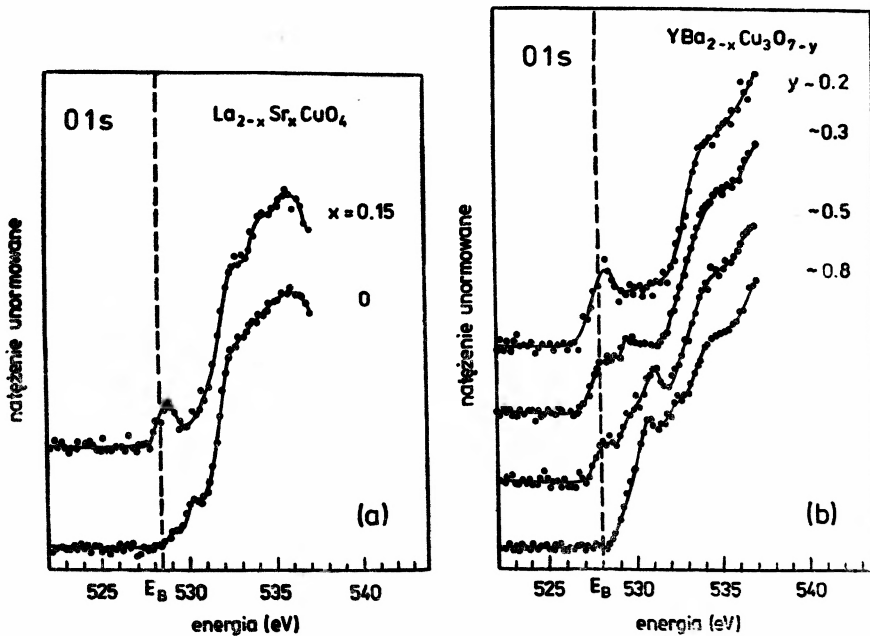


Rys. 2.1. (a) Obraz oscyloskopowy charakterystyki prądowo-napięciowej otrzymanej w 4,2 K z aluminiowym ostrzem na próbce $\text{La}_{1,88}\text{Sr}_{0,12}\text{CuO}_4$. Litery *a* do *f* oznaczają wzmocnienie. Linie przerywane dodano dla zaznaczenia przełączania pomiędzy dwoma gałęziami. (b) Stopnie powstające pod wpływem naświetlenia mikrofalami o częstotliwości $f = 9,4$ GHz. Inne warunki doświadczalne takie same jak w (a). Wg [2.2], © Les Editions de Physique 1987



Rys. 2.2. Sygnał na wyjściu magnetometru SQUID-owego pracującego na częstotściach radiowych wskazujący, że niewielka całkowita liczba kwantów strumienia wchodzi lub wychodzi z pierścienia. Przedruk z [2.6], © 1987 Macmillan Magazines Ltd.

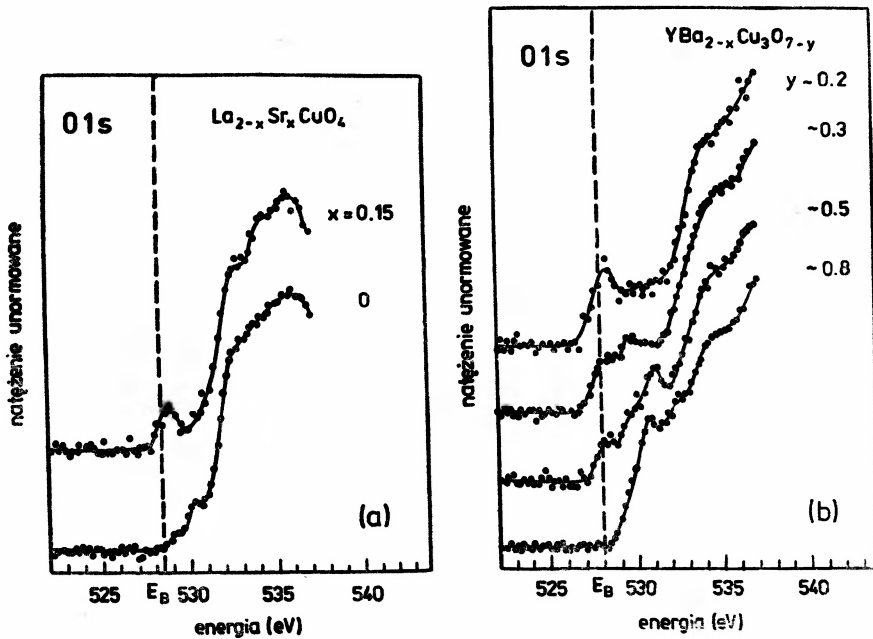
elektryczne stanów rdzenia (XPS, UPS) otrzymane przez Fujimori i in. [2.8] oraz Bianco i in. [2.9] dla $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_{4-y}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.7}$ nie wykazały obecności stanu końcowego $2p\ 3d^8$ związanego ze stanem $3d^8\ Cu^{3+}$ (podkreślenie oznacza dziurę). Wzbudzenie było zgodne z tworzeniem się dziury w powstałym ze stanów tlenowych paśmie \underline{L} , tzn. z konfiguracją $3d^9\underline{L}$ dla formalnego stanu Cu^{3+} . Absorbpcję rentgenowską w pobliżu krawędzi interpretowano w ten sam sposób porównując z innymi znanymi związkami miedzi. W tym samym kierunku szły badania grupy Petroff [2.10] widm emisyjnych, gdyż progi wzbudzeń zgadzały się z obecnością dziury w zhybrydizowanym paśmie Cu-O. Obie grupy wnioskowały ze swoich danych o silnych efektach korelacyjnych dla nośników walencyjnych. Jednakże wyniki te były kwestionowane przez inne grupy zajmujące się tymi zagadnieniami częściowo dlatego, że widma wymagały interpretacji linii atomów Cu. Pięknym bezpośrednim potwierdzeniem obecności dziur na poziomach p tlenu, podobnych do \underline{L} , był eksperyment wykonany przez Nückerera i in. [2.11]. Autorzy ci badali wzbudzenia elektronów stanów $1s$ rdzenia tlenu do pustych stanów $2p$ tlenu przy energii 528 eV. Eksperyment ten jest ściśle związany z tlenem. Jeżeli nie ma dziur na poziomie p tlenu, nie będzie absorpcji. Rysunek 2.3 pokazuje ich dane dla $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ oraz $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Wyka-



Rys. 2.3. Krawędź absorpcji stanu $1s$ tlenu w (a) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ i (b) $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ z pomiarów spektroskopowych (*energy-loss spectroscopy*). Energię wiązania poziomu $1s$ tlenu, określoną z pomiarów fotoemisyjnych (promienie X), pokazano linią przerywaną. Przy interpretacji tych widm poprzez gęstość stanów mieszanych linia ta odpowiadałaby energii Fermiego. Z [2.11], © The American Physical Society

ziano, że dla $x = 0$ i $\delta = 0,5$ brak jest dziur na poziomie p tlenu i dlatego nie obserwuje się absorpcji, natomiast przy wzroście x lub zmniejszeniu δ , w obu związkach wykrywa się pewną gęstość dziur $2p$ na poziomie Fermiego.

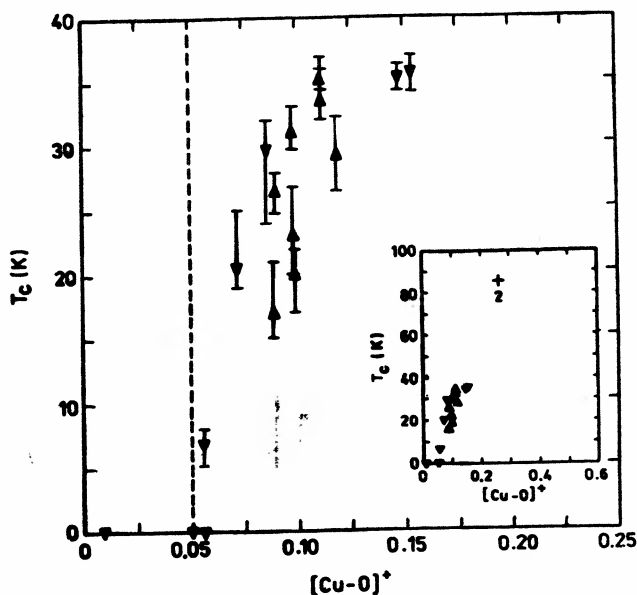
elektryczne stanów rdzenia (XPS, UPS) otrzymane przez Fujimori i in. [2.8] oraz Bianco-
 niego i in. [2.9] dla $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_{4-y}$ i $YBa_2Cu_3O_{6,7}$ nie wykazały obecności stanu końco-
 wego $2p\ 3d^8$ związanego ze stanem $3d^8\ Cu^{3+}$ (podkreślenie oznacza dziurę). Wzbudzenie
 było zgodne z tworzeniem się dziury w powstałym ze stanów tlenowych paśmie \underline{L} , tzn.
 z konfiguracją $3d^9\underline{L}$ dla formalnego stanu Cu^{3+} . Absorbpcję rentgenowską w pobliżu
 krawędzi interpretowano w ten sam sposób porównując z innymi znanymi związkami
 miedzi. W tym samym kierunku szły badania grupy Petroff [2.10] widm emisyjnych,
 gdyż progi wzbudzeń zgadzały się z obecnością dziury w zhybrydyzowanym paśmie Cu-O.
 Obie grupy wnioskowały ze swoich danych o silnych efektach korelacyjnych dla nośników
 walencyjnych. Jednakże wyniki te były kwestionowane przez inne grupy zajmujące się tymi
 zagadnieniami częściowo dlatego, że widma wymagały interpretacji linii atomów Cu.
 Pięknym bezpośrednim potwierdzeniem obecności dziur na poziomach p tlenu, podobnych
 do \underline{L} , był eksperyment wykonany przez Nückerera i in. [2.11]. Autorzy ci badali wzbudzenia
 elektronów stanów $1s$ rdzenia tlenu do pustych stanów $2p$ tlenu przy energii 528 eV. Ekspe-
 ryment ten jest ściśle związany z tlenem. Jeżeli nie ma dziur na poziomie p tlenu, nie będzie
 absorpcji. Rysunek 2.3 pokazuje ich dane dla $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ oraz $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Wyka-



Rys. 2.3. Krawędź absorpcji stanu $1s$ tlenu w (a) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ i (b) $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ z pomiarów spektrosko-
 powych (*energy-loss spectroscopy*). Energię wiązania poziomu $1s$ tlenu, określoną z pomiarów fotoemi-
 syjnych (promienie X), pokazano linią przerywaną. Przy interpretacji tych widm poprzez gęstość stanów
 mieszanych linia ta odpowiadałaby energii Fermiego. Z [2.11], © The American Physical Society

zono, że dla $x = 0$ i $\delta = 0,5$ brak jest dziur na poziomie p tlenu i dlatego nie obserwuje
 się absorpcji, natomiast przy wzroście x lub zmniejszeniu δ , w obu związkach wykrywa się
 pewną gęstość dziur $2p$ na poziomie Fermiego.

Dość interesująca jest także zależność temperatury przejścia od koncentracji dziur. Dalej niedomiar elektronów oznaczamy symbolem $[\text{Cu-O}]^+$ jako kompleks nadtlenowy, w którym prawdopodobieństwo dziury w stanie $3d^9 2p$ dyskutowanym powyżej wynosi 70% oraz 30% w stanie $3d^8$, co wynika z nowszych badań XPS [2.12]. Trudno jest analizować dane hallowskie ze względu na znane efekty kompensacyjne towarzyszące przewodnictwu dwupasmowemu, które zapewne występuje w tych związkach. Dlatego M. W. Shafer, T. Penney i B. L. Olson [2.13] określili koncentrację [nośników] w związku $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ metodą mokrą zgodnie z reakcją $[\text{Cu-O}]^+ + \text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{2+} + \text{Fe}^{3+} + \text{O}^{2-}$. Rysunek 2.4 pokazuje wykres T_c w funkcji stężenia $[\text{Cu-O}]^+$. Występuje maximum T_c dla

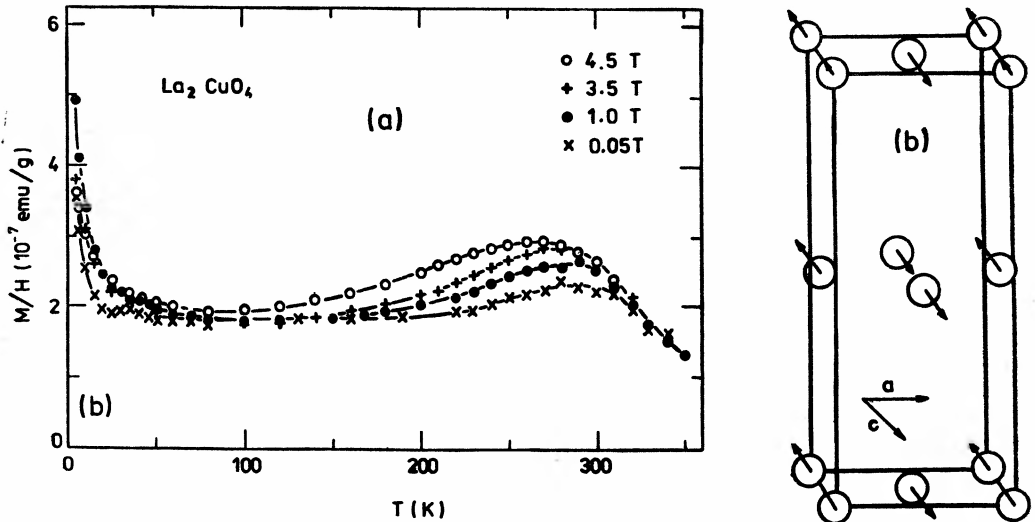


Rys. 2.4. T_c w funkcji koncentracji dziur $[\text{Cu-O}]^+$ obliczanej względem liczby atomów miedzi. Trójkąty z podstawą u góry odpowiadają składom z $x < 0,15$, u dołu $x > 0,15$. Wstawka pokazuje te same dane plus punkty dla $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$ oraz $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Omówienie w tekście. Z [2.13], © The American Physical Society

stężenia 15% względem miedzi, widać także wyraźny próg w okolicy 5%. Z badań tych wynika, że La_2CuO_4 może zawierać maksymalnie 15–16% dziur. Dla wyższych stężeń powstają luki tlenowe. Zależność T_c od $[\text{Cu-O}]^+$ otrzymano także dla $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Wstawka na rys. 2.4 pokazuje wyniki przy założeniu, że dwie warstwy w związku „123” są aktywne dla $\delta \approx 0,1$ i $\delta \approx 0,3$, tzn. z T_c równym 92 K i 55 K [2.14]. To ostatnie przejście, najpierw dyskutowane przez Tarascon i współpracowników, zostało dobrze udokumentowane w zubożonym w tlen związku itru w eksperymencie utleniania plazmowego w temperaturach bliskich pokojowej [2.14].

Związek $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$, mając prostszą strukturę, pozwala na łatwiejsze testowanie modeli. Szczególnie interesujące są jego własności magnetyczne poniżej progowego stę-

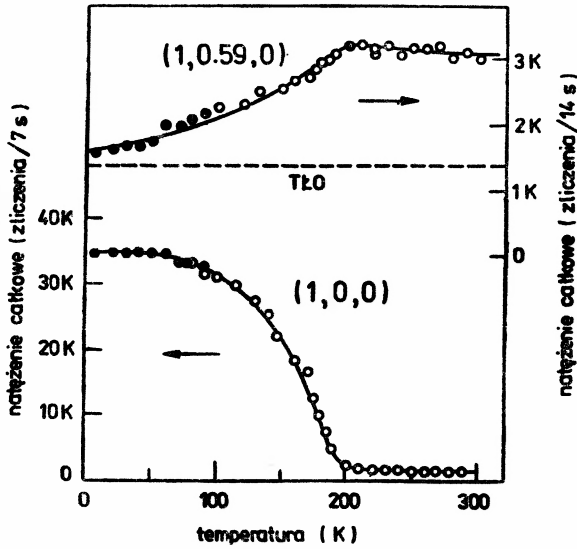
zenia dziur, $x = 0,05$. Dla $x = 0$, podatność $\chi(T) = M(T)/H$ ma maksimum w niskich polach $H = 0,05$ Tesla poniżej 300 K. Jak widać z rys. 2.5 a, maksimum zwiększa wysokość i przesuwa się w stronę niższych temperatur dla pól wzrastających do $4,5$ T [2.15]. Zachowanie to wskazuje na obecność fal gęstości spinowej lub fluktuacji antyferromagnetycznych. I rzeczywiście, eksperymenty Vaknina i innych [2.16] dyfrakcji neutronów



Rys. 2.5. (a) Zależność od temperatury podatności magnetycznej $\chi = M/H$ w La_2CuO_4 w różnych polach H . Z [2.15], © 1987 Pergamon Journals Ltd. (b) Struktura spinowa antyferromagnetycznego $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$. Dla przejrzystości pokazano tylko atomy miedzi w rombowej komórce elementarnej, [2.6], © The American Physical Society

wykazały trójwymiarowe (3D) uporządkowanie antyferromagnetyczne w temperaturach do 240 K w zależności od ilości tlenu (tzn. od stężenia dziur). Strukturę pokazano na rys. 2.5(b). Rozpraszanie neutronów na monokryształach wykazało nowe dwuwymiarowe (2D) korelacje antyferromagnetyczne zarówno powyżej jak i poniżej temperatury Néela T_N uporządkowania trójwymiarowego jak pokazuje rysunek 2.6. To chwilowe (nie uśrednione po czasie) uporządkowanie obserwowano nawet powyżej temperatury pokojowej [2.17]. Istnienie antyferromagnetyzmu (AF) potwierdza modele, w których dziury prowadzą bądź do lokalizacji, bądź do parowania w granicy silnego sprzężenia jak zaproponował Emery [2.18] i inni [2.19]. Stan rezonującego walencyjnego wiązania [2.20] jest także związany ze stanem AF.

Przewodze oddziaływań magnetycznych wśród przyczyn występowania wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa powinien towarzyszyć brak efektu izotopowego. A to z powodu, że efekt ten występuje wtedy gdy parowanie cooperowskie elektronów jest powodowane oddziaływaniem z fononami, co niewątpliwie zachodzi w większości dotychczas znanych nadprzewodników. Podstawienie ^{16}O przez ^{18}O w związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wykonane w AT&T nie spowodowało zmiany T_C [2.21]. Jednakże, doświadczenia z podstawieniem izotopów w $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$, wykonane wkrótce, potem wykazały efekt izotopowy



Rys. 2.6. Natężenie całkowite antyferromagnetycznego wierzchołka Bragga (100) 3-D i krawędź (1,0,59, 0) 2-D kwantowej cieczy spinowej. Symbole pełne i puste odpowiadają oddzielnym doświadczeniom. Z [2.17], © 1987 The American Physical Society

z parametrem β w granicach $0,14 < \beta < 0,35$ [2.22] w porównaniu z pełnym efektem o wartości $\beta = 1/2$ wynikającej z formuły BCS [1.10]

$$T_C = 1,13 \theta_D \exp(-1/N(E)V^*), \quad (2.3)$$

gdzie temperatura Debye'a $\theta_D \sim 1/M^{1/2}$ masy zredukowanej. W związku lantanowym, drgania tlenu z pewnością występują. Jako że jest mało prawdopodobne aby mechanizm w związku „123” był istotnie różny, ruch tlenu powinien być także tam obecny. Brak efektu izotopowego nie wyklucza obecności fononowego mechanizmu, który powinien być obecny także wtedy gdyby polarony typu Jahn-Tellera brały udział w zjawisku. I rzeczywiście, następane bardziej subtelne doświadczenia wykazały słaby efekt izotopowy w $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ze zmianą $\Delta T_C \simeq 0,3$ do $0,5$ K [2.23]. Stąd wydaje się prawdziwe przypuszczenie, że więcej niż jedno oddziaływanie jest obecne i prowadzi do wysokich temperatur przejścia; efekty dwuwymiarowe z pewnością są także istotne.

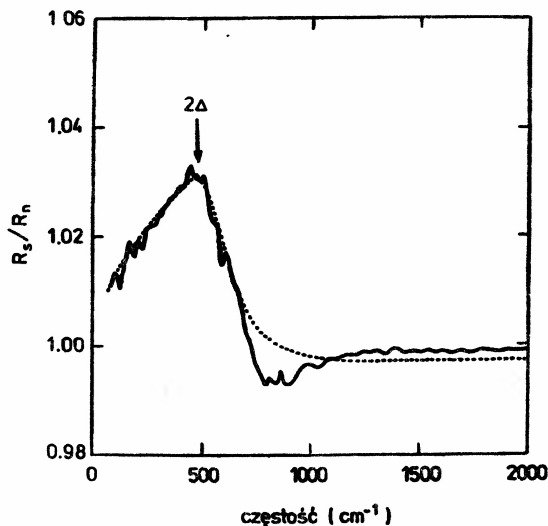
Wspomniane wcześniej badania fotoemisyjne i rentgenowskie wskazały na silne efekty korelacyjne. Po stwierdzeniu parowania cooperowskiego było interesującym określenie czy nadprzewodniki te są układami z silnym czy słabym sprzężeniem. W tym ostatnim przypadku stosunek przerwy energetycznej 2Δ do kT_C [1.10] wynosi

$$\frac{2\Delta}{kT_C} = 3,52, \quad (2.4)$$

podczas gdy w poprzednim jest większy.

Eksperymenty tunelowe były szeroko stosowane do określenia przerwy w nadprzewodnikach klasycznych. Jednakże bardzo mała długość koherencji daje zaniżone wartości 2Δ , co będzie przedmiotem późniejszej dyskusji.

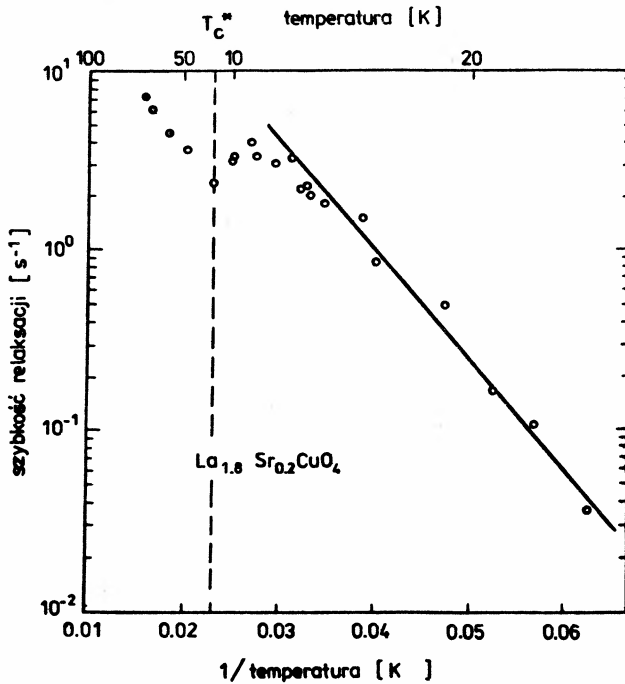
Dość wcześnie przeprowadzono pomiary transmisji i odbicia w podczerwieni. Od momentu otrzymania monokryształów $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, wyniki w podczerwieni uzyskane dla próbek proszkowych są mniej istotne, lecz są cytowane w nowszych pracach. Interesującym przykładem są badania Schlesingera i in. [2.25] odbicia w nadprzewodzącym $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ i dopasowanie teorii Drudego do danych dla nadprzewodzącego $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$. Ze wzmożonego wierzchołka w stanie nadprzewodzącym autorzy ci otrzymali $2\Delta_{ab}/kT_C \approx 8$, tzn. silne sprzężenie w płaszczyznach Cu–O, rysunek 2.7. Pomiary relaksacyjne NMR wykonane przez Mali i in. [2.26], choć jeszcze nie do końca przeanalizowane, dają dwie przerwy i stosunki odpowiednio 4,3 i 9,3. Ostatni wynik zbliżony jest do danych z podczerwieni.



Rys. 2.7. Unormowane odbicie w podczerwieni monokryształu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ i dopasowany wg Mattis-Bardeena w stanie nadprzewodzącym kształt $\delta(\omega)$ (linia punktowa). Strzałki pokazują wierzchołek w $2\Delta \approx 480 \text{ cm}^{-1}$, czyli $2\Delta \approx 8 kT_C$ przy $T_C = 92 \text{ K}$ [2.25]. Dzięki uprzejmości Z. Schlesingera i innych

Pomiary NMR jako jedne z pierwszych stwierdziły istnienie przerwy energetycznej [2.27]. Okazały się one także ważnym narzędziem badań nowej klasy nadprzewodników. Pomiary relaksacji spinowo-sieciowej ^{239}La w $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_{4-\delta}$ w zerowym polu w temperaturach poniżej T_C prowadzą do zależności $1/T_1 \sim \exp(-\Delta/kT)$, (rys. 2.8), z energią aktywacji $\Delta = 1,1 \text{ meV}$ w niskich temperaturach $kT < 2\Delta$ przy $T_C = 38 \text{ K}$. Otrzymano $2\Delta/kT_C = 7,1$ [2.28]. Wydaje się więc, że silne sprzężenie występuje także w związku z La. Ta wartość Δ powinna być odnoszona do przerwy równoległej do warstw. Pokazano, że pomiary odbicia w podczerwieni w materiale proszkowym dają wartość przerwy wzdłuż osi c i otrzymano stosunek $2\Delta_c/kT_C = 2,5$ [2.9]. Może to oznaczać słabe sprzężenie pomiędzy płaszczyznami. Tak silnej anizotropii własności nie obserwowano w innych nadprzewodnikach.

Z pomiarów oporu w funkcji pola magnetycznego można określić nachylenie dH_{c1}/dT w otoczeniu T_C , skąd ekstrapolując uzyskuje się bardzo wysokie wartości pól krytycznych w niskich temperaturach. Spośród wielu prac publikowanych zacytujemy pracę



Rys. 2.8. Półlogarymiczny wykres $1/T_1$ od $1/T$. Linia prosta przedstawia zależność aktywacyjną $1/T_1 \sim \exp(-\Delta/kT)$ dla $T \ll T_C^*$. Z rysunku otrzymuje się energię aktywacji $\Delta/k < 135$ K. Z [2.28], © Les Editions de Physique

Decroux i in. [2.30], także dlatego że w niej najpierw doniesiono o występowaniu *plateau* w ciepłe właściwym w T_C . Grupa z Uniwersytetu Genewskiego otrzymała $dH_{C_2}/dT = -2,5$ T/K, i ekstrapolowaną wartość $H_{C_2}(T=0) = 64$ T.

Ze znanego wzoru na wartości pola krytycznego w nadprzewodnikach II rodzaju

$$H_{C_2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2}, \quad (2.5)$$

można obliczyć, że długość koherencji ξ jest rzędu stałej sieci. Otrzymano także mniejsze wartości; nowe wyniki grupy IBM w Yorktown Heights [2.31] dla monokryształów i grupy ze Stanford dla warstw epitaksjalnych [2.32] dają wartości $\xi_c = 3-4$ Å dla długości koherencji równoległej do osi c oraz $\xi_{ab} = 20-30$ Å dla prostopadłej do c .

Tak małych długości koherencji można oczekiwać rozważając zależność pomiędzy ξ , przerwą energetyczną i energią Fermiego E_F . Rozważając zasadę nieokreśloności Heisenberga Weisskopf otrzymał [2.33].

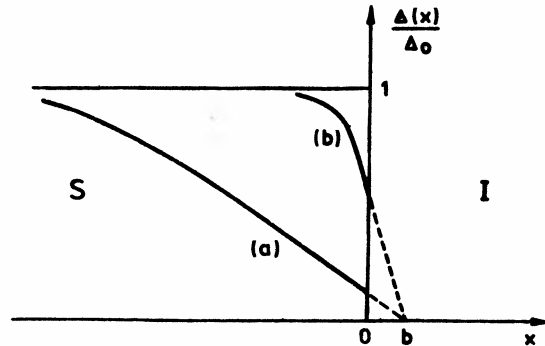
$$\xi \simeq \frac{E_F}{\Delta} d, \quad (2.6)$$

gdzie d jest długością ekranowania. Można założyć, że jest ona rzędu rozmiarów komórki elementarnej. Stosunek E_F/Δ jest bliski jedności dzięki dużym wartościom Δ i małym wartościom E_F związanym z niską koncentracją nośników i ich znaczną masą efektywną.

Dlatego w tlenkach ξ jest znacznie mniejsze niż w metalach. Długość koherencji ξ jest anizotropowa podobnie jak Δ . Porównywalne wartości E_F i Δ wskazują, że większość nośników uczestniczy w nadprzewodnictwie w nowych tlenkach w temperaturach $T < T_C$, przeciwnie niż w klasycznych nadprzewodnikach, w których $E_F \ll \Delta \cong 1,7 kT_C$.

Mała długość koherencji w warstwowych nadprzewodnikach tlenkowych jest ważna ze względów teoretycznych, eksperymentalnych i zastosowań. Małe wartości ξ i koncentracje nośników rzędu 10^{21} cm^{-3} sugerują, że opis zjawiska związany z kondensacją bozonów, czyli parowaniem cooperowskim w przestrzeni rzeczywistej może być bardziej odpowiedni niż klasyczne, typu BCS [1.10], parowanie w przestrzeni wektora falowego, tak dobrze opisujące nadprzewodnictwo w metalach o dużych wartościach ξ i koncentracji n . Schafroth [2.34] już w 1955 r. opracował taką teorię nadprzewodnictwa. Na diagramie fazowym Chakraverty'ego, (rys. 1.2) [1.11], linię oddzielającą fazę metaliczną od nadprzewodzącej można uważać za linię BCS, zaś linię nadprzewodnik-izolator dla dużych wartości λ za linię Schafrotha.

Małe wartości długości koherencji powodują znaczne osłabienie potencjału par na powierzchniach i w obszarach między powierzchniami, co podkreślali Deutscher i Müller [2.24]. Wykorzystując wyrażenie na „długość ekstrapolacji” b [2.35] w charakterze warunku brzegowego na granicy nadprzewodnik-izolator znaleziono profil $\Delta(x)$ pokazany na rys. 2.9 dla $T \leq T_C$ i $T \ll T_C$.



Rys. 2.9. Profil $\Delta(x)$ w nadprzewodniku o małej długości koherencji w pobliżu granicy nadprzewodnik-izolator. Krzywa a — $T \leq T_C$, krzywa b $T \ll T_C$. Wg [2.24], © The American Physical Society

Analogiczne zachowanie się $\Delta(x)$ będzie występowało na granicy nadprzewodnik-normalny metal (SN). Tak więc eksperymenty czułe na obecność granic SIS i SNS będą wykazywały charakterystyki tunelowe [2.24] ze zmniejszoną wartością Δ . W konsekwencji, tego typu eksperymenty są mniej przydatne niż spektroskopia w podczerwieni i NMR do określania Δ , co więcej, prowadzą do błędnych wniosków na temat nadprzewodnictwa bezszczelinowego [2.36]. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ulega przemianom fazowym ze struktury tetragonalnej do ortorombowej w 700°C . Podczas oziębiania tworzą się zbliżniaczenia oddzielające domeny ortorombowe indukując *wewnątrz* ziaren złącza Josephsona czy słabe ogniwa. Złącza te tworzą sieć dzielącą kryształ na domeny sprzężone josephsonowsko umożliwiające uwięzienie kwantów strumienia. Dlatego nawet w monokryształach może występować stan nadprzewodnikowego szkła *w obecności* dostatecznie silnego pola magnetycznego.

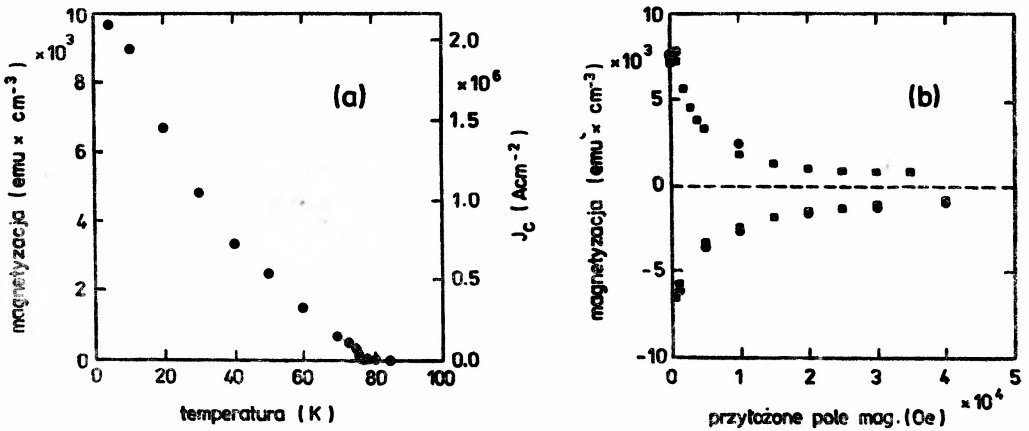
Hamiltonian uwzględniający fazy ma postać [1.22]

$$\beta H = -\sum J_{ij} \cos(\phi_i - \phi_j - A_{ij}). \quad (2.7)$$

Tutaj J_{ij} jest stałą sprzężenia Josephsona pomiędzy domenami. Czynniki fazowe $A_{ij} = K_{ij}H$ wprowadzają nieporządek, gdy $H = 0$, ponieważ K_{ij} jest losowym czynnikiem geometrycznym. Ostatnio pojawiła się przeglądowa praca nt. stanu szkła nadprzewodnikowego [2.37].

Pierwszym doświadczalnym wynikiem wskazującym na obecność nadprzewodnikowego szkła były pomiary magnetyzacji w zerowym polu i w obecności pola w ceramice $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$. Obok złącz *wewnątrz* ziaren w takich materiałach występują także granice *między* ziarnami. Parametry J_{ij} , opisujące ten typ złącz, są *znacznie mniejsze* i nie sprzęgają się w słabych polach magnetycznych i przy słabych prądach J_c . W konsekwencji, obserwowane w ceramikach prądy krytyczne są zaledwie rzędu 10^3 do 10^4 A/cm² [2.39], podczas gdy w warstwach epitaksjalnych [2.40] i monokryształach [2.1] są rzędu 10^6 do 10^7 A/cm² [2.41]. Ta ostatnia praca, przeprowadzona przez dwie grupy IBM, stanowi ważniejsze osiągnięcie w tej dziedzinie.

Długość zaniku nadprzewodnikowej funkcji falowej na złączach typu SNS i SIS jest rzędu $\xi(0)$. Pociąga to za sobą anomalną zależność temperaturową prądu $J_c \sim (T - T_c)^2$. Takie zachowanie wykazuje $J_c(T)$ epitaksjalnej warstwy $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ na podłożu SrTiO_3 ,



Rys. 2.10. (a) Zależność magnetyzacji od temperatury dla próbki epitaksjalnej. Skalę osi rzędnych po prawej stronie otrzymano na podstawie wzoru Beana $J_c = 30 M/d$, przyjmując średni promień próbki $d = 0,14$ cm. (b) Zależność magnetyzacji od przyłożonego pola w 4,2 K dla dwu próbek. Wg [2.40], © The American Physical Society 1987

co widać w średnim zakresie temperatur na rys. 2.10 [2.40]. Takie prądy krytyczne są wystarczające do zastosowań cienkich warstw w 77 K i w niskich polach magnetycznych (rys. 2.10), podczas gdy znacznie niższe wartości J_c w ceramikach wymagają już pewnej pomysłowości, albo lepiej nowego typu wysokotemperaturowego nadprzewodnika, który powinien istnieć.

Geometryczne krytyczne pole magnetyczne H_{c1}^* jest rzędu [1.22]

$$H_{c1}^* = \varphi_0/2S, \quad (2.8)$$

gdzie S jest rzutem powierzchni nadprzewodzącej pętli mającej jednorodną fazę. W monokryształach domeny mają S rzędu $100 \mu\text{m}^2$, podczas gdy w ceramikach S ziaren ma wartość $1\text{--}10 \mu\text{m}^2$. Z równania (2.8), H_c^* jest rzędu $0,5\text{Gs}$ dla wnikania pola w zbliżnione kryształy, zaś pole 5 do 100Gs niszczy sieć połączeń pomiędzy ziarnami w ceramikach.

Od czasu publikacji o istnieniu tej nowej klasy materiałów, zainteresowanie i liczba prac znacznie przewyższyły oczekiwania laureatów, których głównym celem było pokazanie, że tlenki mogą „lepiej pracować” w nadprzewodnictwie niż metale i stopy. Z tego powodu, osiągnięcia doświadczalne pojawiają się bardzo szybko i pewnie będą pojawiały się dalej. Spowoduje to zapewne znalezienie nowych związków z T_c przynajmniej 130K (rys. 2.4) W najbliższej przyszłości oczekiwane są ilościowe modele teoretyczne, najpierw zapewne fenomenologiczne. Na tym szybko wzrastającym drzewie badań stają się mocne także oddzielne gałęzie, takie jak: cechy szkła, metody wzrostu monokryształów, warstw epitaksjalnych, technologie ceramik (dwie ostatnie szczególnie istotne dla zastosowań). Warstwy zdominują niskoprądowe zastosowania w mikroelektronice, zaś ceramiki zawładną zastosowaniami wysokoprądowymi. Tutaj nadzieją jest przesyłanie energii, a później zastosowanie silnych pól magnetycznych w prowadzeniu wiązek w akceleratorach i magazynowaniu plazmy podczas fuzji.

Tłumaczył z angielskiego

Karol I Wysokiński

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Literatura (Część 1 i 2)

- [1.1] K. A. Müller w: *Structural Phase Transitions and Soft Modes*, red. E. J. Samuelsen, E. Andersen, J. Feder, Universitetsforlaget, Oslo 1971, str. 85.
- [1.2] T. Schneider, E. Stoll, *Physica* **55**, 702 (1971).
- [1.3] J. F. Schooley, H. P. R. Frederikse, W. R. Hosler, E. R. Pfeiffer, *Phys. Rev.* **159**, 301 (1967).
- [1.4] A. Baratoff, G. Binnig, *Physica* **108B**, 1335 (1981); A. Baratoff, G. Binnig, J. G. Bednorz, F. Gervais, J. L. Servoin, w: *Superconductivity in d- and f-Band Metals*, materiały z: *Conference on Superconductivity in d- and f-Band Metals*, red. W. Buckel i W. Weber, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1982, str. 419.
- [1.5] G. Binnig, A. Baratoff, H. E. Hoernig, J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1352 (1980).
- [1.6] K. A. Müller, M. Pomerantz, C. M. Knoedler, D. Abraham, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 832 (1980) i cytowane tam prace.
- [1.7] M. R. Beasley, T. H. Geballe, *Phys. Today* **37** (10), 60 (1984); J. Müller, *Rep. Prog. Phys.* **43**, 641 (1980).
- [1.8] D. C. Johnston, H. Prakash, W. H. Zachariasen, R. Viswanathan, *Mat. Res. Bull.* **8**, 777 (1973).
- [1.9] A. W. Sleight, J. L. Gillson, P. E. Bierstedt, *Solid State Commun.* **17**, 27 (1975).
- [1.10] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957).
- [1.11] B. K. Chakraverty, *J. Physique Lett.* **40**, L99 (1979); także *J. Physique* **42**, 1351 (1981).
- [1.12] K.-H. Höck, H. Nickisch, H. Thomas, *Helv. Phys. Acta* **56**, 237 (1983).
- [1.13] J. B. Goodenough, M. Longo "Magnetic and other properties of oxide and related compounds" w: *Landolt-Boernstein New Series. Vol. III/4 a: Crystal and Solid State Physics*, red. K. H. Hellwege A. M. Hellwege, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1970, str. 262. rys. 73.

- [1.14] J. G. Bednorz, K. A. Müller, H. Arend, H. Gränicher, *Mat. Res. Bull.* **18**, 181 (1983).
- [1.15] N. Y. Vasanthacharya, P. Ganguly, J. B. Goodenough, C. N. R. Rao, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, 2745 (1984).
- [1.16] C. Michel, L. Er-Rakho, B. Raveau, *Mater. Res. Bull.* **20**, 667 (1985).
- [1.17] C. Michel, B. Raveau, *Rev. Chim. Min.* **21**, 407 (1984). Interesujące, że już w 1973, J. B. Goodenough, G. Demazeaux, M. Pouchard, P. Hagenmüller, *J. Solid State Chem.* **8**, 325 (1973), w Bordeaux i później I. S. Shaplygin B. G. Kakhan, V. B. Lazarev. *Russ. J. Phys. Chem.* **24**(6), 1478 (1979), zaangażowali się w badania warstwowych związków miedzi z myślą o zastosowaniach do katalizy.
- [1.18] M. Suzuki, T. Murakami, T. Inamura, *Shinku* **24**, 67 (1981); Y. Enomoto, M. Suzuki, T. Murakami, T. Inukai, T. Inamura *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L661 (1981).
- [1.19] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
- [1.20] J. G. Bednorz, M. Takashige, K. A. Müller, *Mater. Res. Bull.* **22**, 819 (1987).
- [1.21] D. R. Bowman, D. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 299 (1984).
- [1.22] C. Ebner, D. Stroud, *Phys. Rev.* **B31**, 165 (1985) i cytowane tam prace.
- [1.23] J. G. Bednorz, M. Takashige, K. A. Müller, *Europhys. Lett.* **3**, 379 (1987).
- [1.24] K. A. Müller, M. Takashige, J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987).
- [1.25] J. G. Bednorz, K. A. Müller, M. Takashige, *Science* **236**, 73 (1987).
- [1.26] H. Takagi, S. Uchida, K. Kitazawa, S. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.* **26**, L123 (1987); S. Uchida, H. Takagi, K. Kitazawa, S. Tanaka, tamże, L151.
- [1.27] C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58** 405 (1987).
- [1.28] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Goa, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987); P. H. Hor, L. Gao, R. L. Meng, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, K. Forster, J. Vassiliou, C. W. Chu, M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, tamże, 911.
- [1.29] K. A. Müller, J. G. Bednorz, *Science* **237**, 1133 (1987).
- [2.1] L. N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
- [2.2] D. Estève, J. M. Martinis, C. Urbina, M. H. Devoret, G. Collin, P. Monod, M. Ribault, A. Revcolevschi, *Europhys. Lett.* **3**, 1237 (1987).
- [2.3] S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 80 (1963).
- [2.4] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [2.5] F. London, w: *Superfluids*, Vol. I, John Wiley and Sons, Inc., New York 1950, str. 152.
- [2.6] C. E. Gough, M. S. Colclough, E. M. Forgan, R. G. Jordan, M. Keene, C. M. Muirhead, A. I. M. Rae, N. Thomas, J. S. Abell S. Sutton, *Nature* (London) **326**, 855 (1987).
- [2.7] F. Steglich, C. D. Bredl, F. R. de Boer, M. Lang, U. Rauchschwalbe, H. Rietschel, R. Schefzyk, G. Sparn, G. R. Stewart, *Physica Scr.* **T19**, 253 (1987).
- [2.8] A. Fujimori, E. Takayama-Muromachi, Y. Uchida, B. Okai, *Phys. Rev.* **B35**, 8814 (1987).
- [2.9] A. Bianconi, A. C. Castellano, M. De Santis, P. Delogu, A. Gargano, R. Giorgi, *Solid State Commun.* **63**, 1135 (1987); A. Bianconi, A. C. Castellano, M. De Santis, C. Politis, A. Marcelli, S. Mobilio, A. Savoia, *Z. Phys.* **B67**, 307 (1987).
- [2.10] P. Thiry, G. Rossi, J. Y. Petroff, A. Revcolevschi, J. Jegoudez, *Europhys. Lett.* **5**, 55 (1988).
- [2.11] M. Nücker, J. Fink, J. C. Fuggle, P. J. Durham, W. M. Temmerman, *Phys. Rev.* **B37**, 5158 (1988).
- [2.12] P. Steiner, S. Hüfner, V. Kinsinger, I. Sander, B. Siegwart, H. Schmitt, R. Schulz, S. Junk, G. Schwitzgebel, A. Gold, C. Politis, H. P. Müller, R. Hoppe, S. Kemmler-Sack, C. Kunz, *Z. Phys.* **B69**, 449 (1988).
- [2.13] M. W. Shafer, T. Penney, B. L. Olson, *Phys. Rev.* **B36**, 4047 (1987).
- [2.14] J. M. Tarascon, W. R. McKinnon, L. H. Greene, G. W. Hull, E. M. Vogel, *Phys. Rev.* **B36**, 226 (1987); patrz także B. G. Bagley, L. H. Grene, J. M. Tarascon, G. W. Hull, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 622 (1987).
- [2.15] R. L. Greene, H. Maletta, T. S. Plaskett, J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Solid State Commun.* **63**, 379 (1987).
- [2.16] D. Vaknin, S. K. Sinha, D. E. Moncton, D. C. Johnston, J. M. Newsam, C. R. Rafinya, H. E. King Jr., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2802 (1987).

- [2.17] G. Shirane, Y. Endoh, R. J. Birgenau, M. A. Kastner, Y. Hidaka, M. Oda, M. Suzuki, T. Murakami, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1613 (1987).
- [2.18] V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2794 (1987); także *Nature* (London) **328**, 756 (1987).
- [2.19] J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 228 (1987); M. Cyrot, *Solid State Commun.* **62**, 821 (1987).
- [2.20] P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987); P. W. Anderson, G. Baskaran, Z. Zou, T. Hsu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2790 (1987).
- [2.21] B. Batlogg, R. J. Cava, A. Jayaraman, R. B. Van Dover, G. A. Kourouklis, S. Sunshine, D. W. Murphy, L. W. Rupp, H. S. Chen, A. White, K. T. Short, A. M. Muijsce, E. A. Rietman, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2333 (1987); L. C. Bourne, M. F. Crommie, A. Zettl, H.-C. zur Loye, S. W. Keller, K. L. Leary, A. M. Stacy, K. J. Chang, M. L. Cohen, D. E. Morris, tamże, 2337.
- [2.22] T. A. Falten, W. K. Ham, S. W. Keller, K. J. Leary, J. N. Michaels, A. M. Stacy, H.-C. zur Loye, D. E. Morris, T. W. Barbae III, L. C. Bourne, M. L. Cohen, S. Hoen, A. Zettl., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 915 (1987); B. Batlogg, G. Kourouklis, W. Weber, R. J. Cava, A. Jayaraman, A. E. White, K. T. Short, L. W. Rupp, E. A. Rietman, tamże 912.
- [2.23] K. J. Leary, H.-C. zur Loye, S. W. Keller, T. A. Falten, W. K. Ham, J. N. Michaels, A. M. Stacy, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1236 (1987).
- [2.24] G. Deutscher, K. A. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1745 (1987).
- [2.25] Z. Schlesinger, R. T. Collins, D. L. Kaiser, F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1958 (1987).
- [2.26] M. Mali, D. Brinkmann, L. Pauli, J. Roos, H. Zimmermann, J. Hulliger, *Phys. Lett.* **A124**, 112 (1987) oraz cytowane tam prace. Zauważmy, że możliwa jest interpretacja danych relaksacyjnych $1/T_1 \sim T^3$, czego należy oczekiwać w obecności anizotropowych przerw.
- [2.27] L. C. Hebel, C. P. Slichter, *Phys. Rev.* **113**, 1504 (1959).
- [2.28] H. Seidel, F. Hentsch, M. Mehrgig, J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Europhys. Lett.* **5**, 647 (1988).
- [2.29] Z. Schlesinger, R. T. Collins, M. W. Shafer, *Phys. Rev.* **B35**, 7232 (1987).
- [2.30] M. Decroux, A. Junod, A. Bezinge, D. Cattani, J. Cors, J. L. Jorda, A. Stettler, M. François, K. Yvon, O. Fischer, J. Müller, *Europhys. Lett.* **3**, 1035 (1987).
- [2.31] T. K. Worthington, W. J. Gallagher, T. R. Dinger, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1160 (1987).
- [2.23] A. Kapitulnik, M. R. Beasley, C. Castellani, C. Di Castro, *Phys. Rev.* **B37**, 537 (1988).
- [2.33] V. F. Weisskopf, w: *The Formation of Cooper Pairs and the Nature of Superconducting Currents*, CERN, Geneva, Memorandum No. CERN 79—12, Theoretical Studies Division, Dec. 21, 1979.
- [2.34] M. R. Schafroth, *Phys. Rev.* **96**, 1149 i 1442 (1954); także *Phys. Rev.* **100**, 463 (1955).
- [2.35] P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin, New York 1968, str. 229.
- [2.36] I. K. Yanson, L. F. Rybal'chenko, V. V. Fisun, N. L. Bobrov, M. A. Obolenskii, N. B. Brandt, V. V. Moshchalkov, Yu. D. Tret'yakov, A. R. Kaul', I. É. Graboi, *Fiz. Nizk. Temp.* **13**, 557 (1987) [*Sov. J. Low. Temp. Phys.* **13**, 315 (1987)].
- [2.37] K. A. Müller, K. W. Blazey, J. G. Bednorz, M. Takashige, *Physica* **148B**, 149 (1987).
- [2.38] F. S. Razavi, F. P. Koffyberg, B. Mitrovic, *Phys. Rev.* **B35**, 5323 (1987).
- [2.39] J. F. Kwak, E. L. Venturini, D. S. Ginley, W. Fu, w: *Novel Superconductivity*, materiały z: *International Workshop on Novel Mechanisms in Superconductivity*, red. S. A. Wolf i W. Z. Krezin, Plenum Press, New York 1987, str. 983.
- [2.40] P. Chaudhari, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, T. R. McGuire, R. J. Gambino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2684 (1987).
- [2.41] T. R. Dinger, T. K. Worthington, W. J. Gallagher, R. L. Sandstrom, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2687 (1987).

E. Richard Cohen

Rockwell International Science Center
Thousand Oaks, Kalifornia
USA

Barry N. Taylor

National Bureau of Standards
Gaithersburg, Maryland
USA

Podstawowe stałe fizyczne: opracowanie z 1986 roku*

Fundamental physical constants: 1986 adjustments

W ciągu ostatnich dwudziestu lat wytworzył się nadspodziewanie mocny związek między stosowaną metrologią i fizyką atomową, molekularną i ciała stałego. Metody powielania częstości i precyzyjne pomiary częstości podczerwonych i widzialnych długości fal osiągnęły taki stopień rozwoju, iż metr został przedefiniowany jako długość przebywana przez światło w odpowiednim czasie [1,2]. Bezpośrednie interferometryczne mierzenie atomowych stałych sieci krystalicznych i optycznych długości fal dało znaczną poprawę w wyznaczeniu liczby Avogadra [3,4]. Imponujący postęp uczyniony został w dokładności pomiaru anomalnego momentu magnetycznego elektronu [5] jak i w numerycznym obliczaniu odpowiednich diagramów Feynmana szóstego i ósmego rzędu [6]. Najbardziej uderzający postęp w metrologii nastąpił w 1980 r. kiedy K. von Klitzing zaobserwował kwantyzację przewodności elektrycznej [7] i dokonał bezpośredniego, makroskopowego pomiaru stałej struktury subtelnej, za co w 1985 r. otrzymał nagrodę Nobla z fizyki [8].

Grupa Stałych Podstawowych CODATA zakończyła w 1986 r. nowe opracowanie podstawowych stałych fizyki [9] uwzględniające nadzwyczajny dorobek prac doświadczalnych i teoretycznych osiągnięty od czasu opracowania poprzedniego w 1973 r. [10].

Z uwagi na poprzednie trudności związane ze statystycznym opracowaniem różnorodnego zbioru danych doświadczalnych i teoretycznych zwrócono w analizie w 1986 r. szczególną uwagę na zagadnienia statystycznej wiarygodności. Opracowanie takich danych metodą najmniejszych kwadratów było szczegółowo opisane w poprzednich publikacjach przeglądowych [11-13]. Mówiąc krótko, każdy wynik doświadczalny wraz ze swą ocenioną niedokładnością stanowi pewne ograniczenie na wartości zbioru wielkości fizycznych. Ograniczenia wyrażają się jako związki algebraiczne zawierające stałe pomocnicze, nieznanne

* Artykuł, opublikowany w *Europhysics News — Bulletin of the European Physical Society* 18, n o 5, 65 (1987), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1987 by the European Physical Society]. Tablice stałych fizycznych i przeliczenia jednostek zostały opracowane przez tłumacza Macieja Suffczyńskiego, członka Polskiego Komitetu CODATA, na podstawie *CODATA Bulletin* no. 63 (1986) [Copyright © 1986 by CODATA] (przyp. Red.).

dane stochastyczne i ich nieznanne doświadczalne i teoretyczne błędy. Wyrównanie metodą najmniejszych kwadratów wyznacza „najlepsze” wartości tych nieznananych wielkości poprzez znalezienie ważonej średniej obserwowanych wielkości, która daje najmniejsze wariancje statystyczne zgodne z ograniczeniami. Waga statystyczna w_i przypisana każdej danej doświadczalnej jest odwrotnością wariancji, czyli statystycznego średniego błędu kwadratowego σ_i^2 , którego jedynie dostępna *a priori* ocena s_i^2 jest sama niepewna. Zwykle postępowanie metodą najmniejszych kwadratów mnoży liczone niepewności w toku wyrównania przez czynnik Birge’a $R_B = (\chi^2/\nu)^{1/2}$ tak aby przeskalować wagi i otrzymać wartość χ^2 równą jej wartości oczekiwanej ν . Jest to równoważne wyliczeniu *a posteriori* „błędu odpowiadającego wadze jednostkowej” i ma sens, jeśli odpowiednie niepewności mają tylko znaczenie względne lub jeśli błędy systematyczne wszystkich danych wejściowych są z grubsza podobne. Jeżeli jednak dane pochodzą z zupełnie różnych źródeł dotyczących całkowicie różnych zjawisk fizycznych, jednakowe skalowanie wszystkich niepewności trudno usprawiedliwić. W takim przypadku jakiegokolwiek przeskalowanie przyjętych wag winno brać pod uwagę wszystkie osiągalne informacje dotyczące przypisania niepewności każdej poszczególniej danej. Opracowanie w 1986 r. danych wejściowych brało pod uwagę nie tylko zwykły algorytm metody najmniejszych kwadratów, ale także algorytm zaproponowany w 1975 r. przez Tuninskiego i Cholina z Instytutu Metrologii im. Mendelejewa w Leningradzie [14], jak również modyfikację ostatniego algorytmu zasugerowaną w 1982 r. przez Taylora [15], oraz rozszerzone algorytmy najmniejszych kwadratów opisane przez Cohena w 1976 r. [16], 1978 r. [17], i 1980 r. [18]. Algorytmy te wykorzystują zgodność danych dla uzyskania dodatkowych informacji umożliwiających poprawę ocen *a priori* wariancji.

Dane wejściowe

- Podobnie jak w poprzednich wyrównaniach dane są podzielone na dwie kategorie:
- dane dokładniejsze, zwane stałymi pomocniczymi, które nie podlegają wyrównaniu z racji ich stosunkowo małych niepewności, oraz
 - dane mniej dokładne zwane stochastycznymi, które podlegają wyrównaniu.

Nie ma formalnej podstawy do podziału na te dwie kategorie poza tym, iż zmienna o niepewności znacznie mniejszej aniżeli niepewności innych zmiennych z nią związanych będzie w toku wyrównania zmieniona tylko nieznacznie i wobec tego może być traktowana jako stała. Niepewność stałej pomocniczej jest w typowych przypadkach jedną dwudziestą niepewności danej stochastycznej, z którą razem występuje. Wszystkie stałe pomocnicze mają niepewności nie większe niż 0,02 ppm (*parts per million*), podczas gdy 38 pozycji danych stochastycznych ma niepewności w zakresie od 0,05 do 10 ppm.

Na podstawie wstępnego przeglądu spośród 38 pozycji trzy okazały się nieodpowiednie dla dalszych rozważań: jedna ponieważ pomiar nie był zakończony, druga ponieważ ostatnio okazała się błędna, trzecia ponieważ wymagała dla swej interpretacji wyrażenia teoretycznego niedostatecznie ugruntowanego. Pozostałe 35 pozycji stanowiły podstawę analizy z pięcioma niewiadomymi. Niewiadomymi były: 1) odwrotność α^{-1} stałej struktury

subtelnej, 2) stosunek K_V wzorca wolta (zdefiniowanego i utrzymywanego przez efekt Josephsona) do wolta układu SI (*Système International*), 3) stosunek K_Ω wzorca oma (utrzymywanego przez układ wzorcowych cewek oporowych i poprawionego ze względu na dryfowanie do wartości w dniu 1 stycznia 1985 r.) do oma układu SI, 4) sieciowa odległość d_{220} w sieci krystalicznego krzemu przy temperaturze 22,5°C w próżni, i 5) stosunek μ_μ/μ_p momentu magnetycznego mionu do momentu magnetycznego protonu.

Analiza wielu zmiennych została przeprowadzona przy użyciu kilku wspomnianych powyżej algorytmów; szczegóły podane są w *CODATA Bulletin* no. 63 [9]. Wyniki zastosowania różnych algorytmów do danych oraz rozważanie wpływu na spójność eliminacji niektórych danych doprowadziły do usunięcia 11 wyników pomiarowych o bardzo małej wadze oraz dwóch starszych wyników, które miały małą wagę i różniły się ponad przypisywaną im dokładność. Ostatecznie 22 pozycje danych stochastycznych pozostały jako zbiór danych dla wartości podstawowych stałych fizycznych polecanych od 1986 r. Końcowe wartości pięciu zmiennych porównane są z ich początkowym dopasowaniem z 35 pomiarami w tab. 1. Niepewności podane dla początkowego dopasowania (z $\chi^2 = 106,6$ i $R_B = 1,89$) są liczone ze zgodności zewnętrznej. Te niepewności, większe o czynnik R_B niż liczone ze zgodności wewnętrznej, są jeszcze znacznie mniejsze aniżeli odpowiednie

Tablica 1. Wyrównanie podstawowych stałych fizyki w 1986 roku. Wstępne i końcowe stadia wyrównania wyników N pomiarów metodą najmniejszych kwadratów

Wstępne		Końcowe	
N	35		22
ν	30		17
χ^2	106,6		17,01
R_B	1,89		1,00
α^{-1}	137,035 996(11)		137,035 9895(61)
K_V	$1 - 7,24(54) \times 10^{-6}$		$1 - 7,59(30) \times 10^{-6}$
K_Ω	$1 - 1,524(92) \times 10^{-6}$		$1 - 1,563(50) \times 10^{-6}$
d_{220}	192,015 553(74) pm		192,015 540(40) pm
μ_μ/μ_p	3,183 345 71(87)		3,183 345 47(47)

niepewności wyrównania z 1973 roku. Chociaż nowe wyrównanie zawiera pewne niezgodne dane, żadna z wielkości w tej tablicy nie różni się od swej polecanej wartości o więcej niż 0,7 odchylenia standardowego tej różnicy a tylko K_V różni się od końcowej polecanej wartości o więcej niż jedno odchylenie standardowe tej polecanej wartości.

Tablica 2 podaje wybraną listę wartości podstawowych stałych fizyki i chemii. Tablica 3 daje wartości wzorców i innych ważnych wielkości. Takie wielkości jak wzorzec wolta V_{76-B1} , wzorzec Ω_{B185} i d_{220} stanowią konieczną część danych wyrównania, ale nie mogą być uważane za podstawowe w tym sensie, co wielkości tab. 2.

Tablica 2. Polecane wartości podstawowych stałych fizycznych od 1986 roku.
W nawiasach po wartości podano odchylenie standardowe ostatnich cyfr

Wielkość	Symbol	Wartość	Jednostki	Niepewność względna ppm
Stałe uniwersalne				
Prędkość światła w próżni	c	299 792 458	m s^{-1}	def.
Przenikalność magnetyczna próżni	μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ $= 12,566 370 614 \dots \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$		def.
Przenikalność elektryczna próżni, $1/\mu_0 c^2$	ϵ_0	$8,854 187 817 \dots \times 10^{-12}$	F m^{-1}	def.
Stała grawitacji	G	$6,672 59(85) \times 10^{-11}$	$\text{m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$	128
Stała Plancka	h	$6,626 0755(40) \times 10^{-34}$	J s	0,60
w eV, $h/(e)$		$4,135 6692(12) \times 10^{-15}$	eV s	0,30
$h/2\pi$	\hbar	$1,054 572 66(63) \times 10^{-34}$	J s	0,60
w eV, $\hbar/(e)$		$6,582 1220(20) \times 10^{-16}$	eV s	0,30
Masa Plancka, $(\hbar c/G)^{1/2}$	m_P	$2,176 71(14) \times 10^{-8}$	kg	64
Długość Plancka $\hbar/m_P c = (\hbar G/c^3)^{1/2}$	l_P	$1,616 05(10) \times 10^{-35}$	m	64
Czas Plancka $l_P/c = (\hbar G/c^5)^{1/2}$	t_P	$5,390 56(34) \times 10^{-44}$	s	64

Stałe elektromagnetyczne

Ładunek elementarny	e	$1,602\ 177\ 33(49)\times 10^{-19}\text{ C}$	0,30
	e/h	$2,417\ 988\ 36(72)\times 10^{14}\text{ A J}^{-1}$	0,30
Kwant strumienia magnetycznego, $h/2e$	Φ_0	$2,067\ 834\ 61(61)\times 10^{-15}\text{ Wb}$	0,30
Stosunek Josephsona częstości do napięcia	$2e/h$	$4,835\ 9767(14)\times 10^{14}\text{ Hz V}^{-1}$	0,30
Kwantowa przewodność Halla	e^2/h	$3,874\ 046\ 14(17)\times 10^{-5}\text{ S}$	0,045
Kwantowy opór Halla $h/e^2 = \mu_0 c/2a$	R_H	$25\ 812,8056(12)\ \Omega$	0,045
Magneton Bohra, $e\hbar/2m_e$ w eV, $\mu_B/(e)$	μ_B	$9,274\ 0154(31)\times 10^{-24}\text{ J T}^{-1}$	0,34
		$5,788\ 382\ 63(52)\times 10^{-5}\text{ eV T}^{-1}$	0,089
	μ_B/h	$1,399\ 624\ 18(42)\times 10^{10}\text{ Hz T}^{-1}$	0,30
	μ_B/hc	$46,686\ 437(14)\text{ m}^{-1}\text{ T}^{-1}$	0,30
	μ_B/k	$0,671\ 7099(57)\text{ K T}^{-1}$	8,5
Magneton jądrowy, $e\hbar/2m_p$ w eV, $\mu_N/(e)$	μ_N	$5,050\ 7866(17)\times 10^{-27}\text{ J T}^{-1}$	0,34
		$3,152\ 451\ 66(28)\times 10^{-8}\text{ eV T}^{-1}$	0,089
	μ_N/h	$7,622\ 5914(23)\text{ MHz T}^{-1}$	0,30
	μ_N/hc	$2,542\ 622\ 81(77)\times 10^{-2}\text{ m}^{-1}\text{ T}^{-1}$	0,30
	μ_N/k	$3,658\ 246(31)\times 10^{-4}\text{ K T}^{-1}$	8,5

STAŁE ATOMOWE

Stała struktury subtelnej

$$\mu_0 c e^2 / 2h$$

$$\alpha \quad 7,297\,353\,08(33) \times 10^{-3} \quad 0,045$$

$$\alpha^{-1} \quad 137,035\,9895(61) \quad 0,045$$

$$\alpha^2 \quad 5,325\,136\,20(48) \times 10^{-5} \quad 0,090$$

Stała Rydberga, $m_e c a^2 / 2h$

$$R_\infty \quad 10\,973\,731,534(13) \text{ m}^{-1} \quad 0,0012$$

$$R_\infty c \quad 3,289\,841\,9499(39) \times 10^{15} \text{ Hz} \quad 0,0012$$

$$R_\infty hc \quad 2,179\,8741(13) \times 10^{-18} \text{ J} \quad 0,60$$

$$\text{w eV, } R_\infty hc / (e)$$

$$13,605\,6981(40) \text{ eV} \quad 0,30$$

Promień Bohra, $a / 4\pi R_\infty$

$$a_0 \quad 0,529\,177\,249(24) \times 10^{-10} \text{ m} \quad 0,045$$

Energia Hartree,

$$e^2 / 4\pi \epsilon_0 a_0 = 2R_\infty hc$$

$$E_h \quad 4,359\,7482(26) \times 10^{-18} \text{ J} \quad 0,60$$

$$\text{w eV, } E_h / (e)$$

$$27,211\,3961(81) \text{ eV} \quad 0,30$$

Kwant krążenia

$$h / 2m_e \quad 3,636\,948\,07(33) \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \quad 0,089$$

$$h / m_e \quad 7,273\,896\,14(65) \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \quad 0,089$$

Elektron

Masa elektronu

$$m_e \quad 9,109\,3897(54) \times 10^{-31} \text{ kg} \quad 0,59$$

$$5,485\,799\,03(13) \times 10^{-4} \text{ u} \quad 0,023$$

$$\text{w eV, } m_e c^2 / (e)$$

$$0,510\,999\,06(15) \text{ MeV} \quad 0,30$$

Stosunek masy elektronu do masy mionu

$$m_e / m_\mu \quad 4,836\,332\,18(71) \times 10^{-3} \quad 0,15$$

Stosunek masy elektronu do masy protonu

$$m_e / m_p \quad 5,446\,170\,13(11) \times 10^{-4} \quad 0,020$$

Stosunek masy elektronu do masy deuteronu	m_e/m_d	$2,724\ 437\ 07(6)\times 10^{-4}$	0,020
Stosunek masy elektronu do masy cząstki α	m_e/m_α	$1,370\ 933\ 54(3)\times 10^{-4}$	0,021
Stosunek ładunku do masy elektronu	$-e/m_e$	$-1,758\ 819\ 62(53)\times 10^{11}\ \text{C kg}^{-1}$	0,30
Masa molowa elektronu	$M(e), M_e$	$5,485\ 799\ 03(13)\times 10^{-7}\ \text{kg/mol}$	0,023
Długość fali Comptona, $h/m_e c$	λ_C	$2,426\ 310\ 58(22)\times 10^{-12}\ \text{m}$	0,089
$\lambda_C/2\pi = \alpha a_0 = \alpha^2/4\pi R_\infty$	$\tilde{\lambda}_C$	$3,861\ 593\ 23(35)\times 10^{-13}\ \text{m}$	0,089
Klasyczny promień elektronu	r_e	$2,817\ 940\ 92(38)\times 10^{-15}\ \text{m}$	0,13
Przekrój czynny Thomsona	σ_e	$0,665\ 246\ 16(18)\times 10^{-28}\ \text{m}^2$	0,27
$(8\pi/3)r_e^2$			
Moment magnetyczny elektronu	μ_e	$9,284\ 7701(31)\times 10^{-24}\ \text{JT}^{-1}$	0,34
	μ_e/μ_B	$1,001\ 159\ 652\ 193(10)$	1×10^{-5}
	μ_e/μ_N	$1838,282\ 000(37)$	0,020
Anomalia momentu magnetycznego elektronu, $\mu_e/\mu_B - 1$	α_e	$1,159\ 652\ 193(10)\times 10^{-9}$	0,0086
Stosunek momentów magnetycznych elektronu i mionu	μ_e/μ_μ	$206,766\ 967(30)$	0,15
Stosunek momentów magnetycznych elektronu i protonu	μ_e/μ_p	$658,210\ 6881(66)$	0,010

		Mion	
Masa mionu	m_μ	$1,883\,5827(11)\times 10^{-28}$ kg	0,61
		0,113 428 913(17) u	0,15
w eV, $m_\mu c^2/(e)$		105,658 389(34) MeV	0,32
Stosunek masy mionu do masy elektronu	m_μ/m_e	206,768 262(30)	0,15
Masa molowa mionu	$M(\mu), M_\mu$	$1,134\,289\,13(17)\times 10^{-4}$ kg/mol	0,15
Moment magnetyczny mionu	μ_μ	$4,490\,4514(15)\times 10^{-26}$ J T ⁻¹	0,33
	μ_μ/μ_B	$4,841\,970\,97(71)\times 10^{-9}$	0,15
	μ_μ/μ_N	8,890 5981(13)	0,15
Anomalia momentu magnetycznego mionu, $[\mu_\mu/(e\hbar/2m_\mu)]-1$	a_μ	$1,165\,9230(84)\times 10^{-9}$	7,2
Stosunek momentów magnetycznych mionu i protonu	μ_μ/μ_p	3,183 345 47(47)	0,15
		Proton	
Masa protonu	m_p	$1,672\,6231(10)\times 10^{-27}$ kg	0,59
		1,007 276 470(12) u	0,012
w eV, $m_p c^2/(e)$		938,272 31(28) MeV	0,30
Stosunek masy protonu do masy elektronu	m_p/m_e	1836,152 701(37)	0,020
Stosunek masy protonu do masy mionu	m_p/m_μ	8,880 2444(13)	0,15

Stosunek ładunku do masy protonu	e/m_p	$9,578\ 8309(29)\times 10^7\ \text{C kg}^{-1}$	0,30
Masa molowa protonu	$M(p), M_p$	$1,007\ 276\ 470(12)\times 10^{-3}\ \text{kg/mol}$	0,012
Długość fali Comptona protonu	$h/m_p c$	$1,321\ 410\ 02(12)\times 10^{-15}\ \text{m}$	0,089
	$\lambda_{C,p}/2\pi$	$2,103\ 089\ 37(19)\times 10^{-16}\ \text{m}$	0,089
Moment magnetyczny protonu	μ_p	$1,410\ 607\ 61(47)\times 10^{-26}\ \text{J T}^{-1}$	0,34
	μ_p/μ_B	$1,521\ 032\ 202(15)\times 10^{-9}$	0,010
	μ_p/μ_N	$2,792\ 847\ 386(63)$	0,023
Poprawka diamagnetyczna dla protonów w kulistej próbce wody, 25 °C: $1 - \mu'_p/\mu_p$	$\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$	$25,689(15)\times 10^{-6}$	—
Ekranowany moment magnetyczny protonu (H ₂ O, kula, 25 °C)	μ'_p	$1,410\ 571\ 38(47)\times 10^{-26}\ \text{J T}$	0,34
	μ'_p/μ_B	$1,520\ 993\ 129(17)\times 10^{-9}$	0,011
	μ'_p/μ_N	$2,792\ 775\ 642(64)$	0,023
Współczynnik giromagnetyczny protonu	γ_p	$26\ 752,2128(81)\times 10^4\ \text{s}^{-1}\ \text{T}^{-1}$	0,30
	$\gamma_p/2\pi$	$42,577\ 469(13)\ \text{MHz T}^{-1}$	0,30
bez poprawki (H ₂ O, kula, 25 °C)	γ'_p	$26\ 751,5255(81)\times 10^4\ \text{s}^{-1}\ \text{T}^{-1}$	0,30
	$\gamma'_p/2\pi$	$42,576\ 375(13)\ \text{MHz T}^{-1}$	0,30

Neutron			
Masa neutronu	m_n	$1,674\,9286(10) \times 10^{-27}$ kg	0,59
		1,008 664 904(14) u	0,014
w eV, $m_n c^2 / (e)$		939,565 63(28) MeV	0,30
Stosunek masy neutronu do masy elektronu	m_n / m_e	1838,683 662(40)	0,022
Stosunek masy neutronu do masy protonu	m_n / m_p	1,001 378 404(9)	0,009
Masa molowa neutronu	$M(n), M_n$	$1,008\,664\,904(14) \times 10^{-3}$ kg/mol	0,014
Długość fali Comptona neutronu			
$h / m_n c$	$\lambda_{C,n}$	$1,319\,591\,10(12) \times 10^{-15}$ m	0,089
$\lambda_{C,n} / 2\pi$	$\lambda'_{C,n}$	$2,100\,194\,45(19) \times 10^{-16}$ m	0,089
Moment magnetyczny neutronu	μ_n	$0,966\,237\,07(40) \times 10^{-26}$ J T ⁻¹	0,41
	μ_n / μ_B	$1,041\,875\,63(25) \times 10^{-3}$	0,24
	μ_n / μ_N	1,913 042 75(45)	0,24
Stosunek momentów magnetycznych neutronu i elektronu	μ_n / μ_e	$1,040\,668\,82(25) \times 10^{-3}$	0,24
Stosunek momentów magnetycznych neutronu i protonu	μ_n / μ_p	0,684 979 34(16)	0,24

Deuteron			
Masa deuteronu	m_d	$3,343\ 5860(20) \times 10^{-27}$ kg	0,59
		2,013 553 214(24) u	0,012
w eV, $m_d c^2 / (e)$		1875,613 39(57) MeV	0,30
Stosunek masy deuteronu do masy elektronu	m_d / m_e	3670,483 014(75)	0,020
Stosunek masy deuteronu do masy protonu	m_d / m_p	1,999 007 496(6)	0,003
Masa molowa deuteronu	$M(d), M_d$	$2,013\ 553\ 214(24) \times 10^{-3}$ kg/mol	0,012
Moment magnetyczny deuteronu	μ_d	$0,433\ 073\ 75(15) \times 10^{-26}$ J T ⁻¹	0,34
	μ_d / μ_B	$0,466\ 975\ 4479(91) \times 10^{-9}$	0,019
	μ_d / μ_N	0,857 438 230(24)	0,028
Stosunek momentów magnetycznych deuteronu i elektronu	μ_d / μ_e	$4,664\ 345\ 460(91) \times 10^{-4}$	0,019
Stosunek momentów magnetycznych deuteronu i protonu	μ_d / μ_p	0,307 012 2035(51)	0,017

STALE FIZYKO-CHEMICZNE

Liczba Avogadra	N_A, L	$6,022\ 1367(36) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	0,59
Atomowa jednostka masy			
$m(^{12}\text{C})/12$	m_u	$1,660\ 5402(10) \times 10^{-27} \text{ kg}$	0,59
w eV, $m_u c^2 / \langle e \rangle$		931,494 32(28) MeV	0,30
Stała Faradaya	F	96 485,309(29) C mol ⁻¹	0,30
Molowa stała Plancka	$N_A h$	$3,990\ 313\ 23(36) \times 10^{-10} \text{ J s mol}^{-1}$	0,089
	$N_A h c$	0,119 626 58(11) J m mol ⁻¹	0,089
Molowa stała gazowa	R	8,314 510(70) J mol ⁻¹ K ⁻¹	8,4
Stała Boltzmann, R/N_A	k	$1,380\ 658(12) \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	8,5
w eV, $k / \langle e \rangle$		$8,617\ 385(73) \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$	8,4
	k/h	$2,083\ 674(18) \times 10^{10} \text{ Hz K}^{-1}$	8,4
	k/hc	$69,503\ 87(59) \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	8,4
Objętość molowa gazu doskonałego, RT/p , $T = 273,15 \text{ K}$, $p = 101\ 325 \text{ Pa}$	V_m	22,414 10(19) L/mol	8,4
Liczba Loschmidta, N_A/V_m	n_0	$2,686\ 763(23) \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$	8,5

Stała Sackura-Tetrode

(entropia[†])

$$\frac{5}{2} + \ln\left(\left(2\pi m_u kT_1/h^2\right)^{3/2} kT_1/p_0\right)$$

$$T_1 = 1\text{K}, p_0 = 100\text{ kPa} \quad S_0/R \quad -1,151\ 693(21) \quad 18$$

$$p_0 = 101\ 325\text{ Pa} \quad -1,164\ 856(21) \quad 18$$

Stała Stefana-Boltzmannna

$$(\pi^2/60)k^4/n^3c^2$$

$$\sigma \quad 5,670\ 51(19) \times 10^{-8}\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-4} \quad 34$$

Pierwsza stała promieniowania

$$2\pi hc^2$$

$$c_1 \quad 3,741\ 7749(22) \times 10^{-16}\text{ W m}^2 \quad 0,60$$

Druga stała promieniowania

$$hc/k$$

$$c_2 \quad 0,014\ 387\ 69(12)\text{ mK} \quad 8,4$$

Stała wzoru Wiena

$$\lambda_{\max} T = c_2/4,965\ 11423 \dots$$

$$b \quad 2,897\ 756(24) \times 10^{-3}\text{ mK} \quad 8,4$$

[†] Entropia molowa jednoatomowego gazu doskonałego o masie atomowej A_r wynosi

$$S = S_0 + \frac{3}{2}R \ln A_r - R \ln(p/p_0) + \frac{5}{2}R \ln(T/K).$$

Tablica 3. Wzorce i wartości standardowe

Wielkość	Symbol	Wartość	Jednostki	Niepewność względna ppm
Elektronowolt, $(e/C) J = (e) J$	eV	$1,602\,177\,33(49) \times 10^{-19} J$		0,30
(e/k)		11 604,45(10) K		8,5
$(e/m_e c^2)$		$1,073\,543\,85(33) \times 10^{-9} u$		0,30
Atomowa jednostka masy				
$1 u = m_u = m(^{12}C)/12$	u	$1,660\,5402(10) \times 10^{-27} kg$		0,59
Atmosfera normalna	atm	101 325 Pa		def.
Standardowe przyspieszenie ziemskie	g_n	$9,806\,65 m s^{-2}$		def.
Wzorce jednostek elektrycznych				
Om wzorcowy BIPM, Ω_{00-BI}				
$\Omega_{BIPM} \equiv \Omega_{00-BI} (1.1.1985)$	Ω_{BIPM}	$0,999\,998\,437(50) \Omega$		0,050
$d\Omega_{00-BI}/dt$		$-0,0566(15) \mu\Omega/a$		—
Wolt wzorcowy BIPM				
$2e/h \equiv 483\,594,0 GHz/V_{70-BI}$	V_{70-BI}	$0,999\,992\,41(30) V$		0,30
Amper wzorcowy BIPM				
$A_{BIPM} = V_{70-BI} / \Omega_{00-BI}$	A_{BIPM}	$0,999\,993\,97(30) A$		0,30

Wzorce długości fal promieni X

$\lambda(\text{Cu K}\alpha_1)/1537,400$	$x_u(\text{Cu K}\alpha_1)$	$1,002\,077\,89(70)\times 10^{-19}\text{ m}$	0,70
$\lambda(\text{Mo K}\alpha_1)/707,831$	$x_u(\text{Mo K}\alpha_1)$	$1,002\,099\,38(45)\times 10^{-19}\text{ m}$	0,45
$\text{\AA}^* : \lambda(\text{W K}\alpha_1)/0,209\,100$	\AA^*	$1,000\,014\,81(92)\times 10^{-10}\text{ m}$	0,92
Stała sieci Si (w próżni, $22,5^\circ\text{C}^\dagger$)	a	$0,543\,101\,96(11)\text{ nm}$	0,21
$d_{220} = a/\sqrt{8}$	d_{220}	$0,192\,015\,540(40)\text{ nm}$	0,21
Objętość molowa Si $M(\text{Si})/\rho(\text{Si}) = N_A a^3/8$	$V_m(\text{Si})$	$12,058\,8179(89)\text{ cm}^3/\text{mol}$	0,74

† Zmiany stałej sieci Si, w zależności od procesu przygotowania monokryształu, są rzędu 10^{-7} . Możliwe są także odstępstwa od dokładnej symetrii kubicznej rzędu 0,2 ppm.

Porównania i dyskusja

Dokładność wartości polecanych w 1986 r. jest około jeden rząd wielkości lepsza aniżeli odpowiednich wartości w 1973 r. Dokładność stałej Rydberga R_∞ jest poprawiona o czynnik 60, podczas gdy dokładność m_p/m_e i α o czynnik bliski 20. Najbardziej znaczną zmianą jest zmiana w K_V i wynikająca stąd zmiana o 7,75 ppm w polecanej wartości $2e/h$. Jej wartość polecana w 1986 r. jest wyższa niż wartość z 1973 r. o 3 razy odchylenie standardowe tej wartości z 1973 r. Stosunek Josephsona częstości do napięcia, przyjęty przez Komitet Doradczy Elektryczności w 1972 r. jako 483594,0 GHz/V, miał reprodukować wartość SI i stał się podstawą prawnej reprezentacji wolta w wielu krajach. Okazał się za mały o około 8 ppm. Ta niezadowalająca sytuacja jest przedmiotem narad międzynarodowych komitetów i winna być poprawiona w przyszłości [19,20].

Ponieważ stała struktury subtelnej α , która jest proporcjonalna do $e(e/h)$ zmienia się tylko o 0,37 ppm, zwiększenie $2e/h$ jest silnie skorelowane z równym w przybliżeniu względnym zmniejszeniem wartości e . Gdy e^2/h prawie nie zmienia się, a e zmniejsza się, względne zmniejszenie h musi być dwa razy większe. Dalej, wielkość $N_A h$ jest proporcjonalna do α^2 . Zmniejszenie h jest połączone ze zwiększeniem N_A i ze zwiększeniem (w przybliżeniu o połowę mniejszym) stałej Faradaya F . Zmiany wartości z 1973 r. wielu wielkości są więc silnie skorelowane. Wszystkie duże zmiany wiążą się bezpośrednio ze zmianą w K_V . Widać to z porównania wartości polecanych w 1973 i w 1986 r. kilku stałych (tab. 4).

Tablica 4. Porównanie wartości polecanych w 1973 i 1986 roku

Wielkość	Niepewność polecanej wartości w ppm		Zmiana wartości polecanej w 1973 po wyrównaniu w 1986 w ppm
	1973	1986	
α^{-1}	0,82	0,045	-0,37
e	2,9	0,30	-7,4
h	5,4	0,60	-15,2
m_e	5,1	0,59	-15,8
N_A	5,1	0,59	+15,2
m_p/m_e	0,38	0,020	+0,64
F	2,8	0,30	+7,8
$2e/h$	2,6	0,30	+7,8

Znaczna część różnic między 1973 a 1986 rokiem pochodzi z powodu usunięcia w 1973 r. dwóch pomiarów stałej Faradaya, które wydawały się niezgodne z pozostałymi danymi. Obecnie ta „niezgodność” nie wydaje się tak znaczna. Wyrównanie no. 40 tamtej analizy [13], które różni się od polecanego w 1973 r. wyrównania no. 41 tylko uwzględnieniem obu pomiarów stałej Faradaya, daje wartość $2e/h$ wyższą o 5,3 ppm niż polecana w 1973 r. i tylko o $2,5 \pm 2,0$ ppm niższą niż wartość obecna. Ważne jest stwierdzić w każdym razie, że nie ma podobnych rozbieżności danych w obecnej analizie; dane usunięte były albo nadmiernie niezgodne albo miały niską wagę. Tak więc nie jest prawdopodobne by jakiegokolwiek przyszłe opracowanie bieżących danych mogło zmienić wartości polecane w obecnym wyrównaniu więcej niż o dwa odchylenia standardowe.

Analiza przeprowadzona w 1986 r nie rozważa osobno danych, które są niezależne od rachunków elektrodynamiki kwantowej (*without Quantum Electrodynamics, WQED data*), jak to miało miejsce w latach 1969 i 1973. Jeżeli pomiary, które zależą od rachunków elektrodynamiki kwantowej, jak anomalny moment magnetyczny elektronu i struktura nadształna mionium, byłyby odrzucone, pozostałe 20 pozycji danych prowadzi do wartości $\alpha^{-1} = 137,0359846(94)$. Różni się ona od wartości polecanej o $0,036 \pm 0,059$ ppm. Wartość wielkości WQED K_V różni się od wartości polecanej o $0,01 \pm 1,03$. Jest jasne, iż nie ma podstawy do jakiegokolwiek rozróżnienia danych QED i WQED. Usunięcie z analizy danych kwantowego efektu Halla (QHE) pozwala sprawdzić słuszność teoretycznego związku $R_H = h/e^2$. Jeśli odrzucić dane QHE, wartość α^{-1} staje się $137,0359884(79)$; różnica od wartości polecanej wynosi $-0,009 \pm 0,071$ ppm. Wartość α^{-1} pochodząca z danych oporu Halla i bezpośredniego wyznaczenia ona wynosi $137,0359943(127)$. Różni się od podanej wyżej wartości tylko o $0,043 \pm 0,085$ ppm. Zatem posiadane obecnie dane pomiarowe nie wskazują na żadną niezgodność w teorii QHE na bieżącym poziomie dokładności.

Tłumaczył

Maciej Suffczyński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Tablica 5. Współczynniki przeliczeniowe jednostek energetycznych. Wielkości w jednej linii są równe. Jednostka w nagłówku kolumny odnosi się do wszystkich wartości w kolumnie. Na przykład $1 \text{ eV} = 806544,10 \text{ m}^{-1} = 2,417 988 36 \times 10^{14} \text{ Hz}$

	J	kg	m⁻¹	Hz
1 J =	1	$1/\{c^2\}$ $1,112 650 06 \times 10^{-17}$	$1/\{hc\}$ $5,034 1125(30) \times 10^{24}$	$1/\{h\}$ $1,509 188 97(90) \times 10^{33}$
1 kg =	$\{c^2\}$ $8,987 551 787 \times 10^{16}$	1	$\{c/h\}$ $4,524 4347(27) \times 10^{41}$	$\{c^2/h\}$ $1,356 391 40(81) \times 10^{50}$
1 m ⁻¹ =	$\{hc\}$ $1,986 4475(12) \times 10^{-25}$	$\{h/c\}$ $2,210 2209(13) \times 10^{-42}$	1	$\{c\}$ 299 792 458
1 Hz =	$\{h\}$ $6,626 0755(40) \times 10^{-34}$	$\{h/c^2\}$ $7,372 5032(44) \times 10^{-51}$	$1/\{c\}$ $3,335 640 952 \times 10^{-9}$	1
1 K =	$\{k\}$ $1,380 658(12) \times 10^{-23}$	$\{k/c^2\}$ $1,536 189(13) \times 10^{-40}$	$\{k/hc\}$ 69,503 87(59)	$\{k/h\}$ $2,083 674(18) \times 10^{10}$
1 eV =	$\{e\}$ $1,602 177 33(49) \times 10^{-19}$	$\{e/c^2\}$ $1,782 662 70(54) \times 10^{-36}$	$\{e/hc\}$ 806 554,10(24)	$\{e/h\}$ $2,417 988 36(72) \times 10^{14}$
1 u =	$\{m_u c^2\}$ $1,492 419 09(88) \times 10^{-10}$	$\{m_u\}$ $1,660 5402(10) \times 10^{-27}$	$\{m_u c/h\}$ $7,513 005 63(67) \times 10^{14}$	$\{m_u c^2/h\}$ $2,252 342 42(20) \times 10^{23}$
1 hartree =	$\{2R_\infty hc\}$ $4,359 7482(26) \times 10^{-18}$	$\{2R_\infty h/c\}$ $4,850 8741(29) \times 10^{-35}$	$\{2R_\infty\}$ 21 947 463,067(26)	$\{2R_\infty c\}$ $6,579 683 8999(78) \times 10^{15}$

	K	eV	u	hartree
1 J =	$1/\{k\}$ $7,242\,924(61)\times 10^{22}$	$1/\{e\}$ $6,241\,5064(19)\times 10^{18}$	$1/\{m_u c^2\}$ $6,700\,5308(40)\times 10^9$	$1/\{2R_\infty hc\}$ $2,293\,7104(14)\times 10^{17}$
1 kg =	$\{c^2/k\}$ $6,509\,616(55)\times 10^{39}$	$\{c^2/e\}$ $5,609\,5862(17)\times 10^{35}$	$1/\{m_u\}$ $6,022\,1367(36)\times 10^{26}$	$\{c/2R_\infty h\}$ $2,061\,4841(12)\times 10^{34}$
1 m ⁻¹ =	$\{hc/k\}$ $0,014\,387\,69(12)$	$\{hc/e\}$ $1,239\,842\,44(37)\times 10^{-6}$	$\{h/m_u c\}$ $1,331\,025\,22(12)\times 10^{-15}$	$1/\{2R_\infty\}$ $4,556\,335\,2672(54)\times 10^{-8}$
1 Hz =	$\{h/k\}$ $4,799\,216(41)\times 10^{-11}$	$\{h/e\}$ $4,135\,6692(12)\times 10^{-15}$	$\{h/m_u c^2\}$ $4,439\,822\,24(40)\times 10^{-24}$	$1/\{2R_\infty c\}$ $1,519\,829\,8508(18)\times 10^{-16}$
1 K =	1	$\{k/e\}$ $8,617\,385(73)\times 10^{-5}$	$\{k/m_u c^2\}$ $9,251\,140(78)\times 10^{-14}$	$\{k/2R_\infty hc\}$ $3,166\,829(27)\times 10^{-6}$
1 eV =	$\{e/k\}$ $11\,604,45(10)$	1	$\{e/m_u c^2\}$ $1,073\,543\,85(33)\times 10^{-9}$	$\{e/2R_\infty hc\}$ $0,036\,749\,309(11)$
1 u =	$\{m_u c^2/k\}$ $1,080\,9478(91)\times 10^{13}$	$\{m_u c^2/e\}$ $931,494\,32(28)\times 10^6$	1	$\{m_u c/2R_\infty h\}$ $3,423\,177\,25(31)\times 10^7$
1 hartree =	$\{2R_\infty hc/k\}$ $3,157\,733(27)\times 10^5$	$\{2R_\infty hc/e\}$ $27,211\,3961(81)$	$\{2R_\infty h/m_u c\}$ $2,921\,262\,69(26)\times 10^{-8}$	1

Literatura

- [1] *Comptes Rendus des Séances de la 17^e CGPM*, BIPM, Sèvres 1983.
- [2] R. P. Hudson red., *Metrologia* **19**, 163 (1984).
- [3] R. D. Deslattes i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 463 (1974).
- [4] P. Seyfried i in., *Precision Measurement and Fundamental Constants II*, red. B. N. Taylor, W. D. Phillips, Natl. Bur. Stand. US, Spec. Public. 617, U. S. Govt. Printing Office, Washington DC 1984, str. 313.
- [5] R. S. van Dyck jr., P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, *Atomic Physics — 9*, red. R. S. van Dyck jr., E.N. Fortson, World Scientific, Singapore 1984, str. 53.
- [6] T. Kinoshita, J. Sapirstein, w [5], str. 38.
- [7] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [8] Y. Imry, "Klaus von Klitzing", *Europhys. News* **16**, 11/12 (1985).
- [9] E. R. Cohen, N. B. Taylor, "The 1986 Adjustment of the Fundamental Physical Constants" *CODATA Bulletin* no. 63, International Council of Scientific Unions — Committee on Data for Science and Technology CODATA, Paris 1986.
- [10] "Recommended Consistent Values of the Fundamental Physical Constants, 1973", *CODATA Bulletin* no. 11, Paris 1973.
- [11] E. R. Cohen, K. M. Crowe, J. W. M. Du Mond, *Fundamental Constants of Physics*, Interscience Publishers, New York 1957.
- [12] B. N. Taylor, W. H. Parker, D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 375 (1969), także opublikowane jako *The fundamental Constants and Quantum Electrodynamics*, Academic Press, New York 1969.
- [13] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2**, 663 (1973).
- [14] V. S. Tuninsky, S. V. Kholin, "Concerning changes in the methods for adjusting the physical constants", Internal Report, Mendeleev Research Institute of Metrology VNIIM, Leningrad; *Metrologiya* **8**, 3 (1975).
- [15] B. N. Taylor "Numerical comparisons of several algorithms for treating inconsistent data in a least-squares adjustment of the fundamental constants", *Natl. Bur. Stand. Report* NBSIR 81-2426, 1982.
- [16] E. R. Cohen, "Extended least squares", Report SCTR-76-1, Rockwell International Science Center, 1976.
- [17] E. R. Cohen, "An extended least-squares algorithm for treating inconsistent data", Report SCTR-3-78-11, Rockwell International Science Center: zob. [4], str. 391.
- [18] E. R. Cohen, "Metrology and Fundamental Constants", *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, Course LXVIII, red. A. Ferro-Milone, P. Giacomo, S. Leschiutta, North Holland, Amsterdam 1980, str. 581.
- [19] B. N. Taylor, *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **91**, 299 (1986).
- [20] B. N. Taylor, *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **92**, 55 (1987).

*
* *

Uwagi tłumacza

Podana w tab. 2 i 3 lista podstawowych stałych fizyki i chemii jest wynikiem wyrównania metodą najmniejszych kwadratów zbioru danych o 17 stopniach swobody. Liczby w nawiasach po wartości polecanej podają niepewność jednego standardowego odchylenia w ostatnich cyfrach danej wartości, czyli krótko, odchylenie standardowe ostatnich cyfr. Niepewności wielu danych w tablicach są skorelowane. Wobec tego dla wyliczenia niepewności zależnych od nich wielkości trzeba uwzględnić pełną macierz kowariancji.

Macierz ta i macierz współczynników korelacji dla polecanego w 1986 r. zbioru stałych podstawowych fizyki podana jest w ostatniej tablicy obszernej publikacji w *CODATA Bulletin* no. 63 [1]. Z tej publikacji zostały przełożone na język polski tab. 2, 3 oraz 5 i 6 niniejszego artykułu. W tab. 2 podana jest skalarna wielkość μ_n momentu magnetycznego neutronu. Magnetyczny dipol neutronu jest skierowany przeciwnie do dipola protonu i odpowiada dipolowi wywołanemu wirowaniem rozkładu ładunku ujemnego. W przybliżeniu spełniona jest suma wektrowa $\mu_d = \mu_p + \mu_n$ momentów magnetycznych deuteronu, protonu i neutronu. W tab. 5 przedstawiono współczynniki przeliczeniowe jednostek energetycznych. Tablica 6 zawiera podstawowe stałe fizyczne i wzorce oraz często używane współczynniki przeliczeniowe.

Tablice, będące wynikiem wyrównania stałych podstawowych fizyki i chemii w 1986 r., są obszerniejsze od opublikowanych przez E. R. Cohena i B. N. Taylora [2] w 1973 r. i przełożonych na język polski w *Postęпах Fizyki* [3].

Dokładniejsze opisy wyboru danych pomiarowych do wyrównania w 1986 r., wyboru stałych pomocniczych o największej dokładności, obecnej sytuacji wzorców laboratoryjnych podstawowych wielkości układu SI (*Système International d'Unités*), związków między danymi pomiarowymi oraz wybranej metody wyrównania można znaleźć w *CODATA Bulletin* no. 63 [1] oraz kilku późniejszych publikacjach tych samych autorów wyrównania [4,5], zob. także [6].

Dziękuję drowi E. R. Cohenowi za korespondencję, dyskusje i liczne wyjaśnienia, oraz jemu i drowi B. N. Taylorowi za odbitki ich oryginalnych publikacji.

Dziękuję także mgrowi Adamowi Wrońskiemu za przepisanie tablic stałych fizycznych pismem Chi Writer.

Literatura

- [1] E. R. Cohen, N. B. Taylor, *CODATA Bulletin* no. 63, International Council of Scientific Unions — Committee on Data for Science and Technology CODATA, Paris 1986.
- [2] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2**, 663 (1973).
- [3] M. Suffczyński, *Postępy Fizyki* **27**, 35 (1976).
- [4] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *Physics Today*, **40**, no. 8, BG 11 (1987).
- [5] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1121 (1987).
- [6] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **B 204**, 1 (1988).

Tablica 6. Podstawowe stałe fizyczne, współczynniki przeliczeniowe i wzorce

PODSTAWOWE STAŁE FIZYCZNE

W nawiasach po wartości podano odchylenie standardowe ostatnich cyfr

Wielkość	Symbol	Wartość	Jednostki	Niepewność względna ppm
Prędkość światła w próżni	c	299 792 458	m s^{-1}	def.
Przenikalność magnetyczna próżni	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	N A^{-2}	
		$\approx 12,566\,370\,614 \dots \times 10^{-7}$	N A^{-2}	def.
Przenikalność elektryczna próżni, $1/\mu_0 c^2$	ϵ_0	8,854 187 817 ...	$\times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$	def.
Stała grawitacji	G	6,672 59(85)	$\times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$	128
Stała Plancka	h	6,626 0755(40)	$\times 10^{-34} \text{ J s}$	0,60
w eV, $h/(e)$		4,135 6692(12)	$\times 10^{-15} \text{ eV s}$	0,30
$h/2\pi$	\hbar	1,054 572 66(63)	$\times 10^{-34} \text{ J s}$	0,60
w eV, $\hbar/(e)$		6,582 1220(20)	$\times 10^{-16} \text{ eV s}$	0,30
Ładunek elementarny	e	1,602 177 33(49)	$\times 10^{-19} \text{ C}$	0,30
	e/h	2,417 988 36(72)	$\times 10^{14} \text{ A J}^{-1}$	0,30
Kwant strumienia magnetycznego, $h/2e$	Φ_0	2,067 834 61(61)	$\times 10^{-15} \text{ Wb}$	0,30
Stosunek Josephsona częstości do napięcia	$2e/h$	4,835 9767(14)	$\times 10^{14} \text{ Hz V}^{-1}$	0,30

Kwantowy opór Halla

$h/e^2 = \mu_0 c / 2a$	R_H	25 812,8056(12) Ω	0,045
Magneton Bohra, $e\hbar/2m_e$	μ_B	$9,274\ 0154(31) \times 10^{-24}$ J T ⁻¹	0,34
w eV, $\mu_B/(e)$		$5,788\ 382\ 63(52) \times 10^{-5}$ eV T ⁻¹	0,089
Magneton jądrowy, $e\hbar/2m_p$	μ_N	$5,050\ 7866(17) \times 10^{-27}$ J T ⁻¹	0,34
w eV, $\mu_N/(e)$		$3,152\ 451\ 66(28) \times 10^{-8}$ eV T ⁻¹	0,089
Stała struktury subtelnej			
$\mu_0 c e^2 / 2h$	α	$7,297\ 353\ 08(33) \times 10^{-3}$	0,045
	α^{-1}	137,035 9895(61)	0,045
Stała Rydberga, $m_e c a^2 / 2h$	R_∞	$10\ 973\ 731,534(13)$ m ⁻¹	0,0012
Promień Bohra, $a/4\pi R_\infty$	a_0	$0,529\ 177\ 249(24) \times 10^{-10}$ m	0,045
Energia Hartree,			
$e^2/4\pi\epsilon_0 a_0 = 2R_\infty h c$	E_h	$4,359\ 7482(26) \times 10^{-18}$ J	0,60
w eV, $E_h/(e)$		27,211 3961(81) eV	0,30
Masa elektronu	m_e	$9,109\ 3897(54) \times 10^{-31}$ kg	0,59
		$5,485\ 799\ 03(13) \times 10^{-4}$ u	0,023
w eV, $m_e c^2/(e)$		0,510 999 06(15) MeV	0,30
Stosunek ładunku do masy elektronu	$-e/m_e$	$-1,758\ 819\ 62(53) \times 10^{11}$ C kg ⁻¹	0,30
Długość fali Comptona, $h/m_e c$	λ_c	$2,426\ 310\ 58(22) \times 10^{-12}$ m	0,089
Klasyczny promień elektronu			
$\alpha^2 a_0$	r_e	$2,817\ 940\ 92(38) \times 10^{-15}$ m	0,13

Przekrój czynny Thomsona

$(8\pi/3)r_e^2$	σ_e	$0,665\ 246\ 16(18)\times 10^{-28}\ \text{m}^2$	0,27
Moment magnetyczny elektronu	μ_e	$9,284\ 7701(31)\times 10^{-24}\ \text{J T}^{-1}$	0,34
	μ_e/μ_B	1,001 159 652 193(10)	1×10^{-5}
Anomalia momentu magnetycznego elektronu, $\mu_e/\mu_B - 1$	α_e	$1,159\ 652\ 193(10)\times 10^{-9}$	0,0086
Masa mionu	m_μ	$1,883\ 5327(11)\times 10^{-28}\ \text{kg}$	0,61
		0,113 428 913(17) u	0,15
w eV, $m_\mu c^2/(e)$		105,658 389(34) MeV	0,32
Stosunek masy mionu do masy elektronu	m_μ/m_e	206,768 262(30)	0,15
Moment magnetyczny mionu	μ_μ	$4,490\ 4514(15)\times 10^{-26}\ \text{J T}^{-1}$	0,33
Anomalia momentu magnetycznego mionu, $[\mu_\mu/(e\hbar/2m_\mu)] - 1$	α_μ	$1,165\ 9230(84)\times 10^{-9}$	7,2
Stosunek momentów magnetycznych mionu i protonu	μ_μ/μ_p	3,183 345 47(47)	0,15
Masa protonu	m_p	$1,672\ 6231(10)\times 10^{-27}\ \text{kg}$	0,59
		1,007 276 470(12) u	0,012
w eV, $m_p c^2/(e)$		938,272 31(28) MeV	0,30
Stosunek masy protonu do masy elektronu	m_p/m_e	1836,152 701(37)	0,020
Moment magnetyczny protonu	μ_p	$1,410\ 607\ 61(47)\times 10^{-26}\ \text{J T}^{-1}$	0,34
	μ_p/μ_B	$1,521\ 032\ 202(15)\times 10^{-8}$	0,010
	μ_p/μ_N	2,792 847 386(63)	0,023

Poprawka diamagnetyczna dla protonów w kulistej próbce			
wody, 25 °C: $1 - \mu' / \mu$	σ	$25,689(15) \times 10^{-6}$	—
Ekranowany moment magnetyczny protonu (H ₂ O, kula, 25 °C)			
	μ_p' / μ_N	2,792 775 642(64)	0,023
Współczynnik giromagnetyczny protonu bez poprawki (H ₂ O, kula, 25 °C)			
	γ_p'	$26\,751,5255(81) \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$	0,30
	$\gamma_p' / 2\pi$	42,576 375(13) MHz T ⁻¹	0,30
Masa neutronu			
	m_n	$1,674\,9286(10) \times 10^{-27} \text{ kg}$	0,59
		1,008 664 904(14) u	0,014
w eV, $m_n c^2 / (e)$		939,565 63(28) MeV	0,30
Stosunek masy neutronu do masy elektronu			
	m_n / m_e	1838,683 662(40)	0,022
Stosunek masy neutronu do masy protonu			
	m_n / m_p	1,001 378 404(9)	0,009
Moment magnetyczny neutronu			
	μ_n	$0,966\,237\,07(40) \times 10^{-26} \text{ J T}^{-1}$	0,41
	μ_n / μ_N	1,913 042 75(45)	0,24
Stosunek momentów magnetycznych neutronu i protonu			
	μ_n / μ_p	0,684 979 34(16)	0,24

Masa deuteronu	m_d	$3,343\,5860(20)\times 10^{-27}\text{ kg}$	0,59
		$2,013\,553\,214(24)\text{ u}$	0,012
w eV, $m_d c^2/(e)$		$1875,613\,39(57)\text{ MeV}$	0,30
Stosunek masy deuteronu do masy elektronu	m_d/m_e	$3670,483\,014(75)$	0,020
Stosunek masy deuteronu do masy protonu	m_d/m_p	$1,999\,007\,496(6)$	0,003
Moment magnetyczny deuteronu	μ_d	$0,433\,073\,75(15)\times 10^{-26}\text{ J T}^{-1}$	0,34
	μ_d/μ_N	$0,857\,438\,230(24)$	0,028
Stosunek momentów magnetycznych deuteronu i protonu	μ_d/μ_p	$0,307\,012\,2035(51)$	0,017
Liczba Avogadra	N_A, L	$6,022\,1367(36)\times 10^{23}\text{ mol}^{-1}$	0,59
Atomowa jednostka masy			
$m(^{12}\text{C})/12$	m_u	$1,660\,5402(10)\times 10^{-27}\text{ kg}$	0,59
w eV, $m_u c^2/(e)$		$931,494\,32(28)\text{ MeV}$	0,30
Stała Faradaya	F	$96\,485,309(29)\text{ C mol}^{-1}$	0,30
Molowa stała Plancka	$N_A h$	$3,990\,313\,23(36)\times 10^{-10}\text{ J s mol}^{-1}$	0,089
	$N_A hc$	$0,119\,626\,58(11)\text{ J m mol}^{-1}$	0,089

Molowa stała gazowa	R	$8,314\ 510(70)\ \text{J mol}^{-1}\ \text{K}^{-1}$	8,4
Stała Boltzmana, R/N_A	k	$1,380\ 658(12)\times 10^{-23}\ \text{J K}^{-1}$	8,5
w eV, $k/(e)$		$8,617\ 385(73)\times 10^{-5}\ \text{eV K}^{-1}$	8,4
	k/h	$2,083\ 674(18)\times 10^{10}\ \text{Hz K}^{-1}$	8,4
	k/hc	$69,503\ 87(59)\ \text{m}^{-1}\ \text{K}^{-1}$	8,4
Objętość molowa gazu doskonałego, RT/p , $T = 273,15\ \text{K}$, $p = 101\ 325\ \text{Pa}$	V_m	$22,414\ 10(19)\ \text{L/mol}$	8,4
Stała Stefana-Boltzmana $(\pi^2/60)k^4/h^3c^2$	σ	$5,670\ 51(19)\times 10^{-8}\ \text{W m}^{-2}\ \text{K}^{-4}$	34
Pierwsza stała promieniowania $2\pi h c^2$	c_1	$3,741\ 7749(22)\times 10^{-16}\ \text{W m}^2$	0,6(1)
Druga stała promieniowania hc/k	c_2	$0,014\ 387\ 69(12)\ \text{m K}$	8,4
Stała wzoru Wiena $\lambda_{\max} T = c_2/4,965\ 11423 \dots$	b	$2,897\ 756(24)\times 10^{-3}\ \text{m K}$	8,4

WSPÓŁCZYNNIKI PRZELICZENIOWE I WZORCE

Wielkość	Symbol	Wartość	Jednostki
Elektronowolt, $(e/C) J = \langle e \rangle J$	eV	$1,602\,177\,33(49) \times 10^{-19} J$	
(e/k)		11 604,45(10) K	
$(e/m_e c^2)$		$1,073\,543\,85(33) \times 10^{-9} u$	
(e/h)		$2,417\,988\,36(72) \times 10^{14} Hz$	
(e/hc)		$806\,554,10(24) m^{-1}$	
Atomowa jednostka masy			
$1 u = m_u = m(^{12}C)/12$	u	$1,660\,5402(10) \times 10^{-27} kg$	
$m_e c^2 / (e)$		931,494 32(28) MeV	
Atmosfera normalna	atm	101 325 Pa	
Standardowe przyspieszenie ziemskie	g_n	$9,806\,65 m s^{-2}$	
Elektronowolt na cząsteczkę	F	$96\,485,309(29) J mol^{-1}$	
		$23\,060,5424(70) cal mol^{-1}$	
	F/R	11 604,45(10) K	

Stała Rydberga, $m_e c \alpha^2 / 2h$

R_∞	$10\,973\,731,534(13) \text{ m}^{-1}$
$R_\infty c$	$3,289\,841\,9499(39) \times 10^{15} \text{ Hz}$
$R_\infty hc$	$2,179\,8741(13) \times 10^{-18} \text{ J}$
$R_\infty hc/k$	$157\,886,6(1,3) \text{ K}$
	$13,605\,6981(40) \text{ eV}$

w eV, $R_\infty hc/(e)$

Współczynnik przeliczeniowy
napięcie - długość fali

$V \cdot \lambda$	$1,239\,842\,44(37) \text{ V} \mu\text{m}$
$V \cdot \lambda$	$197,327\,053(59) \text{ MeV fm}$

$\lambda(\text{Cu } K\alpha_1) / 1537,400$

$xu(\text{Cu } K\alpha_1) 1,002\,077\,89(70) \times 10^{-13} \text{ m}$

$\lambda(\text{Mo } K\alpha_1) / 707,831$

$xu(\text{Mo } K\alpha_1) 1,002\,099\,38(45) \times 10^{-13} \text{ m}$

$\text{\AA}^* : \lambda(\text{W } K\alpha_1) / 0,209\,100$

$\text{\AA}^* 1,000\,014\,81(92) \times 10^{-10} \text{ m}$

James S. Langer

Institute for Theoretical Physics
University of California
Santa Barbara, Kalifornia, USA

Niektóre z ostatnich osiągnięć teorii formowania się struktur: dendryty i palce Saffmana-Taylora*

Some recent developments in the theory of pattern formation: dendrites and viscous fingers

Abstract: A new theoretical picture of pattern selection in dendritic crystal growth and in the closely analogous viscous fingering problem of Saffman and Taylor is described briefly. There remain some interesting questions concerning the physical interpretation of this theory, in particular: How broad is its range of validity? How do we understand dynamical stability in systems of this kind? What is the origin of sidebranches?

W ciągu ostatnich kilku lat, w teorii formowania się struktur w nieliniowych, dysypatywnych układach nastąpiło kilka zaskakujących zwrotów. Podczas tego wykładu opiszę osiągnięcie, które uważam za najbardziej interesujące — odkrycie, że słabe siły kapilarne działają jako osobliwe zaburzenia, prowadzące do niezmiernie czułych mechanizmów wyboru, niemalże identycznych zarówno dla dendrytowego wzrostu kryształów jak i dla problemu Saffmana-Taylora. Zaznaczę również, w którym miejscu wciąż brak, jak się wydaje, ważnych fragmentów tej łamigłówki.

Dobrze będzie zacząć od nakreślenia historycznej perspektywy dla tych osiągnięć. Większości z nas dendrytowy wzrost kryształów kojarzy się z obrazem płatków śniegu. Tym, którzy zawodowo zajmują się badaniami materiałowymi mogą przyjść na myśl mikrostruktury metalurgiczne, co jest bardzo praktycznym uzasadnieniem badań prowadzonych w tej dziedzinie. Płatki śniegu jednak najbardziej pobudzają wyobraźnię. Monografia Keplera z 1611 roku *Sześciokątny płatek śniegu* [1] jest często cytowana jako pierwsza opublikowana praca, w której morfogeneza — spontaniczne pojawienie się struktur w przyrodzie — potraktowana była jako zagadnienie naukowe, a nie teologiczne. W czasie, kiedy istnienie atomów było zaledwie spekulacją, Kepler zastanawiał się nad heksagonalnym upakowaniem kul. Doszedł jednak do wniosku, że problem ten przerasta jego możliwości. Musiał zostawić rozwiązanie tego zagadnienia przyszłym pokoleniom. Okazuje się, że Kepler czekałby ponad trzy stulecia na znalezienie większości przesłanek do skonstruowania odpowiedzi na postawiony przez niego problem.

* Wykl. ad im. Mariana Smółuchowskiego, wygłoszony w Warszawie w dniu 17 marca 1988 r. (przyp. Red.).

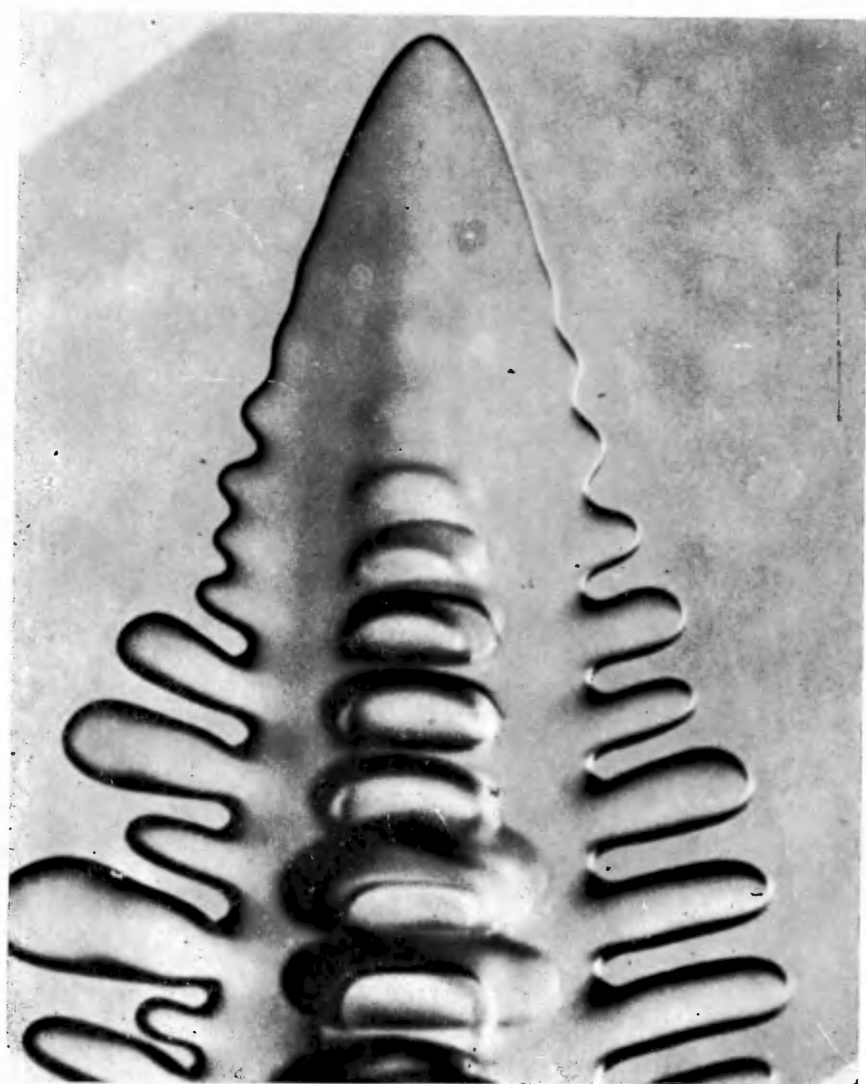
Oczywiście, częścią tej odpowiedzi jest zrozumienie symetrii krystalicznych i ich związku ze strukturą atomową. Inną część stanowi nasza współczesna statystyczna teoria fluktuacji i procesów dysypatywnych, która ostatecznie rządzi tworzeniem się struktur. Jeżeli chodzi o tę teorię, to istotną rolę odegrały tu prace Smoluchowskiego. Jednak dopiero ostatnio zaczęliśmy rozumieć jak nieodwracalne procesy mogą wzmacniać słabe anizotropie i nawet bardzo małe fluktuacje, tak, że tworzą zawiłe struktury w układach bez żadnych szczególnych cech.

Chciałbym podkreślić, że zajmujemy się tutaj procesami dynamicznymi, a nie tylko mikroskopowymi strukturami czy formami makroskopowymi. W odróżnieniu od D'Arcy Thompsona [2] (który był w stanie tylko opisywać i mierzyć, ale nie objaśniać) lub Nakaya [3] (który stworzył najbardziej kompletny i najpiękniejszy na świecie katalog płatków śniegu) dysponujemy teraz narzędziami, które są potrzebne, np. do określenia, w jaki sposób szybkość wzrostu lub odległość między odgałęzieniami zależą od temperatury i składu krystalizującej substancji. Prawdopodobnie mamy nawet większość narzędzi, choć brak nam jeszcze pewnych potrzebnych wiadomości, aby zrozumieć wzrost form biologicznych. Pośród tych narzędzi, dwa wydają się najbardziej istotne: teoria morfologicznych niestabilności w układach dalekich od punktu równowagi i komputer, który umożliwia ilościowe badanie nieliniowego zachowania takich układów (ze względu na obie te metody jesteśmy w znacznej mierze dłużnikami Turinga [4]). Praca, którą tutaj przedstawię, powstała w dużej mierze w wyniku takiego współczesnego połączenia intuicji fizycznej, analizy matematycznej i metod numerycznych.

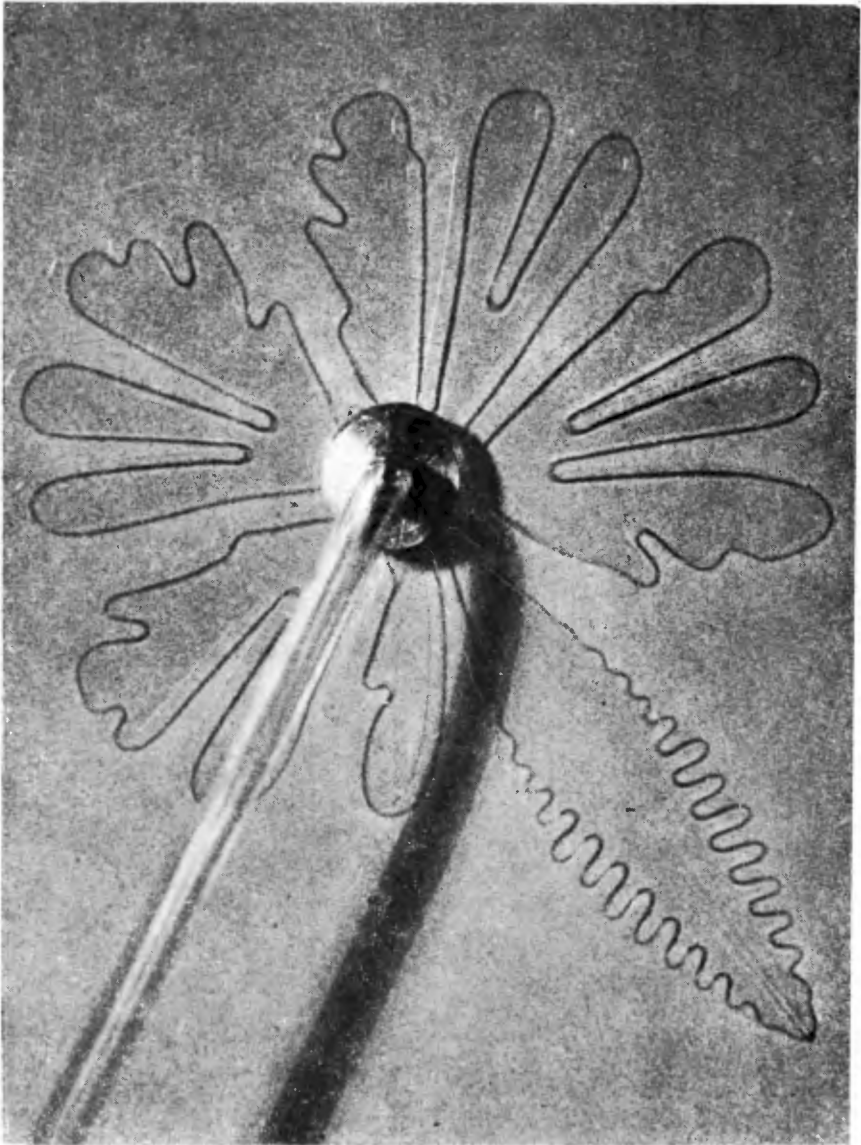
Na początku tego wykładu zamierzam zrobić krótki przegląd najnowszej historii zagadnień Saffmana-Taylora i dendrytów, a następnie spróbuję przekazać przynajmniej ogólne wyobrażenie o ostatnich osiągnięciach, a w szczególności o tzw. teorii rozwiązywalności (*solvability theory*). Na koniec opiszę godny uwagi efekt pęcherzyków Coudera, który poprzez myślowe zastąpienie „palców” w problemie Saffmana-Taylora dendrytami, doskonale obrazuje działanie osobliwych zaburzeń. Zakończę pewnymi uwagami na temat bocznych odgałęzień.

Zacznijmy od „symetrycznego” modelu wzrostu kryształów [5, 6]. (Model ten stał się bardzo popularny wśród specjalistów z tej dziedziny. Wydaje mi się, że Łukasz Turski był pierwszym, który zrozumiał jego teoretyczne znaczenie.) W klasycznym, termodynamicznym modelu krystalizacji czystej substancji z roztworu, podstawowym mechanizmem kontrolującym szybkość jest dyfuzja ciepła utajonego z granicy pomiędzy fazami ciekłą i stałą. Ciepło utajone, uwalniane podczas przemiany ogrzewa substancję w sąsiedztwie frontu krystalizacji i musi być usunięte zanim nastąpi dalsza krystalizacja. Jest to morfologicznie niestabilny proces, którego charakterystyczną cechą jest tworzenie się dendrytów — tzn. struktur przypominających płatki śniegu. Typowy przebieg wydarzeń to powstawanie na początkowo bezkształtnym zarodku krystalicznym, zanurzonym w przechłodzonej cieczy, wypukłości w wyróżnionych krystalograficznie kierunkach. Wypukłości te rozrastają się w iglaste rozgałęzienia, których wierzchołki poruszają się na zewnątrz ze stałą szybkością. Te pierwotne rozgałęzienia znowu są niestabilne ze względu na powstawanie bocznych odgałęzień, zatem każdy rosnący na zewnątrz wierzchołek zostawia za sobą skomplikowaną strukturę dendrytową, taką jaka jest przedstawiona na rys. 1.

Bezwymiarowe pole opisujące termiczną dyfuzję w powyższym modelu wybieramy



Ryc. 1



Рyc. 3

zwykle jako

$$u = \frac{T - T_{\infty}}{L/c}, \quad (1)$$

gdzie T_{∞} oznacza temperaturę cieczy nieskończenie daleko od rosnącego kryształu, a stosunek ciepła utajonego L do ciepła właściwego c jest odpowiednią jednostką przechłodzenia. Pole u spełnia równanie dyfuzji

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \nabla^2 u, \quad (2)$$

gdzie D jest stałą dyfuzji termicznej, którą przyjmujemy za jednakową zarówno dla fazy ciekłej, jak i dla stałej. Ostatni warunek definiuje symetrię pomiędzy dwiema fazami w tej wersji „symetrycznego” modelu. Pozostałe składniki modelu to warunki brzegowe nałożone na front krystalizacji. Warunek pierwszy to zachowanie ciepła

$$v_n = -[D \hat{n} \cdot \nabla u], \quad (3)$$

gdzie \hat{n} jest jednostkowym wektorem normalnym, skierowanym na zewnątrz powierzchni kryształu, v_n jest składową normalną prędkości wzrostu, a nawiasy kwadratowe symbolizują nieciągłość przepływu przez powierzchnię graniczną. Ciekawszym, z fizycznego punktu widzenia, warunkiem brzegowym jest warunek lokalnej równowagi termodynamicznej, określający temperaturę u_s na granicy dwóch faz

$$u_s = \Delta - d_0 \kappa, \quad (4)$$

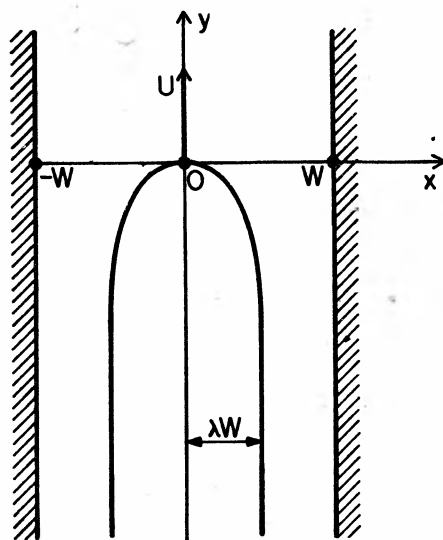
gdzie

$$\Delta = \frac{T_M - T_{\infty}}{L/c} \quad (5)$$

jest bezwymiarowym przechłodzeniem, miarą siły napędowej dla procesów, które rozważamy. Drugi wyraz po prawej stronie (4) jest poprawką Gibbsa-Thomsona do temperatury topnienia przy zakrzywionej powierzchni, κ jest sumą podstawowych krzywizn, a $d_0 = \gamma c T_M / L^2$ jest długością, zwykle rzędu angstromów, proporcjonalną do napięcia powierzchniowego γ . Ta ostatnia wielkość, zatem również d_0 , mogą być funkcjami kąta orientacji powierzchni brzegowej względem osi symetrii kryształu. W szczególności, dla kryształu kubicznego, w płaszczyźnie $(1, 0, 0)$ można przyjąć, że d_0 jest proporcjonalne do $(1 - \alpha \cos 4\theta)$, gdzie θ jest kątem określonym wyżej, a α jest miarą wielkości anizotropii.

Hydrodynamicznym odpowiednikiem krystalizacji dendrytowej jest niestabilność, która występuje kiedy ciecz nielepka wypiera ciecz lepka w ośrodku porowatym. Dwuwymiarową realizacją tej sytuacji jest komórka Hele-Showa, w której wymuszany jest ruch dwóch (nie mieszających się) cieczy w wąskiej szczelinie pomiędzy dwiema płytami. Sytuacja jest schematycznie przedstawiona na rys. 2. Wypychającą, nielepka ciecz można traktować jako wzrastający kryształ, a bardziej lepka ciecz, która jest wypychana, przyjmuje rolę roztworu. Odpowiednikiem termicznego pola u jest ciśnienie P , które można traktować jako stałe w „kryształach”, i które powinno spełniać równanie Laplace’a w „roztworze”. Jest to główna różnica pomiędzy problemem Saffmana-Taylora i krystalizacją — równanie Laplace’a nie jest równaniem dyfuzji. Prędkość lepkiej cieczy w ośrodku

porowatym zgodnie z prawem Darcy'ego, jest wprost proporcjonalna do $-\nabla P$, a więc wyrażenie na prędkość powierzchni oddzielającej obie ciecze dokładnie odpowiada prawu zachowania (3). W końcu napięcie między powierzchniami γ powoduje, że ciśnienie na granicy jest pomniejszone o wielkość proporcjonalną do $\gamma\kappa$, co odpowiada termodynamicznemu warunkowi brzegowemu (4). Nie ma tu jednakże anizotropii krystalicznej związanej z γ . Informacja o kierunku może być wprowadzona tylko poprzez oddziaływanie pomiędzy



Ryc. 2

długozasięgowym polem ciśnienia a ścianami pojemnika lub inaczej: przez dodanie do modelu — „odreżnicze” można powiedzieć — jakiejś anizotropii w ośrodku, przez który przepływają ciecze.

Z obydwoma tymi modelami związane są konkretne, dobrze określone problemy wyboru struktury. Wiadomo, że w krystalizacji szybkość wzrostu v i promień wierzchołka dendrytu ϱ są określone powtarzalnie przez przechłodzenie Δ . W przypadku hydrodynamicznym, a w szczególności w dwuwymiarowym eksperymencie Saffmana-Taylor'a [7], w którym stabilne formy „palczaste” tworzą się w długim kanale, stosunek λ szerokości „palca” do szerokości kanału jest jednoznacznie określony poprzez szybkość przepływu. W obu przypadkach napięcie powierzchniowe wydaje się być, na pierwszy rzut oka, zaburzeniem do zaniedbania; długość d_0 jest o rzędy wielkości mniejsza niż inne charakterystyczne długości. Jednakże zaniedbanie napięcia powierzchniowego w obu powyższych problemach prowadzi do ciągłej rodziny rozwiązań i wobec tego niemożliwe jest wytłumaczenie obserwowanych w doświadczeniu zasad wyboru. Okazuje się, że napięcie powierzchniowe odgrywa w tych procesach bardzo subtelną rolę.

W przypadku dendrytów, jeżeli zaniedbamy napięcie powierzchniowe, to dochodzimy do paradoksu Ivantsowa. Zamiast jednoznacznie określonej prędkości wzrostu v i promienia wierzchołka, ϱ , przy ustalonym Δ , jak żąda eksperyment, istnieje ciągła rodzina stacjo-

narnych, zachowujących kształt frontów krystalizacji — paraboloid obrotowych, które spełniają równanie Ivantsowa

$$\Delta = pe^p \int_p^\infty dy \frac{e^{-y}}{y}, \quad (6)$$

gdzie $p = \rho v/2D$ jest termiczną liczbą Pécleta. Wierzchołki dendrytów często rzeczywiście wyglądają jak paraboloidy i pomiary eksperymentalne w większości wskazują na to, że zależność Ivantsowa (6) jest prawdziwa. Ale oczywiście teorii tej brakuje pewnych istotnych elementów.

Ponad dziesięć lat temu badaliśmy wraz z Müller-Krumbhaarem [9] koncepcję (pierwotnie zaproponowaną przez Oldfielda [10]), że brakujące elementy teorii mogą mieć coś wspólnego ze stabilnością wzrastającej formy. Przeprowadziliśmy wiele skomplikowanych obliczeń, ale to, co z nich w końcu wynikło, było stosunkowo prostym modelem, zaskakująco dobrze, od tego czasu, potwierdzonym doświadczalnie. W najprostszych możliwych warunkach, nasza hipoteza zamyka się w stwierdzeniu, że promienie krzywizny wierzchołków, ρ , skalują się tak, jak długość Mullins-Sekerki [11] $\lambda_s = 2\pi(2Dd_0/v)^{1/2}$. Warto zauważyć, że λ_s jest średnią geometryczną mikroskopowej długości kapilarnej d_0 i makroskopowej długości dyfuzji $2D/v$ — czyli jest z grubsza właściwą wielkością do opisu struktury dendrytowej. Płaski front krystalizacji poruszający się z szybkością v jest liniowo niestabilny względem sinusoidalnych deformacji, których długość fali jest większa od λ_s . Stąd wniosek, że dendryty o promieniu wierzchołka, ρ , znacznie większym od λ_s muszą być niestabilne ze względu na wyostanie lub rozszczepianie się. Dynamiczny proces, który prowadzi do formowania się wierzchołków dendrytowych może w naturalny sposób ustalać się w stanie będącym marginalnie stabilnym, to znaczy w stanie, w którym bezwymiarowa kombinacja wielkości

$$\sigma = \frac{2Dd_0}{v\rho^2} = \left(\frac{\lambda_s}{2\pi\rho} \right)^2 \quad (7)$$

jest stałą, niezależną od Δ . Co więcej, gdyby potraktować poprzednie założenie dosłownie i podstawić ρ równe długości λ_s to wartość tej stałej wynosiłaby $\sigma^* \approx (1/2\pi)^2 = 0,025$. Założenie że $\sigma = \sigma^* = \text{const.}$ zostało potwierdzone przez szereg obserwacji doświadczalnych (po wyeliminowaniu lub uwzględnieniu w inny sposób zjawisk konwekcji), a charakterystyczna wartość $\sigma^* \approx 0,0195$ dla nitrylu kwasu bursztynowego — materiału przebadanego najbardziej dokładnie — jest bardzo bliska naiwnym przewidywaniom.

Co w takim razie jest błędne w teorii marginalnej stabilności? Wydaje się, że jej matematyczne podstawy zniszczone zostały przez odkrycie, że obecność napięcia powierzchniowego niszczy rodzinę rozwiązań Ivantsowa [13-17]. Nieznikające d_0 , niezależnie od tego jak małe, redukuje continuum rozwiązań do co najwyżej dyskretnego zbioru, a istnienie jakiegokolwiek rozwiązania zależy od tego, czy napięcie powierzchniowe posiada zależność kątową, to znaczy, nieznikającą wartość współczynnika anizotropii α . Zatem rachunek stabilności, który prowadziliśmy wraz z Müller-Krumbhaarem okazał się bezpodstawny, ponieważ rodzina rozwiązań stacjonarnych, której stabilność rzekomo badaliśmy, nie istnieje.

Nie wszystko jest jednak stracone, ponieważ matematycy natychmiast zaproponowali nowy mechanizm wyboru, aczkolwiek taki, który ma niewiele z intuicyjnego wdzięku marginalnej stabilności. Naturalnym przypuszczeniem jest, że wybrany dendryt jest tym, dla którego istnieje rozwiązanie. Mówiąc językiem bardziej formalnym zgadujemy, że warunek rozwiązywalności równań stabilności jest równoznaczny z warunkiem na istnienie stabilnego punktu stałego o dużym obszarze przyciągania dla tego układu dynamicznego. Jeżeli to założenie jest słuszne, to zgodnie z nim, stabilny wzrost dendrytów nie występuje w ośrodkach izotropowych. Odpowiednio, w układach anizotropowych istnieje nieskończony, nieprzeliczalny zbiór rozwiązań, z których najszybsze (a w związku z tym najostrzejsze) mogą być dynamicznie stabilne. Hipoteza, że to jedyne rozwiązanie opisuje wierzchołek dynamicznie wybranego dendrytu jest znana jako „teoria rozwiązywalności”.

Nie będę wyjaśniał w tym wykładzie całej, matematycznej strony teorii rozwiązywalności, ale są pewne fakty, o których koniecznie trzeba wspomnieć. W granicy małej liczby Pécléta p , kontrolną grupę parametrów stanowi ta sama wielkość σ , zdefiniowana wzorem (7), która występowała w analizie stabilności. Dzieje się tak, ponieważ szukamy małej, spowodowanej przez napięcie powierzchniowe poprawki do kształtu parabolicznego Ivantsowa i , po wyliczeniu tej poprawki, spotykamy się z równaniem zupełnie podobnym do tego, które powstaje w teorii liniowej stabilności (jak pokazali Pomeau i współpr. [15], linearyzacja nie jest koniecznym elementem w dowodzie na rozwiązywalność). Od strony technicznej wygląda to tak, że σ wchodzi do teorii jako zaburzenie osobliwe; opisuje wielkość efektu krzywizny w (4) i, odpowiednio, mnoży najwyższą pochodną w równaniu na poprawkę kształtu, jeżeli równanie zostało sprowadzone do postaci bezwymiarowej.

Istnieje bardzo ładna metoda dla zobrazowania skutków tej perturbacji. W praktycznych wyliczeniach numerycznych [18-20], jak również przy podejściu analitycznym, które zostało z powodzeniem użyte w tym problemie [14-17], można ogólnie zapewnić istnienie jakiegoś rodzaju rozwiązania przez zwolnienie warunku brzegowego — najczęściej warunku gładkości przy wierzchołku. Przypuśćmy, że dopuszczono, żeby wierzchołek miał kolec o zewnętrznym kącie Θ , a następnie numerycznie lub analitycznie, wyliczono wartość, jaką musi mieć Θ , aby otrzymać rozwiązanie dla danej wartości σ . Ponieważ Θ musi zniknąć dla rozwiązania fizycznie dopuszczalnego, formalnie warunek rozwiązywalności ma postać

$$\Theta(\sigma, p, \alpha) = 0. \quad (8)$$

Możemy traktować Θ jako miarę odległości, jaką trzeba przebyć, aby znaleźć rozwiązanie dla dowolnego σ . Szczególne wartości σ , dla których (8) jest spełnione, są zaznaczone jako $\sigma^*(p, \alpha)$.

Gdyby spróbować wyliczenia Θ przez rozwinięcie go w potęgach σ , okazałoby się, że Θ znika we wszystkich rzędach, rezultat, który byłby zgodny z pierwotnymi oczekiwaniami ciągłej rodziny rozwiązań. Jeżeli jednak obliczenia są przeprowadzane uważnie, wynik — przy małym p i zerowej anizotropii α — ma postać

$$\Theta(\sigma, 0, 0) \sim \exp\left(-\frac{\text{stała}}{\sqrt{\sigma}}\right). \quad (9)$$

Funkcja ta ma istotną osobliwość w $\sigma = 0$, wobec czego niemożliwe jest rozwinięcie wokół tego punktu. Jest ona niezmiernie mała dla małych wartości σ , ale nie znika zupełnie, dopóki σ nie jest równe 0. To znaczy, że dowolnie mała wartość napięcia powierzchniowego niszczy wszystkie rozwiązania. Dla niezerowej anizotropii α , funkcja $\Theta(\sigma)$ ma tę samą formę, jak (9) dla dużych σ , ale w granicy $\sigma \rightarrow 0$ szybko oscyluje. Największa wartość σ , przy której Θ przechodzi przez punkt zerowy, wynosi $\sigma = \sigma^* \sim \alpha^{7/4}$, to ostatnie przybliżenie jest spełnione tylko w granicy bardzo małych α .

Teoria rozwiązywalności dla problemu Saffmana-Taylor'a [7, 21-23] jest uderzająco podobna do analizy przeprowadzonej dla dendrytów. W tym przypadku, granica $p \rightarrow 0$ jest dokładna, ponieważ $p = v\rho/2D$ i równanie dyfuzji redukuje się do równania Laplace'a w granicy $D \rightarrow \infty$. Parametr σ jest zastąpiony przez bezwymiarowe wyrażenie σ_{ST}

$$\sigma_{ST} = \frac{\gamma b^2 \pi^2}{12\mu U W^2 (1-\lambda)^2}, \quad (10)$$

gdzie γ jest napięciem powierzchniowym, b jest odległością między płytkami, μ — lepkością, U — prędkością „palca”, $2W$ — szerokością kanału, a $2\lambda W$ szerokością „palca”. Wszystkie inne, istotne składniki funkcji rozwiązywalności $\Theta_{ST}(\sigma, \lambda)$ zdefiniowanej analogicznie do $\Theta(\sigma, p \rightarrow 0, \alpha)$ są takie same, z wyjątkiem tego, że funkcja $(1 - \alpha \cos 4\theta)$ jest zastąpiona przez funkcję θ i λ . Okazuje się zatem, że związana z brzegiem wielkość $\lambda - 1/2$ gra w tym problemie rolę bardzo podobną do tej, jaką odgrywa w teorii dendrytów współczynnik anizotropii α . Dla $\lambda < 1/2$, Θ_{ST} ma postać taką, jak Θ w (9) i nie ma żadnych rozwiązań dla $\Theta_{ST} = 0$. Z drugiej strony, dla $\lambda > 1/2$, Θ_{ST} oscyluje dla małych wartości σ_{ST} , a fizycznie znaczące rozwiązanie warunku rozwiązywalności ma postać $\sigma_{ST}^* \sim (\lambda - 1/2)^{3/2}$. Zbieżność λ do wartości $1/2$ dla małych σ_{ST} (duże U) jest zgodna z doświadczeniem.

Przedstawiony powyżej obraz — wyraźnie ścisły, analityczny opis mechanizmów wyboru stacjonarnych konfiguracji w dwóch różnych, nieliniowych, dysypatywnych układach — wydaje się elegancki i matematycznie bez zarzutu. Strona matematyczna wygląda szczególnie dobrze wobec ostatniej pracy Combescot i innych [22], w której nieliniowe sformułowanie, zaproponowane pierwotnie przez Kruskala i Segura [24] zostało rozwinięte w zdumiewająco kompletne rozwiązanie problemu Saffmana-Taylor'a. Jest jednakże możliwe, że teoria rozwiązywalności jest matematycznie poprawna, ale nie ma nic wspólnego z fizyką — to znaczy, że rzeczywiste układy mogą po prostu ignorować te stacjonarne rozwiązania i znajdować inne, być może oscylujące lub nawet nieregularne stany opisujące ruch. Pamiętając o tej możliwości, chciałbym poświęcić resztę tego wykładu na przedstawienie kilku ostatnich odkryć, które mają znaczenie dla zakresu stosowalności teorii rozwiązywalności lub jej braku.

Po pierwsze, istnieje pytanie czy teoria rozwiązywalności rzeczywiście zgadza się z doświadczeniem dla dendrytów i jeżeli tak, jaki jest jej zakres stosowalności? Z doświadczeń [12] wynika, że parametr σ , jak to było przewidziane, jest stałą, niezależną od Δ , dla małych wartości Δ (oprócz poprawek dla bardzo małych Δ , kiedy zaczynają być istotne ruchy konwekcyjne w roztworze). Kłopot polega na tym, że teoria rozwiązywalności przewiduje również, dla wystarczająco małej siły anizotropii α , proporcjonalność wybranej

wielkości $\sigma = \sigma^*$ do $\alpha^{7/4}$. Uważa się, że wynik ten jest matematycznie poprawny zarówno dla dwu-, jak i trójwymiarowych układów, jednakże jest on tylko asymptotycznym przybliżeniem, które może mieć bardzo wąski zakres stosowności. W każdym razie, nie zaobserwowano, jak dotąd, aż tak silnej zależności od anizotropii. Istniejące dane nie są jednak jeszcze rozstrzygające. Czekamy teraz zarówno na nowe pomiary, jak i na obszerniejsze obliczenia dla trójwymiarowych układów, oparte na teorii rozwiązywalności.

Moim zdaniem, teoria rozwiązywalności jest dobrym opisem dużej klasy obserwowanych zachowań dendrytowych, jednak załamuje się ona dla małych anizotropii, w związku z tym prawo $\alpha^{7/4}$ nie ma fizycznego znaczenia. Traktowana dosłownie dla dowolnie małych α teoria rozwiązywalności daje dowolnie małe wartości σ^* i, zgodnie z (7), promienie wierzchołków ρ o wiele większe niż długość określająca stabilność λ_s . Trudno jest mi wyobrazić sobie, w jaki sposób w tych warunkach może zachodzić stabilny wzrost dendrytowy. Mając to na uwadze, muszę jednocześnie wspomnieć, że najbardziej kompletna analiza stabilności, jaką dotąd przeprowadzono [25], wykazuje, że zarówno palce, jak i dendryty pozostają stabilne dla wszystkich wartości σ^* . Jednak analiza liniowej stabilności dla nieliniowych, otwartych układów dynamicznych, jakimi tutaj się zajmujemy, może być bardzo myląca — nawet pojęcie stabilności nie jest dobrze zdefiniowane. Na przykład wiemy, że dendryty, których wierzchołki są dynamicznie stabilne, podlegają jednak niestabilnościom przy tworzeniu rozgałęzień. Powstawanie rozgałęzień jest w swej istocie zjawiskiem nieliniowym. Podobne rozważania sprawiają, że zaczynam wierzyć, że dla dendrytów o małych anizotropiach działa inny mechanizm niż rozwiązywalność. Być może istnieje tu nieliniowy mod oscylacyjny. Być może staromodna teoria marginalnej stabilności jest mimo wszystko słuszna. Albo, być może, w tym przedziale nie zachodzi regularny wzrost dendrytowy; wystarczająco izotropowe substancje mogą zawsze tworzyć chaotyczne struktury, jeśli krystalizują z przechłodzonej cieczy.

Po drugie, istnieje efekt pęcherzykowy, odkryty doświadczalnie przez Coudera i współpracowników [26], który, jak sądzę, wskazuje na to, że w innych odmianach problemu Saffmana-Taylora występuje coś zupełnie podobnego do rozwiązywalności. Zarówno dla dendrytów, jak i w problemie Saffmana-Taylora rozwiązania, które są fizycznie akceptowane, wymagają spełnienia warunku $\Theta = 0$, to znaczy struktura nie może utworzyć nieciągłości w formie szpica na czubku. Jednakże, gdyby można było zaburzyć układ w taki sposób, żeby ustalić Θ na poziomie jakiejś nieznikającej dodatniej wartości, to, jak twierdzą matematycy, dendryty powinny istnieć przy nieobecności anizotropii, a w problemie Saffmana-Taylora powinny występować palce o względnych szerokościach λ mniejszych niż $1/2$. Couder i współpracownicy utworzyli takie zaburzenia palców poprzez doczepienie małych pęcherzyków do ich czubków i w ten sposób mogli obserwować anomalnie małe wartości λ . Ich wyniki zależności λ od szerokości kanału W (funkcja, której postać nie powinna zależeć od złożonych szczegółów przepływu w sąsiedztwie wierzchołka) są we wsłupianej zgodności z teorią rozwiązywalności [23]. Co więcej, pokazali oni, w przypadku geometrii kołowo symetrycznej, gdzie radialne palce normalnie podlegają rozszczepiającym wierzchołki niestabilnościom, że palce z pęcherzykami na czubkach zachowują się bardzo podobnie do dendrytów — łącznie z pojawieniem się bocznych rozgałęzień! Wygląd takich palców, zachowujących się jak dendryty, przedstawiony jest na rys. 3.

Na koniec chciałbym krótko opowiedzieć o bocznym rozgałęzianiu. Do zupełnie niedawna zakładałem, że wierzchołki rzeczywistych, trójwymiarowych dendrytów muszą być słabo, być może marginalnie, niestabilne względem pewnych oscylacyjnych modów deformacji i że te oscylacje muszą generować serię odgałęzień, które wydają się być zawsze obserwowalne w tych układach. Palce Couldera z pęcherzykami na wierzchołkach, napędzane dostatecznie szybko, rzeczywiście zdecydowanie oscylują i wytwarzają spójne serie bocznych odgałęzień. Z drugiej strony ani teoretykom, ani doświadczalnikom nie udało się znaleźć żadnego uzasadnienia dla oscylacyjnych modów wierzchołkowych w przypadku dendrytów wyłącznie termicznych, to znaczy takich, jakie rozważamy.

Jedna możliwość, która wydaje mi się interesująca, jest taka, że dendrytowe rozgałęzianie jest generowane przez wybiórcze zwielokrotnianie szumów [27, 28]. Żeby zbadać tę możliwość, przeprowadziliśmy zarówno numeryczne badania w pełni nieliniowego „modelu warstwy brzegowej” (lokalna wersja zagadnienia krystalizacji, która była pomocna w odkryciu teorii rozwiązywalności), jak też analityczne badania modelu symetrycznego. W ostatniej pracy [29, 30] zlinearyzowaliśmy równania ruchu wokół stabilnego rozwiązania wynikającego z teorii rozwiązywalności i badaliśmy odpowiedź frontu krystalizacji na zlokalizowany impuls (powiedzmy cieplny) wytworzony blisko wierzchołka. Odkryliśmy, że impuls ten wytwarza deformację podobną do paczki falowej, której środek odsuwa się od wierzchołka. Dokładniej, środek paczki falowej zostaje na ustalonej pozycji wzdłuż brzegu dendrytu, w laboratoryjnym układzie odniesienia, podczas gdy wierzchołek rośnie ze stałą prędkością, oddalając się od zaburzenia. Ta paczka falowa ma dwie ważne cechy. Po pierwsze, jej amplituda $A(s)$ kontynuuje wzrost, kiedy jej środek oddala się od wierzchołka. Dokładniej

$$A(s) \approx \exp \left[\frac{0,647}{(\sigma^*)^{1/2}} \left(\frac{s}{\rho} \right)^{1/4} \right], \quad (11)$$

gdzie s jest odległością wierzchołka od środka paczki, mierzoną wzdłuż brzegu dendrytu. Po drugie, paczka rozplywa się i rozszerza w taki sposób że podczas wzrostu obiera dobrze określoną długość fali, która zwiększa się powoli wraz z odległością od wierzchołka. To właśnie rozumiem przez wybiórcze zwielokrotnianie. Jeżeli popatrzymy na ustaloną odległość od wierzchołka, powiedzmy na punkt, gdzie początkowo bardzo małe deformacje wyrosły z liniowego obszaru i są wystarczająco duże, aby mogły być widoczne, zauważymy, że tylko stosunkowo wąskie pasmo długości fal zostało wybrane z początkowego, szerokiego pasma zaburzeń. Wyrażając to w inny sposób można powiedzieć, że małe perturbacje szumowe blisko wierzchołka powodują duże deformacje wierzchołka, które wyglądają bardzo podobnie do bocznych rozgałęzień. Ostatnio próbowałem posunąć tę analizę wystarczająco daleko, aby określić szum temperaturowy, jaki byłby wymagany do wygenerowania bocznych odgałęzień, obserwowanych doświadczalnie. Szum wyłącznie termiczny wydaje się za mały, lecz tylko o jeden lub dwa rzędy wielkości. Ważnym wnioskiem dla nas jest fakt, że dendryty są wyjątkowo czułe i wybiórcze, jeżeli chodzi o wzmacnianie słabych fluktuacji w ich otoczeniu.

*

* *

Praca ta była finansowana poprzez kontrakty: Departament Energii USA No DE-FG03-84ER45108 i Narodowy Fundusz Badań (NSF) No PHY 82-17853, uzupełnione przez fundusze z Narodowej Agencji Areonautyki i Badań Kosmicznych (NASA)

Tłumaczyła

Magdalena A. Żaluska-Kotur

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

Literatura

- [1] J. Kepler, *The Six-Cornered Snowflake*, przetłumaczona na angielski przez C Hardie, Clarendon Press, Oxford 1966; w oryginale opublikowana jako *De Nive Sexangula*, Godfrey Tampusch, Frankfurt am Main 1611.
- [2] D'Arcy Wentworth Thompson, *On Growth and Form*, Cambridge University Press, Cambridge 1944.
- [3] U. Nakaya, *Snow Crystals*, Harvard University Press, Cambridge, Mass. 1954.
- [4] A. Hodges, *Alan Turing, the Enigma*, Simon and Schuster, New York 1983.
- [5] J. S. Langer, Ł. A. Turski, *Acta Metall.* **25**, 1113 (1977); J. S. Langer, *Acta Metall.* **25**, 1121 (1977).
- [6] J. S. Langer, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 1 (1980); *Lectures in the Theory of Pattern Formation*, Les Houches Summer School 1986; *Chance and Matter*, red. J. Souletie, J. Vannimemus, i R. Stora, North Holland 1987.
- [7] P. G. Saffman, G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. A* **245**, 312 (1958); J. W. McLean, P. G. Saffman, *Fluid Mech.* **102**, 455 (1981).
- [8] G. P. Ivantsov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **58**, 567 (1947).
- [9] J. S. Langer, H. Müller-Krumbhaar, *Acta Metall.* **26**, 1681, 1689, 1697 (1978); H. Müller-Krumbhaar, J. S. Langer, *Acta Metall.* **29**, 145 (1981).
- [10] W. Oldfield, *Mater. Sci. Eng.* **11**, 211 (1973).
- [11] W. W. Mullins, R. F. Sekerka, *J. Appl. Phys.* **34**, 323 (1963); *J. Appl. Phys.* **35**, 444 (1964).
- [12] M. E. Glickman, R. J. Shaefer, J. D. Ayers, *Metall. Trans. A7*, 1747 (1976); S. C. Huang, M. E. Glicksman, *Acta Metall.* **29**, 701, 717 (1981).
- [13] E. Ben-Jacob, N. Goldenfeld, J. S. Langer, G. Schön, *Phys. Rev.* **A29**, 330 (1984).
- [14] J. S. Langer, *Phys. Rev.* **A33** 435 (1986).
- [15] P. Pelce, Y. Pomeau, *Stud. Appl. Math.* **74**, 245 (1986); M. Ben Amar, Y. Pomeau, *Europhys. Lett.* **2**, 307 (1986).
- [16] D. Kessler, J. Koplik, H. Levine, "Pattern Formation far from Equilibrium: The Free Space Dendritic Crystal", Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on "Patterns, Defects, and Microstructures in Non-Equilibrium Systems", Austin, Texas, March 1986.
- [17] A. Barbieri, D. C. Hong, J. S. Langer, *Phys. Rev.* **A35**, 1802 (1987).
- [18] D. Meiron, *Phys. Rev.* **A33**, 2704 (1986); również prywatna korespondencja.
- [19] M. Ben-Amar, B. Moussalam, *Physica D***25**, 155 (1987).
- [20] D. A. Kessler, J. Kopik, H. Levine, *Phys. Rev.* **A33**, 3352 (1986); D. A. Kessler, H. Levine, *Phys. Rev.* **B33**, 7867 (1986).
- [21] B. I. Shraiman, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2028 (1986).
- [22] R. Cmbescot, T. Dombre, V. Hakim, Y. Pomeau, A. Pumir, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2036 (1986); *Phys. Rev. A*, w druku.
- [23] C. D. Hong, J. S. Langer, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2032 (1986); *Phys. Rev.* **A36**, 2325 (1987).
- [24] M. Kruskal, H. Segur, niepublikowane.

- [25] D. Kessler H. Levine, *Phys. Rev.* **A33**, 2621 (1986); *ibid.* 2634 (1986); Y. Couder, O. Cardoso, D. Dupuy, P. Tavernier, W. Thom, *Europhys. Lett.* **2**, 437 (1986).
- [26] Y. Couder, N. Gerard, M. Rabaud, *Phys. Rev.* **A34**, 5175 (1986); Y. Couder, O. Cardoso, D. Dupuy, P. Tavernier, W. Thom, *Europhys. Lett.* **2**, 437 (1986).
- [27] R. Pieters, J. S. Langer, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1948 (1986); R. Pieters, *Phys. Rev. A*, w druku.
- [28] R. Deissler, *J. Stat. Phys.* **40**, 371 (1985).
- [29] M. Barber, A. Barbieri, J. S. Langer, *Phys. Rev.* **A36**, 3340 (1987).
- [30] J. S. Langer, *Phys. Rev.* **A36**, 3350 (1987).

R O Z M O W Y

Moim mistrzem był Stefan Pieńkowski ... — Rozmowa
z Tadeuszem Skalińskim

Stefan Pieńkowski was my master ...: An interview with Tadeusz Skaliński

Poniższa rozmowa z Profesorem Tadeuszem Skalińskim odbyła się 6 czerwca 1987 r. w Warszawie. Przeprowadzili ją, na prośbę Redakcji *Postępów Fizyki*, doc. Aleksandra Kopystyńska z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego oraz prof. Adam Kujawski z Instytutu Fizyki PAN.

Redakcja

Adam Kujawski [AK] — Jest dla nas zaszczytem, że możemy z Panem Profesorem przeprowadzić wywiad dla czytelników *Postępów Fizyki*.

Tadeusz Skaliński [TS] — Dziękuję bardzo, jest mi bardzo przyjemnie rozmawiać z Wami i przypuszczam, że przede wszystkim chcecie coś wiedzieć o moich najpierwszych latach.

AK — Tak.

TS — A więc — pochodzę z rodziny, w której w jednej z linii były wybitnie zaznaczone zainteresowania przyrodnicze. Dziadek był lekarzem i przyrodnikiem, a matka była znakomitym biologiem. Habilitowała się w r. 1924 w Uniwersytecie Jagiellońskim, przed wojną była profesorem tytularnym tego Uniwersytetu, a po wojnie, którą spędziła w Wielkiej Brytanii, była profesorem tej samej Uczelni i działała naukowo niemalże do śmierci. Pomimo to moje zainteresowania naukowe nie były wcale wykrystalizowane tak bardzo jasno, tym bardziej, że w młodych latach równocześnie z nauką w gimnazjum studiowałem w Konserwatorium Warszawskim. Byłem dość zaawansowanym skrzypkiem, no i przez długie lata, jeszcze rok po maturze, nie było dla mnie jasne czy wybiorę drogę muzyczną, czy też drogę studiowania nauk przyrodniczych. Trudno było mi wtedy przewidywać czy wstąpię na drogę badacza, czy zostanę nauczycielem. Zresztą do nauczycielstwa od najwcześniejszych lat miałem bardzo dużo sentymentu, dużo się udzielałem w prowadzeniu pogadanek przyrodniczych i astronomicznych. Robiłem to zawsze z dużą przyjemnością.

Aleksandra Kopystyńska [OK] — Nawiązując do Pana zainteresowań muzyką, czy zostały one wykorzystane w jakikolwiek sposób czy to tylko dla przyjemności?

TS — Może tu zażartuję. One zostały wykorzystane później w ten sposób, że kiedy prowadziłem wykłady fizyki doświadczalnej, to chyba oprócz prof. Jabłońskiego nikt nie potrafił tak doskonale pobudzać płyty do drgania przez pociąganie smyczkiem po jej krawędzi i do otrzymywania figur Chladniego, jak również nikt chyba nie umiał tak dobrze operować monochordem jak ja, kiedy wykładałem akustykę i rozchodzenie się fal.

OK — Ale to już po wojnie?

TS — A to już po wojnie, oczywiście. Około 1930 r. zdałem sobie sprawę z tego, że zacząłem się uczyć muzyki trochę za późno i że wobec tego nie grozi mi kariera Hubermana, Hajfeca czy innego wielkiego skrzypka. Wtedy zdecydowałem się na studia. Właściwie nie wiem dlaczego złożyłem papiery na matematykę w Uniwersytecie Warszawskim i byłem studentem matematyki przez pierwszych kilka miesięcy w roku akademickim 1929/30.

OK — Matematyki? Chyba sekcji matematyki, bo był to Wydział Przyrodniczy?

TS — Była to sekcja matematyki Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego i były też sekcje: fizyki, biologii itd. To był olbrzymi wydział.

Ogromny wpływ stymulujący moje zainteresowanie fizyką wywarły wykłady prof. Pieńkowskiego. Były to jedyne wykłady z fizyki doświadczalnej dla wszystkich specjalności. Chodzili na nie zarówno matematycy, jak fizycy i chemicy.

AK — Zdaje się, że i medycy?

TS — Tylko medycy mieli wykłady oddzielne, wobec tego na wykładach Pieńkowskiego był wielki tłok. Przychodziliśmy z kilkoma kolegami, którzy też się, podobnie jak ja, bardzo interesowali tym co mówił Pieńkowski, nieraz na pół godziny czy trzy kwadranse przed wykładem, staliśmy pod zamkniętymi drzwiami i w momencie, kiedy pan Wojciech Lis na 15 minut przed rozpoczęciem wykładu otwierał drzwi, pędem zbiegaliśmy w dół, żeby zająć miejsca w pierwszych ławkach, z których było najlepiej widać doświadczenia. Było rzeczą jak najbardziej w dobrym tonie, że się chodziło na wykłady nie jeden rok, a szczególnie fizycy chodzili dwa lata z rzędu i słuchali tego samego.

OK — Czy pamięta Pan Profesor, co było wtedy takim tematem wiodącym w fizyce, w tamtych wykładach?

TS — Nie potrafię powiedzieć co było wiodącym tematem; myślę, że wiodącą ideą było pokazanie zjawiska w jak najczystszej postaci. W postaci jak najbardziej wolnej od wszelkich dodatkowych, ubocznych efektów. Wiadomo zresztą, że prof. Pieńkowski był mistrzem, jeśli idzie o projektowanie doświadczeń i o ich przeprowadzanie. Dopiero później zdałem sobie sprawę, że to było mistrzostwo, które było okupione równocześnie bardzo wielką pracą. Każde doświadczenie było tak wystudiowane, że niemal nie mogło się nie udać.

AK — Kogo i co Pan Profesor jeszcze wspomina, to znaczy jakich wykładowców i jakie przedmioty?

TS — Wszystkich wykładowców wspominam dobrze, chociaż nie wszyscy w jednakowym stopniu podawali materiał pożyteczny dla przyszłego fizyka. Mówię „dla przyszłego fizyka” dlatego, że mniej więcej po Bożym Narodzeniu zameldowałem się na przyjęcie do prof. Pieńkowskiego. Gabinet jego i poczekalnia, w której oczekiwali interesanci, to jest teren obecnego Zakładu Optyki. Cały zresztą Zakład na pierwszym piętrze w skrzydle zachodnim jest to dawne mieszkanie Pieńkowskiego. Poszedłem więc do niego z prośbą o to, żeby zgodził się na przeniesienie mnie na sekcję fizyczną i tę zgodę uzyskałem.

OK — I to był który rok?

TS — 1929 lub początek 1930, bo był to rok akademicki 1929/1930. Pytał Pan o wykłady. Był wykład analizy matematycznej, który był prowadzony na zmianę przez prof. Wacława Sierpińskiego i przez prof. Stefana Mazurkiewicza. Były to wykłady o charakterze bardzo różnym. Wykłady Sierpińskiego, znakomicie przygotowane, były wygłaszane jednak w sposób nieprzekonujący, monotonicznie. Były niesłychanie poprawne i bardzo piękne pod względem matematycznym, aczkolwiek jeśli idzie o fizyka, nie zawierały materiału z matematyki

wyższej potrzebnego do zrozumienia pewnych fragmentów wykładu, nawet z fizyki doświadczalnej.

OK — A czy w programie studiów były pracownie i jeżeli były, to jakie?

TS — Zaraz dojdziemy do pracowni. Następnym wykładem była geometria analityczna, którą prowadził prof. Kazimierz Żorawski. Żorawski był najpierw profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego i chyba w początku lat dwudziestych przeniósł się do Warszawy. Wykład był bardzo oryginalny, bardzo specyficzny; wszystko było w układzie ukośnokątnym współrzędnych i był daleki od tego co było potrzebne fizykom. Były jednak dodatkowe lekcje geometrii analitycznej prowadzone przez mgra Bolesława Iwaszkiewicza, późniejszego profesora matematyki w Politechnice Wrocławskiej i długoletniego prezydenta miasta Wrocławia. Te dodatkowe lekcje zawierały wykład geometrii analitycznej w układzie prostokątnym, w takiej postaci jaka była przydatna dla przyrodnika czy fizyka. Oprócz tych dodatkowych lekcji były oczywiście ćwiczenia. Ćwiczenia z analizy, zarówno wtedy, kiedy wykladał ten przedmiot prof. Mazurkiewicz, jak i wtedy, kiedy wykladał prof. Sierpiński, prowadził Karol Borsuk, późniejszy znakomity profesor matematyki naszego Uniwersytetu. Rezultat był taki, że na dobrą sprawę analizy matematycznej zacząłem się uczyć dopiero na II roku, słuchając wykładów Mazurkiewicza, które miały zupełnie inny charakter niż wykłady Sierpińskiego. Były to wykłady zawierające bardzo duży element pięknej improwizacji, czasami zresztą łączyło się to z tym, że Mazurkiewicz rozpoczynał dowód, gdzieś tam zwracał w jakimś momencie uwagę na to, że to nie tak — „a to proszę państwa, to ja to przemyśle” — bez żadnego wstydu, bez żadnych zahamowań — „ja to przemyśle, dowód podam na następny raz”. Ale tymczasem trzeba było się nauczyć najprostszyc rzeczy, różniczkowania i całkowania. Było to potrzebne do pracowni fizycznej I, o której za chwilę powiem, gdzie trzeba było prowadzić dyskusję błędu. Ja znalazłem podręcznik Dölp-Netta rachunku różniczkowego i całkowego, gdzie w sposób możliwie elementarny i prosty wyłożone były zasady: co to jest pochodna, jakie są zastosowania rachunku różniczkowego, co to jest całka oznaczona, co to jest całka nieoznaczona, jakie są zastosowania rachunku całkowego. I to przerobiłem sam. Algebra wyższa dla fizyków wchodziła w zakres egzaminu z analizy. Egzamin ten zdawało się w dwóch częściach; analiza I obejmowała: wstęp, rachunek różniczkowy i całkowy, analiza II — równania różniczkowe i elementy algebry wyższej. Wykład algebry prowadził bardzo już sędziwy w owym czasie prof. Samuel Dickstein, jeden z najznakomitszych matematyków polskich przełomu dziewiętnastego i dwudziestego wieku. Dla mnie słuchanie wykładów Dicksteina było tym bardziej wzruszające, że Dickstein był nauczycielem szkolnym matematyki mojego dziadka.

OK — W Warszawie?

TS — W Warszawie. To pokazuje, jak bardzo ten człowiek był zaawansowany w latach. Nasz kolega Stefan Czarnecki, który również słuchał wykładów Dicksteina, opowiada jak pisał on na tablicy. Pisał drobnitkie literki, których z daleka w audytorium uniwersyteckim nie było widać i wobec tego studenci wołali: „Panie Profesorze, prosimy większe litery pisać bo nie widzimy”. Wtedy Dickstein pierwszą literę pisał mniej więcej tak, że zajmowała ona połowę tablicy, druga była o połowę mniejsza i tak wymiar liter dążył do granicy, która w rezultacie wynosiła 3 czy 4 cm, ledwo z daleka widoczne. Wykłady matematyki, z wyjątkiem geometrii analitycznej, odbywały się w tamtych latach w au-

dytoriach uniwersyteckich w Pałacu Kazimierzowskim. Nie były to dobre audytoria do nauczania matematyki, nie było tam wielkich tablic, jakie są potrzebne dla matematyków, nie było tam, z wyjątkiem audytorium Brudzińskiego na pierwszym piętrze (w tym miejscu, gdzie obecnie jest rektorat), amfiteatralnie wznoszących się ławek i na to, żeby dobrze zanotować i dobrze usłyszeć to, co profesor mówi, niejednokrotnie staliśmy, kilkunastu studentów, z boku, tuż przy samej katedrze, żeby być bliżej profesora i lepiej słyszeć co mówi.

OK — Panie Profesorze, powiedział Pan „kilkunastu studentów”. Kto razem z Panem studiował?

TS — O, bardzo znakomici koledzy: Władysław Opęchowski, Roman Smoluchowski. Było kilku, którzy ze względów materialnych byli zmuszeni przerwać studia, a którzy, tak jak przypominam sobie ich i ich działalność na ćwiczeniach, byli bardzo zdolni i obiecujący. Nie mam wątpliwości, że gdyby mogli doprowadzić swoje studia do końca, zostaliby bardzo dobrymi fizykami czy matematykami.

Pytała Pani o pracownię. Otóż w czasie studiów fizycznych obowiązywały — w pierwszych dwóch latach — I pracownia fizyczna podobna do obecnej — odrobienie czterdziestu zadań, a ponadto pracownia chemicznej analizy jakościowej. Obowiązujący był wykład prof. Jabłczyńskiego i ćwiczenia, które prowadził dr Stankiewicz. Ćwiczenie polegało na tym, że po kolei dostawało się zupkę, która zawierała jakieś sole metali pierwszej, drugiej czy trzeciej grupy układu periodycznego i trzeba było te metale w sposób chemiczny wykryć. Zresztą częściowo postępowanie chemiczne zastępowaliśmy obserwacją zabarwienia płomienia wtedy, kiedy substancja dana do analizy była włożona na druciku platynowym do płomienia i po barwie płomienia zgadywaliśmy, co tam może być. Pracownia chemiczna była dość nudna, natomiast ważnym elementem kształcącym w I pracowni fizycznej był obowiązek wykonania porządnego opisu zadania (wprowadzenia teoretycznego i rzetelnego opisu strony doświadczalno-pomiarowej). Wymaganie porządnego opisu zadania daje to, że student musi nauczyć się formułować myśli w sposób poprawny w mniejszym lub większym stopniu naśladując książkowy sposób pisania. Jest rzeczą dobrą, jeżeli młody człowiek studiujący pierwszy czy drugi rok uczy się w sposób poprawny, zwarty i jednocześnie ładnie podany, nawet jeżeli idzie o kaligrafię, zapisywać swoje myśli i relacje z tego, co zrobił. Na trzecim roku podstawowym wykładem była mechanika teoretyczna.

OK — I kto wykładał?

TS — Wykładał prof. Antoni Przeborski i to znowu był wykład dość dziwny. Było tam mniej więcej to wszystko, co jest podstawą mechaniki teoretycznej, ale podane w sposób, który sprawiał, że dla fizyka było to mało przydatne. To nie był sposób podejścia przyjęty w fizyce teoretycznej. Mam wrażenie, że młodzi ludzie, którzy się uczyli mechaniki teoretycznej z podręcznika Rubinowicza i Królikowskiego, nie zdają sobie sprawy z tego, jak doskonale jest ten wykład dopasowany do tego, co jest potrzebne później w dalszych studiach fizyki. Te doświadczenia z moich studiów sprawiły, że kiedy przez wiele lat po kolei prowadziłem wykłady zarówno fizyki doświadczalnej I jak fizyki atomu i cząsteczek, a później wykłady monograficzne z dziedziny spektroskopii, zawsze starałem się wykłady prowadzić w ten sposób, żeby zwracać uwagę na to, co później student będzie mógł mieć jak znalazł do zagadnień wprowadzanych w kursie bardziej zaawansowanym. Studia wtedy

nie były sztywne, to znaczy nie było tego, że jak się nie zdało egzaminu po pierwszym roku, to dziekan wzywał i groził sankcjami.

OK — *A propos*, kto był dziekanem?

TS — Wieloletnim dziekanem wydziału był prof. Mazurkiewicz. Zapomniałem jeszcze o jednym przedmiocie, który był bardzo ładnie wykładany. Była to mianowicie logika matematyczna, którą dla fizyków i dla innych specjalności przyrodniczych wykladał prof. Jan Łukasiewicz. Dla matematyków dodatkowo były znacznie bardziej sformalizowane wykłady prowadzone przez doc. Alfreda Tarskiego. To była logika bardzo nowoczesnie przedstawiona. Warszawska szkoła logiki matematycznej wówczas promieniowała na świat. Słuchanie tego wykładu i egzamin sprawiały dużą przyjemność. Na marginesie chcę powiedzieć, że były w Uniwersytecie wykłady na innych wydziałach i w innych specjalnościach, które cieszyły się nieprawdopodobną frekwencją studentów, którzy przychodzili zainteresowani tematem i urzeczeni pięknem jego przedstawiania. Były to wykłady filozofii Władysława Tatarkiewicza i psychologii Władysława Witwickiego.

OK — Czy Pan chodził na te wykłady?

TS — Oczywiście, że chodziłem.

OK — Zatem wtedy były większe więzy z Uniwersytetem, z innymi wydziałami?

TS — Oczywiście. Program studiów nie był tak ułożony, że natłoczono tyle przedmiotów ile tylko można zmieścić. Oczywiście mogły być przypadkowe koincydencje i np. wykład Witwickiego czy wykład Tatarkiewicza mógł wypaść w tej samej godzinie, w której był wykład Sierpińskiego czy Mazurkiewicza, ale te wykłady cieszyły się szalonym powodzeniem u ludzi, którzy chodzili absolutnie ze wszystkich możliwych wydziałów Uniwersytetu.

OK — Innymi słowy, wtedy studiowało się na Uniwersytecie.

TS — Tak. Studiowało się w Uniwersytecie. A teraz dalej. Na trzecim roku zaczęła się II pracownia. Kierownikiem był dr Henryk Jeżewski, a po jego przedwczesnej śmierci kierownictwo przejęła dr Irena Bobrówna. W tej pracowni chodziło o to, żeby się nauczyć samemu coś zrobić, coś porządnie zmierzyć. Żeby do tego, co się robi, samemu znaleźć i poczytać literaturę. A zadania nie były wcale takie proste. Niektóre z nich obejmowały pomiary, których wyniki w sposób krytyczny zależały od różnych czynników zewnętrznych. Aby uniknąć zaburzeń pochodzących np. od niewielkich wahań napięcia sieci (zarówno prądu zmiennego, jak i stałego), od światła rozproszonego z sąsiednich stanowisk pracy itp. trzeba było czasem pracować nocą. Takim zadaniem było np. badanie efektu fotoelektrycznego. Ładowanie się dodatnie płytki cynkowej napromieniowanej światłem nadfioletu z kwarcowej lampy rtęciowej mierzono przy pomocy elektrometru kwadrantowego i badano zależności prądu fotoelektrycznego od natężenia światła wzbudzającego efekt. Profesor Pieńkowski, który spacerował wieczorami po Zakładzie, zachodził do takiego studenta, tak jak później do magistrantów, którzy siedzieli do późna wieczór czy w nocy i prowadził długie rozmowy. To są najprzyjemniejsze wspomnienia kontaktów z prof. Pieńkowskim.

W programie trzeciego roku znajdowało się seminarium z fizyki doświadczalnej. Idea tego seminarium polegała na tym, by mniej więcej w trzydziestu spotkaniach, bo tyle jest tygodni zajęć w roku akademickim, dać przegląd najaktualniejszych problemów fizyki. Program seminarium zawsze albo zaczynał się od cząstek elementarnych i poprzez

fizykę jądrową, fizykę atomową, molekularną dochodził do fizyki fazy skondensowanej, albo było odwrotnie, od fazy skondensowanej aż do coraz to prostszych układów fizycznych.

OK — A czy było trzydziestu studentów do wygłaszania tych referatów?

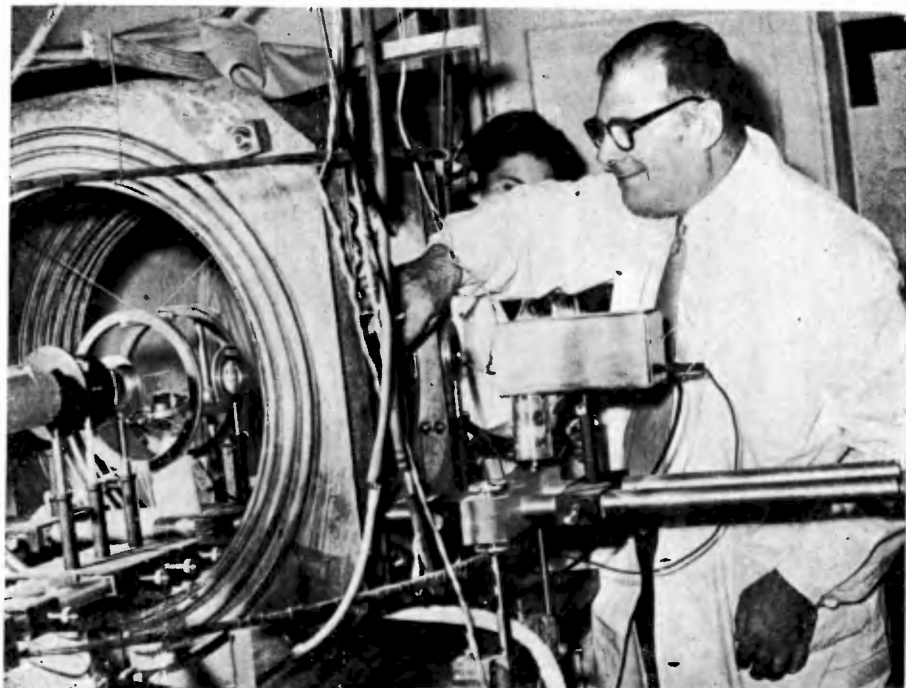
TS — Otóż było trzydziestu studentów, dlatego że każdy uważał za punkt honoru wygłosić przynajmniej dwa referaty. To znaczy nie dwa w ciągu jednego roku akademickiego, ale dwa w ten sposób, że będąc studentem czwartego roku również chodził na seminarium, już jako starszy student, i drugi referat wygłaszał niejednokrotnie po to, żeby wykorzystać swoje doświadczenia z referatu pierwszego i uniknąć tych błędów, jakie zostały popełnione przy układzie i sposobie wygłoszenia referatu w pierwszym roku. Pamiętam tematy obydwu swoich referatów; pierwszy z nich dotyczył pasm fluktuacyjnych w widmie rtęci, drugi, który przygotowałem szczególnie starannie, nadsubtelnej struktury linii widmowych. Mam wrażenie, że był on dobry zarówno co do treści, jak też i formy przedstawienia. Akurat wtedy w *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* ukazał się artykuł Schülera, który był wtedy najwybitniejszym specjalistą od badań nadsubtelnej struktury, a przede wszystkim oddziaływania dipolowego magnetycznego i kwadrupolowego elektrycznego, zaś później od efektu izotopowego. Ale to w jakiś sposób skierowało moje zainteresowania tak, że kiedy przyszedłem robić pracę magisterską, to po prostu z przyjemnością przyjąłem propozycję prof. Pieńkowskiego podjęcia badań, do których należało używać metody interferometrycznej. O tym jakie to były badania, to za chwilę. Okres moich studiów uniwersyteckich kończy się w r. 1933 uzyskaniem absolutorium, tzn. zdaniem egzaminów ze „wszystkich matematyk” i z mechaniki teoretycznej oraz zaliczeniem wszystkich ćwiczeń i pracowni.

W tym samym roku 1933 dostałem powołanie do wojska. Zaczęło się od dywizyjnej szkoły podchorążych przy 24 Pułku Piechoty w Łucku i bardzo szybko po tym nastąpiło przeniesienie do Centrum Wyszkolenia Czołgów i Samochodów Pancernych. Służba trwała 15 miesięcy. Nie była to wcale służba lekka i po tych 15 miesiącach jako sierżant podchorąży powróciłem do zakładu po to, żeby robić pracę magisterską. *Notabene*, we wspomnieniach z historii Towarzystwa Fizycznego, które w *Postęпах Fizyki* drukowała pani Mizgier, jest zdjęcie ze Zjazdu w Krakowie w r. 1934 i na tym zdjęciu w ostatnim szeregu stoi pan, jeszcze w owym czasie plutonowy podchorąży, Tadeusz Skaliński.

AK — Czy Pan Profesor mógłby skomentować lub wypowiedzieć się, jak Pan wspomina atmosferę, stosunki społeczno-polityczne na Uniwersytecie, ale w szczególności nastroje studentów fizyki i Wydziału i ich zaangażowanie w sprawy uniwersyteckie.

TS — Powiedziałbym tak, że fizyka jeszcze znacznie bardziej niż obecnie tworzyła pewien zamknięty krąg na Hożej. Zresztą atmosfera, jaka była stworzona przez niezwykłą osobowość prof. Pieńkowskiego sprawiała, że różnego rodzaju złe objawy, które wstrząsały Uniwersytetem w latach 37—38, były niesłychanie złagodzone, a wielokrotnie wręcz nicobecne. Tak, że tutaj Hoża stanowiła swego rodzaju oazę, do której wiele rzeczy nie tylko nie docierało, ale postawa ludzi nadających ton Hożej po prostu je odrzucała.

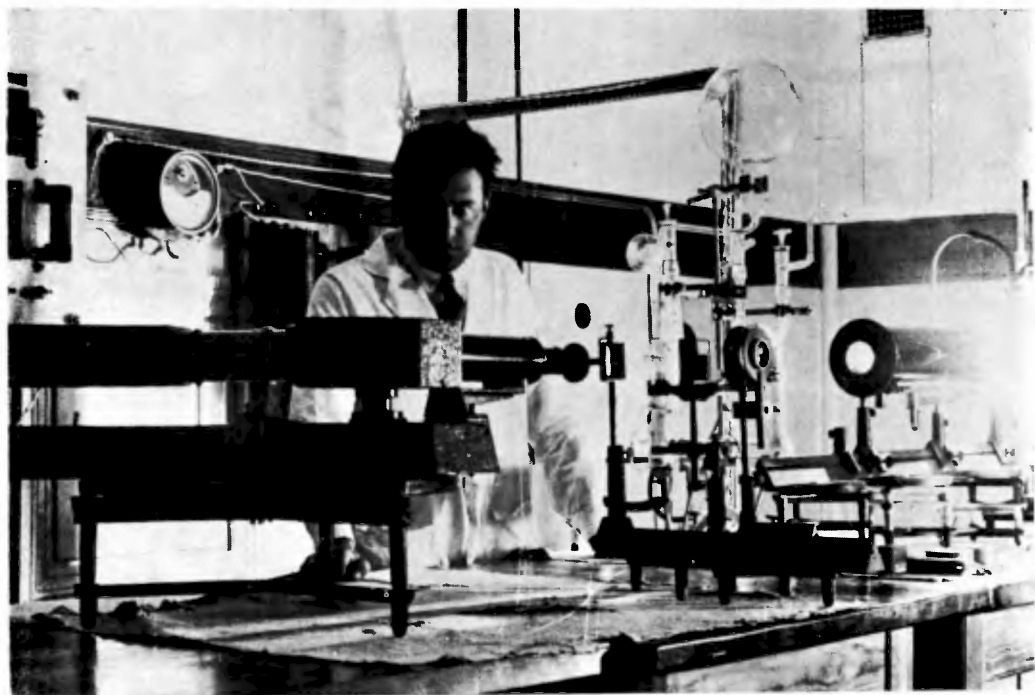
Po uzyskaniu absolutorium i po zakończeniu służby wojskowej dostałem na Hożej pokój na III piętrze, tam gdzie są pracownie dawnego zakładu prof. Sosnowskiego, i dostałem propozycję tematu sformułowaną w sposób bardzo ogólnikowy. W każdym razie po przeczytaniu kilku czy kilkunastu prac zorientowałem się, że prof. Pieńkowskiemu



Prof. Tadeusz Skaliński w swojej pracowni na Hożej w połowie lat sześćdziesiątych



Tadeusz Skaliński, wiceprzewodniczący Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO), na zebraniu ICO w Pradze w r. 1975



Tadeusz Skaliński w trakcie swojej pracy magisterskiej w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW na Hożej



Na konferencji OPALS w Warszawie w czerwcu 1968. Od lewej: Marie-Anne Buchiat, Tadeusz Skaliński, Alfred Kastler.

chodzi o to, żeby rozwinąć badania nad efektami predysocjacji wymuszonej przez zderzenia bądź przez pole magnetyczne w parach dwuatomowych, głównie grupy tlenowców; były to siarka, selen, tellur, ale również i jod. Otóż podobne badania w jodzie robił Opechowski, mnie zaproponował prof. Pieńkowski badania predysocjacji w parach selenu wymuszonej zderzeniami z gazem obcym. Inna magistrantka, pani Ewa Scholz-Mikiewiczowa, badała wpływ pola magnetycznego na absorpcję, a Roman Smoluchowski wpływ pola magnetycznego na fluorescencję i absorpcję par telluru. Teraz, kiedy po wielu latach spoglądam na tematykę badań prowadzonych wówczas na Hożej, to ona praktycznie do dziś nie straciła na aktualności. Badania podobnego typu są robione obecnie na świecie z tym tylko, że robi się je za pomocą znacznie bardziej wyrafinowanych środków, np. wzbudzenia jednej serii dubletów widma pasmowego przy pomocy wąskiej linii laserowej lasera przestrajanego, co oczywiście nie było możliwe w czasach kiedy robiliśmy to w latach trzydziestych. Natomiast środki jakimi dysponowaliśmy były już bardzo nowoczesne. Jedną z największych zasług doświadczalnych prof. Pieńkowskiego było wprowadzenie do Zakładu na Hożej nowoczesnej technologii próżni. Już wtedy, kiedy zaczynaliśmy prace magisterskie, w Zakładzie technologia otrzymywania najwyższej próżni czy warunków najwyższej czystości była taka, że byśmy się dzisiaj tego też nie powstydzili. To było jedno. A drugie, to było użycie środków badawczych w spektroskopii prowadzących do bardzo dużych zdolności rozdzielczych. Profesor Pieńkowski dysponował piękną siatką dyfrakcyjną, wielką, sześciometrową, wykonaną przez Wooda na aparaturze Rowlanda. Mieliśmy kilka bardzo pięknych interferometrów, zarówno były to płytki Lummera-Gehrkego, które w owym czasie były nawet bardziej w modzie niż interferometr Fabry'ego-Perota, ale był też interferometr Fabry'ego-Perota i był również interferometr Fabry'ego-Perota multipleks, który polegał na tym, że dzięki zestawieniu w szereg dwu interferometrów o różnych zakresach dyspersyjnych i o różnych zdolnościach rozdzielczych można było uzyskać wygaszanie kilku kolejnych rzędów widma i wzmacnianie co któregoś. W ten sposób wąski zakres dyspersyjny, który stanowi zawsze mankament interferometru, był w dużej części znoszony.

OK — Co się stało z tą siatką dyfrakcyjną?

TS — Siatka dyfrakcyjna niestety uległa zniszczeniu w czasie działań wojennych w 1939 r. Profesor Pieńkowski, kiedy to zniszczenie się okazało, był zrozpaczony. Pamiętam, jak oglądając tę siatkę powiedział: „wolałbym prawą rękę stracić niż tę siatkę!”. I to nie był wykrzyknik dla efektu, czy coś takiego. To była naprawdę szczerza i głęboka rozpacz, ponieważ był to jeden z najwspanialszych przyrządów.

OK — Wspominał Pan Profesor, że ktoś osobiście zawinił.

TS — Trudno powiedzieć „zawinił”. Według moich wspomnień sprawa wyglądała tak, że przy zmianie środka chemicznego osuszającego obszar, w którym pod kloszem była siatka, chlorek wapnia został zastąpiony pięciotlenkiem fosforu albo na odwrót. Może do jednego zostało dosypane drugie. Wywiązał się wolny chlor i ten chlor zniszczył powierzchnię siatki. Ale trudno mówić o zawinieniu wtedy, kiedy się robi tego rodzaju zabiegi w czasie bombardowania miasta i w czasie działań wojennych w mieście otoczonym i obleżonym.

OK — A więc 1939 rok zastał Pana Profesora...

TS — Byłem powołany w drodze mobilizacji już w lipcu, po bardzo pięknej wycieczce do

Francji. Wycieczka była zorganizowana przez stowarzyszenie przyjaźni francusko-słowiańskiej. Ze strony polskiej byli na niej Jerzy Pniewski, Leonard Sosnowski, Tadeusz Dryński, Mikołaj Szulc i ja. Byli również fizycy i technicy z Jugosławii i z Bułgarii. Z Czechosłowacji niestety już nie. Czechosłowacja była już wtedy pod okupacją hitlerowską. Wróciliśmy 15 lipca do Warszawy i ja dostałem 20 lipca powołanie na ćwiczenia.

OK — Czy to była naprawdę wycieczka, czy też jakaś konferencja?

TS — To była wycieczka. Zwiedzaliśmy z jednej strony muzea, a z drugiej strony zakłady przemysłowe i laboratoria.

Więc 20 lipca zostałem powołany na ćwiczenia, z tych ćwiczeń zostałem zwolniony 20 sierpnia, a 25 sierpnia z powrotem, już tym razem zmobilizowany do jednostki do Krakowa i po czterech niespełna tygodniach wojowania, a rzeczywiście wojowaliśmy, skończyłem swoją karierę wojenną we Lwowie, skąd następnie udało mi się cało i zdrowo dojść do Warszawy, gdzieś w pierwszych dniach października.

OK — Czy to było rozwiązanie oddziału?

TS — To było tak: był układ zawarty pomiędzy dowódcą obrony Lwowa generałem Langnerem a dowódcą wojsk radzieckich, które posuwały się w owym czasie już w głąb terytorium polskiego. Oficerowie mieli zgłosić się na dziedziniec pałacu Działyńskich we Lwowie i mieli tam otrzymać przepustki na swobodny powrót do domu. Ja byłem tam przed oznaczoną godziną, ale tknięty niewytłumaczonym dla mnie do dziś przecuciem uznałem, że należy stamtąd wyjść. Wyszedłem z tego dziedzińca pałacu Działyńskich w momencie, kiedy cały budynek był otaczany przez wojsko i NKWD. A co było dalej z tymi, którzy zostali, to już wiadomo.

Wróciłem do Warszawy. Tymczasem we wszystkich dokumentach ewidencyjnych miasta stołecznego Warszawy, a więc biurach adresowych kartotece mieszkańców, spisie mieszkańców na płytkach metalowych, gdzie wszystkie informacje były zakodowane, wszędzie figurowałem jako podporucznik rezerwy. Niemcy zarządzili rejestrację oficerów rezerwy, a następnie zarządzili dobrowolne zgłoszenie się ich celem odtransportowania do obozów jenieckich. Otóż ja przez „świadomą omyłkę” poszedłem w dniu wyznaczonym, to znaczy 6 grudnia, nie na Dworzec Gdański, a na Dworzec Wschodni i pojechałem do znajomych, którzy mieli niewielki mająteczek, w sumie chyba 35 hektarów, i tam kilka miesięcy przesiadzałem pracując trochę samemu na roli, a trochę zarządzając tym majątkiem w zastępstwie bardzo już sędziwego właściciela, który udzielił mi gościny, za którą czułem się zobowiązany w jakiś sposób odplacić. Kiedy się okazało, że Niemcy nie wykorzystują tych źródeł informacji i nie poszukują oficerów, którzy się nie zgłosili, wróciłem i poszedłem do liceum, w którym przed wojną wykładałem fizykę będąc jednocześnie asystentem na Hożej.

Tego nie powiedziałem, ale w r. 1938, po uzyskaniu magisterium, zostałem nauczycielem fizyki w IV Miejskim Gimnazjum i Liceum im. Generała Jasińskiego. Gimnazjum i Liceum na Pradze mieściło się w nowo wybudowanym gmachu, z bardzo piękną pracownią fizyczną. Mnie się jeszcze udało przed rozpoczęciem pracy dostać ok. 10 000 zł (to była poważna suma) z komitetu rodzicielskiego na zakup przyrządów służących do doświadczeń i pokazów. I tak jak byłem zafascynowany wykładami prof. Pieńkowskiego, gdzie ciągle się musiało coś dziać, gdzie każde zjawisko musiało być pokazane, starałem się naśladować mistrza w tym zakresie, jaki był możliwy.

OK — Wykładał Pan w szkole, a jednocześnie pracował Pan...

TS — Uczyłem w szkole, a jednocześnie pracowałem jako asystent w zakładzie na Hożej. Równocześnie zacząłem robić pracę doktorską. Tematem tej pracy było znowu badanie efektów predysocjacji, wywołanych w parach bromu przez bardzo silne pole magnetyczne. Zakład miał wtedy potężny elektromagnes Oerlikona. Nie zapominajmy, że w owym czasie technika wytwarzania pól magnetycznych była, tak jak byśmy dzisiaj powiedzieli, bardzo konwencjonalna, tzn. krótko mówiąc na rdzeniu żelaznym było nawinięte uzwojenie. Ponieważ przy tych polach, które chcieliśmy osiągnąć, przez uzwojenie płynął prąd 100 czy 150 A, uzwojenie to były rurki miedziane, przez które płynęła woda i w ten sposób elektromagnes był chłodzony.

OK — Panie Profesorze jak Pan trafił do Oświęcimia?

TS — Jak trafiłem do Oświęcimia? W październiku 1943 jechałem tramwajem na komplet. W czasie okupacji uczyłem na kompletach właśnie w tejże szkole, w której uczyłem przedtem, przed wojną. Ta szkoła utworzyła coś, co było szkołą legalną, mianowicie nazywało to się Kursy Przygotowawcze do Szkół Zawodowych stopnia II. Na tych kursach uczylimy w ten sposób, że realizowaliśmy program III i IV klasy gimnazjalnej, a równocześnie sam teren szkoły był terenem organizacji kompletów licealnych. Uczyłem fizyki zarówno na kompletach licealnych, jak i na tych kursach przygotowawczych. Tylko że fizyka to się nazywała maszynoznawstwo, chemia to było materiałoznawstwo, matematyka — rachunkowość handlowa, a język polski to była korespondencja handlowa. No i jakoś cała rzecz szła przez dwa lata. Zresztą działałem na różnych kompletach. Na przykład był taki komplet, I i II klasa gimnazjalna przy prywatnej szkole powszechnej pani Kazimiery Rogalskiej. Moim uczniem był tam m. in. Andrzej Kielbasiński, obecnie profesor matematyki. Jakby mało było tego podróżowania po Warszawie tramwajami, przez dwa lata jeździłem na komplety do Mińska Mazowieckiego. Wyjeżdżałem z Warszawy pociągiem wcześniej rano, byłem w Mińsku przez dzień, nocowałem, gdzie się dało, przez drugi dzień miałem znowu lekcje i wieczornym pociągiem wracałem do Warszawy. Było to bardzo ryzykowne ze względu na stałe obławy, które były w pociągach. Było niebezpieczne, dlatego że niejeden raz jechałem zmęczony i śpiący na stopniu albo na takiej półeczce między zderzakami wagonów, ale jakoś z tego wyszedłem cało. Za to na obławę trafiłem, kiedy szedłem na komplet na Grochowie w szkole, której kierownikiem był pan dr Jan Baculewski, późniejszy dyrektor Biblioteki Uniwersyteckiej w Warszawie. Dostałem się na Pawiak, gdzie siedziałem parę miesięcy i później z Pawiaka transportem do Oświęcimia. W Oświęcimiu byłem ponad rok. W listopadzie 1944 r. Oświęcim był ewakuowany, więźniowie byli rozsyłani w różne strony i ja zostałem wysłany transportem do małego obozu podlegającego komendanturze w Gross Rosen. To było w Czechosłowacji, na terenie Sudetów, w miejscowości, która się teraz nazywa Rychnov, a wtedy się nazywała Reichenau.

Miałem dużo szczęścia i moje nauczycielskie i fizyczne umiejętności przydawały mi się wielokrotnie. Mianowicie w Oświęcimiu, po kilku bardzo ciężkich miesiącach okazało się, że kapo, to znaczy szef komanda elektryków, poszukuje kogoś, kto by go douczał elektrotechniki. Jakoś udało mi się wkręcić na stanowisko nauczyciela pana kapo; przejście do komanda elektryków już było ogromnym sukcesem. Było to komando, które było używane do prac fachowych, a nie do ciężkich, bardzo wyniszczających prac fizycznych. I chociaż niebezpieczeństwo obiektywne było jednakowe dla wszystkich więźniów, niez-

leżnie od tego, w jakim byli komandzie, to z całą pewnością warunki przetrwania w komandzie elektryków były lepsze niż gdzie indziej. Zresztą muszę tutaj powiedzieć, że udało mi się w krótkim czasie „zorganizować” (to jest taki termin obozowy) radioaparat i na tym radioaparacie prowadzić nasłuch wiadomości z Londynu. Działo się to nie gdzie indziej, jak w pokoju służbowym oficera inspekcyjnego obozu, do którego on przychodził na noc, a myśmy tam w ciągu dnia udawali, że mamy uszkodzony element urządzenia elektrycznego do naprawy i równocześnie odbieraliśmy wiadomości nadawane przez radio Londyn.

OK — Czy pamięta Pan jakichś współwięźniów, członków tego komanda?

TS — Pamiętam niemal wszystkich, z wieloma spośród nich utrzymuję do dziś stosunki. To jest np. dr Stanisław Ogulewicz z Instytutu Łączności, dr Jerzy Rutkowski, który był doradcą ministra łączności do spraw łączności krótkofalowej czy mikrofalowej. W sposób zadziwiający spotkałem przypadkowo jednego ze współwięźniów, Belga, w czasie międzynarodowej konferencji optycznej w Brukseli w 1958 r.

OK — Kto kogo poznał?

TS — Poznaliśmy się wzajemnie, tylkośmy usiłowali zlokalizować, gdzie i kiedyśmy się widzieli.

Do domu wróciłem chyba w początku czerwca 1945 r. po mniej więcej trzytygodniowej wędrówce do Polski z Czechosłowacji poprzez inne kraje europejskie. Moja trasa wiodła przez Węgry, Budapeszt i Miskolc i przez Słowację. Dzień czy dwa dni po przyjeździe, po zrobieniu pierwszego niezbędnego zakupu, mianowicie butów, zjawiłem się na Krakowskim Przedmieściu 26/28, gdzie w dawnym gmachu prorektorskim, to się chyba tak nazywało, w jednym pokoju urzędował Jego Magnificencja Pan Rektor Stefan Pieńkowski, a w drugim pokoju kwestor — pan Łapiński.

Moje kontakty z prof. Pieńkowskim w czasie okupacji nie były zbyt ściśle. Uczyłem niemal wyłącznie na kompletach licealnych, a w seminariach, jakie organizował, nie brałem udziału (nie byłem o nich zawiadamiany). Gdy jednak dostałem się do Oświęcimia, prof. Pieńkowski wielokrotnie dowiadywał się u mojej żony, jakie są ode mnie wiadomości i co się ze mną dzieje.

No więc zjawiłem się, dostałem od razu awans na starszego asystenta i kilkumiesięczne pobory. Po wakacjach, które były po prostu niezbędne na to, żeby organizm doprowadzić do stanu jakiej takiej sprawności po wycieńczeniu obozowym, zebrałiśmy się u prof. Pieńkowskiego i on od razu rozdzielił funkcje. Na tym pierwszym zebraniu Pieńkowski bardzo wyraźnie powiedział: „proszę Panów, pierwsze lata to muszą być lata odbudowy szkolenia, odbudowy nauczania. Jeżeli chodzi o pracę badawczą, to pewnie będziemy mogli ją zacząć za dwa lata, może za trzy, w każdym razie pierwszą rzeczą jest puścić w ruch nauczanie”. Ja dostałem przydział do II pracowni — nominację na kierownika jednoosobowego zespołu II pracowni. Późniejszy prof. Buras miał ze mną współdziałać, ale praktycznie biorąc robił on wiele różnych innych rzeczy, działał na wielu różnych polach, ale jeżeli chodzi o II pracownię, to specjalnie ze mną nie współpracował. II pracownia została otwarta w początku stycznia lub w pierwszych dniach lutego 1946 r. Mieściła się zrazu w dwóch pokojach, w których jest obecnie gabinet i sekretariat prof. Grynberga (dwa małe pokoje przy sali seminaryjnej). Pomieszczenia w nowym skrzydle wybudowanym w r. 1929/1930 były jeszcze w remoncie i zostały oddane do użytku kilka miesięcy później.

Pamiętam, że jedną z pierwszych studentek, które po wojnie wstąpiły do II pracowni, była pani Janina Kozłowska-Wilhelmi. Był również, tak jak się kilkakrotnie zdarzało później, w pierwszych latach działalności II pracowni, inżynier elektryk, który studia fizyczne traktował jako pewne uzupełnienie swoich wiadomości, inżynier, który był moim uczniem z kompletów z Mińska Mazowieckiego. Jest on ojcem ostatnio wypromowanej pani doktor w Zakładzie Fizyki Teoretycznej PAN, Marii Ekielówny-Jeżewskiej. Po pięciu latach, wtedy kiedy opuszczałem II pracownię na nowe stanowisko, a mianowicie opiekę nad pracami magisterskimi wykonywanymi w dziedzinie optyki, było w II pracowni zadań 35 i mam wrażenie, że były sporo trudniejsze i znacznie mniej zautomatyzowane, jeśli idzie o ich wykonanie i przygotowanie do wykonania niż są zadania obecne, które bardziej przypominają rozwinięte zadania z I pracowni.

OK — W II pracowni spektrografy są te same, co były przed wojną.

TS — Spektrografy chyba nie, bo przed wojną był taki spektrograf z siatką fotograficzną. W każdym razie było szereg zadań z fizyki jądrowej, były również zadania z elektroniki. Przypominam, że był to okres, kiedy nie było ani pracowni jądrowej, ani pracowni elektronicznej, jak później. Między innymi były takie zadania, jak montaż i badanie wzmacniacza, badania substancji naturalnych promieniotwórczych, badania promieniotwórczości indukowanej przez neutrony z preparatu rad z berylem itd. W każdym razie wydaje mi się, że kiedy opuszczałem II pracownię i pozostawał po mnie ówczesny mgr Zdzisław Małkowski, pracownia już była dobrze ustawiona, dobrze działająca.

Oczywiście, był to czas, kiedy już można było zaczynać myśleć o przygotowywaniu się do rozpoczęcia własnej pracy, o własnej pracy doktorskiej. O tym, żeby cośkolwiek odratować z tego, co robiłem przed wojną, nie było mowy. Wszystkie materiały zostały zniszczone, urządzeń nie było, nie było elektromagnesu, nie było odpowiednio dużej baterii akumulatorów. Profesor Pieńkowski zaproponował mi pewne tematy związane z anomalią widma uranu, już nie pamiętam w tej chwili czy to były anomalie natężeniowe, czy odległościowe linii, w każdym razie sprawa nie wyszła poza zakres prób. Te próby, które na bardzo ograniczonym zestawie aparatury były możliwe, trwały aż do śmierci Pieńkowskiego. I mniej więcej w tym czasie częściowo poprzez organizację UNRRA w ramach dostaw reparacyjnych i z innych darów, przyszło kilka dobrych spektrografów o dużej zdolności rozdzielczej. Wtedy uznaliśmy, że jest rzeczą rozsądną spróbować wykorzystać, zwłaszcza te spektrografy o dużej zdolności rozdzielczej, do wszczęcia badań nad rozszerzeniem ciśnieniowym linii. Można było nawiązać do prac teoretycznych Jabłońskiego oraz do badań doświadczalnych, które w Wilnie Jabłoński rozpoczął z Horodniczym i które przerwała wojna. To były pierwsze prace, do których zostali wciągnięci magistranci zaczynający w owym czasie swoją działalność naukową, mianowicie Teresa Grycuk, Jerzy Rogaczewski i Ludwik Lis.

OK — Była też Danuta Trynkowska, ale w odwrotnej kolejności. Rogaczewski i Trynkowska byli starsi, a potem byli Grycuk i Lis.

TS — Tak. Była m. in. córka prof. Kapuścińskiego, Maria Kapuścińska. Z tego okresu pochodzi szereg prac o rozszerzeniu rezonansowej linii rtęciowej 2537 Å przez różne gazy, o efektach temperaturowych jakie się obserwuje. Wtedy też spróbowaliśmy zbadać rozszerzenie ciśnieniowe linii rezonansowej układu singletowego rtęci 1850 Å (Rogaczewski). Badania te leżały na granicy możliwości aparaturowych. Linia 1850 Å leży w obszarze

nadfioletu próżniowego, gdzie już występuje absorpcja w tlenie atmosferycznym. Ponieważ nie mieliśmy układu próżniowego, natomiast mieliśmy butle z technicznym argonem, pomiary robiło się przy pomocy spektrometru zwierciadlanego z pryzmatem z fluorku litu, przy przedmuchiwanie całej aparatury argonem tak, że cała aparatura była w atmosferze argonu.

OK — Czyli te prace już ponad trzydzieści lat są prowadzone w Zakładzie Optyki?

TS — Tak. Później nadarzyła się okazja zakupu radzieckiej siatki dyfrakcyjnej, wykonanej w Instytucie Optyki w Leningradzie. Jest to wielka siatka wkłęsła, podobna, jeżeli idzie o charakterystyki, do tej siatki, która była przed wojną. Siatka ma promień krzywizny około 6 m, 1200 rys na mm, ogólna liczba rys niemalże 200 000, więc ma potężną zdolność rozdzielczą. Tutaj trzeba powiedzieć, że główna zasługa w montażu tej siatki i w udoskonalaniu urządzenia przypada pani dr hab. Teresie Grycuk, która właściwie całą swoją działalność poświęca badaniu oddziaływań międzyatomowych i międzymolekularnych, które są obrazowane poprzez zmiany kształtu linii.

AK — Jak narodziła się współpraca, kontakty i związki z ośrodkiem paryskim?

TS — To jest historia sięgająca lat 1955-56. Już wtedy istniał Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Przypominam, że został on stworzony pod koniec roku 1953. Pierwszym jego dyrektorem, który faktycznie nie sprawował obowiązków dyrektora, był Stefan Pieńkowski, który dostał nominację na dyrektora Instytutu na łożu śmierci. Później, po śmierci Pieńkowskiego został dyrektorem prof. Leonard Sosnowski. Otóż Sosnowski uznał, że wysiłek organizacyjny i dydaktyczny, jaki włożyłem w czasie mej dziesięcioletniej działalności powojennej zasługuje na pewną rekompensatę w postaci rocznego stypendium zagranicznego. Wtedy nie było to takie proste i takie łatwe jak jest obecnie. Dostałem zapewnienie stypendium Polskiej Akademii Nauk na roczny pobyt za granicą w jakimś dobrym ośrodku. Chodziło o to jaki ośrodek wybrać. I tu historia wygląda tak: jeszcze za życia Pieńkowskiego dostałem do zreferowania na konwersatorium pracę Brossela i Bittera. Pamiętam, że oprócz Pieńkowskiego byli na tym konwersatorium obecni zarówno prof. Rubinowicz, jak i prof. Infeld. Jest to praca nad zastosowaniem rezonansu magnetycznego do badania struktury zeemanowskiej wzbudzonego stanu rezonansowego rtęci. Praca mi się niesłychanie spodobała, chociaż wyraźnie muszę powiedzieć, że nie doceniłem wszystkich możliwości tej metody. Referat nie otworzył mi oczu na te niezwykle szerokie horyzonty, jakie otwierała ta praca. Tym niemniej praca mnie bardzo zainteresowała i wobec tego zacząłem szperać i wyszukiwać z literatury inne prace pochodzące z tego samego ośrodka na podobny temat.

Tu może jedna uwaga. W czasie całej mojej pracy naukowej niezwykle dla mnie pomocna była znajomość kilku języków. Mianowicie, że szkoły znałem niemiecki, w domu byłem przez wiele lat uczony francuskiego, którym mówiłem praktycznie biorąc zupełnie swobodnie i w późnych latach trzydziestych, poprzedzających wybuch wojny, chodziłem na kursy angielskiego do metodystów. Tak, że w momencie, kiedy zaczynałem pracę w okresie powojennym, miałem swobodę korzystania z tych trzech języków.

Wobec czego po angielskiej pracy Brossela i Bittera sięgnąłem do prac drukowanych po francusku w *Journal de Physique*, w *Annales de Physique*, w *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* i tam znalazłem cały szereg niesłychanie interesujących rzeczy. Były tam prace Kastlera z r. 1950 o pompowaniu optycznym, gdzie z początku jest propozycja,

a później realizacja stosowania rezonansu magnetycznego do stanu podstawowego, w którym różnice obsadzeń są wytworzone przez pompowanie optyczne. Tak mnie to zainteresowało, że praktycznie biorąc w r. 1956/57 przeczytałem chyba wszystko, co było na ten temat przez grupę paryską i przez inne grupy np. Dehmelta z Seattle, opublikowane. **OK** — Później jedną z tych prac Pan Profesor polecił mi referować na seminarium studenckim.

TS — Tak, później prosiłem Panią, wówczas pannę Aleksandrę Śmietanowską, o referowanie jednej z tych prac.

Kastlera znaleźliśmy już właściwie wcześniej. Miał on być w Warszawie w r. 1936 na tej sławnej konferencji o fotoluminescencji, ale nie przyjechał ze względu na to, że właśnie rodził mu się najmłodszy syn i to go zatrzymało. Praca Kastlera była zreferowana i przedstawiona na konferencji przez prof. Soleillet. Pierwszy raz Kastler był w Polsce w r. 1949 i miał referat na seminarium Pieńkowskiego. To były czasy, kiedy jeszcze się nie zajmował pompowaniem optycznym, lecz świeceniem zmierzchowym górnych warstw atmosfery i świeceniem sodu. Były to badania z okresu wojny, kiedy przez jakiś czas przebywał w obserwatorium na Pic du Midi. W tym okresie robił badania kształtu linii sodowych i warunków ich występowania w świeceniu zmierzchowym atmosfery czy nocnego nieba.

Profesor Jabłoński poznał Kastlera, kiedy był w r. 1955 na konferencji fotoluminescencyjnej w Paryżu. Zwiedzał jego laboratorium i wrócił pod niesłychanie silnym wrażeniem tego, co u Kastlera się robiło. To były wtedy już wrażenia z prac, które robił Winter — pierwsze przejścia wielokwantowe, przejścia dwu rodzajów, to znaczy przejścia dwuczy trzykwantowe pomiędzy poziomami, pomiędzy którymi nie ma poziomu pośredniego, albo przejścia wielokwantowe pomiędzy poziomami nie sąsiadującymi, gdzie jest poziom pośredni, ale nie rezonansowy. Więc wrócił niesłychanie zainteresowany i zachwycony. Była to więc sugestia Jabłońskiego, że byłoby dobrze, gdyby tam znaleźć miejsce.

Wiedząc o tym, że będę miał stypendium, napisałem do Kastlera, otrzymałem w bardzo krótkim czasie odpowiedź pozytywną, bardzo serdecznie mnie zapraszającą. Kastler był gotów przyjąć mnie, zrobić mi miejsce w pracowni i umożliwić pracę badawczą. Po wielu różnych kłopotach i trudnościach, bo nie była to prosta sprawa, chociaż to już był początek r. 1957, pojechałem do Francji. Przyjechałem późnym wieczorem, a u Kastlera byłem zaraz następnego rana.

Kastler był niesłychanie miły. Był on człowiekiem bardzo bezpośrednim, powiedziałbym, okazującym taką wstydliwą serdeczność. Nie wiem czy rozumiecie, co to jest takiego. Człowiek, który jest na tyle nieśmiały, że nie chce objawiać swoich uczuć sympatii, ale jednocześnie widać, że te uczucia są.

Dostałem miejsce w pracowni, gdzie miałem siedzieć w doskonałym towarzystwie — naprzeciwko siedział J. M. Winter, pod oknem siedział J. P. Barrat i bez przerwy prowadzili niesłychanie ostre dyskusje. Był to moment, w którym wyszło nowe wydanie *Quantum Theory of Radiation* Heitlera i oni, jak mi się wydaje, wspólnie to czytali i dyskutowali. Zresztą podobnie, jak było na seminarium prof. Rubinowicza we wczesnych latach pięćdziesiątych. Mniej więcej po dwóch tygodniach, w czasie których doczytywałem to co było w oryginalnych pracach doktorskich i pracach magisterskich, w pełnych tekstach też, rozmaite szczegóły eksperymentalne, o których się nie pisze w publikacjach, a co było niesłychanie dla mnie cenne i wartościowe, zgłosiłem się jako pomocnik-obszawator do

Wintera. Robił on badania nad przejściami wielofotonowymi. Później przeszedłem do Barrata, który zaczynał swe badania nad koherencją w parach rtęci. Wkrótce też Kastler i Brossel zaproponowali mi, żeby podjąć wstępne pomiary nad pompowaniem optycznym w parach cezu. Podjąłem te badania i w ciągu kilku miesięcy przebadłem nie tylko widmo przejść rezonansowych zeemanowskich (bardzo skomplikowane ze względu na wysoką wartość liczby kwantowej spinu jądrowego cezu), ale również uzyskałem i zbadałem przejścia nadsubtelne w obszarze mikrofalowym (ok. 9,2 GHz). Po udoskonaleniu aparatury częstość jednego z tych przejść ($m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$) została przyjęta jako wzorcowa.

AK — Czy moglibyśmy wyprzedzić czas i mógłby Pan Profesor od razu teraz wspomnieć o uroczystości poświęconej Kastlerowi, na którą był Pan zaproszony i w której brał udział?
TS — Pan ma na myśli uroczystą sesję naukową, która się odbyła w 1985 r., niemal dokładnie rok po śmierci Kastlera. Uroczystość ta zgromadziła mnóstwo znakomitych fizyków, którzy w taki czy inny sposób byli z Kastlerem powiązani. Mogę wymienić kilka nazwisk: poczynając od Abragama, poprzez Townesa, Schawlowa, Seriesa z Anglii, Dehmelta, Gozziniego z Pizy. Było też mnóstwo innych wybitnych fizyków, jak zu Putlitz, Walther, a przede wszystkim wybitni uczniowie i następcy Kastlera: Brossel, Cohen-Tannoudji, Laloë, Cagnac, Haroche.

Jeszcze może dodam, że Kastler należał do ludzi, którzy byli bardzo bezpośredni i którzy byli pozbawieni wszelkich cech wyniosłości czy zarozumiałstwa. Tak też i sympozjum poświęcone jego pamięci miało charakter ściśle naukowy, wskazujący jak szerokie było oddziaływanie jego myśli.

W okresie mego rocznego pobytu w laboratorium Kastlera, Abragam dla swoich pracowników wygłaszał w Saclay cykl wykładów na temat elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Raz w tygodniu laboratorium Kastlera niemalże w komplecie jeździło do Saclay słuchać tych wykładów i Kastler jeździł i słuchał tych wykładów na równi ze wszystkimi innymi młodymi ludźmi. Po każdym wykładzie była dyskusja i było zdumiewające, jak Kastler znajdował we wszystkich zjawiskach i we wszystkich ujęciach matematycznych najważniejszą i najgłębszą treść fizyczną.

AK — Podobną uwagę słyszałem również od prof. Rubinowicza.

TS — Tak. Zupełnie fantastyczna intuicja pozwalała mu na zauważenie... Zresztą tego rodzaju intuicją jest obdarzony m. in. Cohen-Tannoudji. A cudownym wyczuciem różnych możliwości jest obdarzony Gozzini.

Chciałbym tu dodać kilka słów o skutkach mego pobytu w laboratorium Kastlera. Po powrocie do Warszawy rozpocząłem intensywną rozbudowę badań nad pompowaniem optycznym i podwójnym rezonansem. W połączonych Zakładach Optyki IFD UW i Optyki Atomowej i Molekularnej IF PAN podjęliśmy badania nad procesami relaksacji w zbiorze atomów zorientowanych przez pompowanie optyczne w parach Rb, Cs i K, nad rezonansem modulacyjnym w parach rtęci i wreszcie nad badaniem procesów koherencji i jej cyrkulacji w cyklu pompowania i deaktywacji. Również rozwinęliśmy i do dziś prowadzimy badania spektroskopii przecinania poziomów. W tej grupie dominującą rolę odegrali prof. Kazimierz Rosiński, doc. Aleksandra Kopystyńska, doc. Krzysztof Ernst, dr hab. Marianna Kraińska-Miszczak i dr Mirosław Łukaszewski. Wyniki przez nich otrzymane są wielokrotnie cytowane w literaturze światowej.

AK — Czy moglibyśmy przejść do innego nieco zagadnienia. Jak Pan wspomina okres rozwoju fizyki laserów?

TS — O, to trzeba zacząć od r. 1960, kiedy w szkole letniej w Varennie nad jeziorem Como prof. Townes opowiadał o swoich rozważaniach wstępnych na temat możliwości uzyskania przejść wymuszonych. Wtedy substancją nośną miała być albo para potasu albo cezu. Również pamiętam w 1958 r. w lecie w czasie Colloque sur la Double Resonance organizowanym przez Kastlera w Paryżu, Ali Javan miał wykład na temat odwrócenia obsadzeń w neonie w wyładowaniu w mieszaninie tego gazu z helem. Był to wykład inauguracyjny, który odbył się w Wersalu w jednej z sal pałacowych. Nie było krzeseł, więc wszyscy wysłuchali tego wykładu na stojąco. Wykład był krótki, półgodzinny.

Jeśli idzie o lasery, to pierwszym człowiekiem, który na terenie Polski obwieścił odkrycie lasera był Leonard Sosnowski. Miał on piękny wykład na Konwersatorium prof. Pniewskiego. Oczywiście, zaraz po tym chwyciliśmy się za czytanie doniesienia Maimana w *Nature* i jego prac w *Physical Review*. Dodatkowym elementem ułatwiającym wejście do tej tematyki był fakt, że w kilku polskich ośrodkach prowadzono prace nad maserami (w Poznaniu u prof. Piekary nad maserem amoniakalnym i w Warszawie u prof. Leiblerowej nad maserem rubinowym). Pomocna była również znajomość pracy R. H. Dickego o nadpromienistości.

OK — Jaki był tytuł referatu prof. Sosnowskiego?

TS — „Laser — nowe źródło światła”. Od razu były dwie rzeczy jasne, że to jest urządzenie rewelacyjne z punktu widzenia naukowego i że to jest rzecz, która jest w zasięgu ręki, jeżeli chodzi o możliwość wykonania. I trzeba powiedzieć, że szereg ośrodków równocześnie i niezależnie rozpoczęło prace nad odtworzeniem — jedni lasera helowo-neonowego Javana, drudzy lasera rubinowego Maimana. I tak w zespole prof. Bohdana Paszkowskiego obecny prof. Wiesław Woliński rozpoczął prace w tej dziedzinie wraz z kilkoma ludźmi, którzy tam działali, równocześnie w WAT-ie prof. Zbigniew Puzewicz ze swoimi współpracownikami, oczywiście prof. Arkadiusz Piekara ze swoją grupą, a przede wszystkim z prof. Franciszkiem Kaczmarkiem w Poznaniu, no i wreszcie my w Warszawie w IF PAN.

Warszawa została w pewien sposób nastawiona na uzyskanie efektu w laserze rubinowym. Muszę wyrazić żal, że te wysiłki, które były zrobione w pierwszych latach działalności w Warszawie nie zostały dalej rozwinięte tak, jak myśmy sobie to wyobrażali. Mianowicie techniczną stronę przygotowania lasera musiało przyjąć na siebie kilka instytucji, a więc Centralne Laboratorium Optyki musiało się zająć dostarczaniem zwierciadeł, szlifowaniem płytek światłodzielących, napyłaniem itd. Ktoś się musiał zająć hodowaniem kryształów rubinu. Tutaj trzeba wspomnieć, że stworzono specjalną grupę, już nie pamiętam jak ona była formalnie włączona w schemat organizacyjny Instytutu Fizyki PAN, jako samodzielna pracownia techniczna czy coś takiego, a kierował nią inż. Stanisław Stępiński i działali tam mgr Chwalko i inż. Hammer. Oni zaczęli się zajmować nie tylko montażem lasera, powiedzmy powtórzeniem montażu Maimana, ale uruchomieniem aparatu Verneulle'a i próbą uzyskania najpierw monokryształów Al_2O_3 , a później odpowiednie ich domieszkowania jonami chromu.

Lasery rubinowe niemalże jednocześnie zostały uruchomione w 1963 r. w kilku różnych pracowniach: w Instytucie Fizyki UAM (A. Piekara i F. Kaczmarek) i w pracowni

inż. S. Stępińskiego w IF PAN przy współpracy z Zakładem Optyki Atomowej i Molekularnej tegoż Instytutu oraz Zakładem Optyki IFD UW. Na Hożej po raz pierwszy akcję laserową uzyskali dr S. Czarnecki i mgr L. Lis. Było to 24 grudnia 1964 r.

Z przykrością muszę powiedzieć, że wystąpiły wówczas różne ambicjonalne i konkurencyjne spory „kto był pierwszy?”. Gdyby szło tu o uzyskanie efektu laserowego po raz pierwszy w świecie, byłoby to jeszcze zrozumiałe, ale powtórzenie doświadczenia Maimana czy Javana dwa czy trzy lata po jego wykonaniu, nie stanowiło mým zdaniem powodu do sporów. Ważne było, że to jest technika wspaniała i mająca tak kolosalnie szerokie perspektywy. Wszyscyśmy się cieszyli z tego, że się komuś udało najpierw dostać efekt laserowy w mieszaninie helu i neonu na 1,15 μm , a później w czasie ok. trzech tygodni na linii 632,8 nm. Nas oczywiście interesowały lasery nie jako takie, tylko laser jako narzędzie badań fizycznych, szczególnie przydatne w spektroskopii.

Po krótkiej praktyce, jaką Stefan Czarnecki odbył w naszym Zakładzie, po jego krótkim działaniu w dziedzinie techniki laserowej, udało się nam uzyskać dla niego miejsce u prof. Stoicheffa w Uniwersytecie w Toronto. Czarnecki był tam dwa lata, zrobił bardzo interesującą pracę i m.in. bardzo wszechstronnie opanował technikę laserów impulsowych. Powiedziałbym, że jedną z najładniejszych rzeczy, jaką zrobił Czarnecki i co jest jego pracą habilitacyjną, było doświadczenie, bezpośrednie stwierdzenie paramagnetyzmu stanu tripletowego w naftalenie wzbudzonym przez impuls laserowy. Po wzbudzeniu impulsem laserowym układu (wzbudzenie zachodziło do stanu singletowego), następowała deaktywacja bezpromienista do stanu tripletowego, z którego później zachodziła powolna fluorescencja długożyciowa. W miarę tego, jak stan tripletowy się zapełniał, w małej ceweczce indukcyjnej otaczającej próbkę był indukowany prąd, który pokazywał jak próbka staje się paramagnetyczna kiedy stan tripletowy jest obsadzany.

Później rozwinęła się grupa badań obsadzeniowych w laserach gazowych. Zainicjował te badania Ludwik Lis. Tak, a potem już laser stał się urządzeniem codziennym.

AK — Wyrazem postępu i wysokiego poziomu jaki osiągnęły badania, była konferencja OPALS (Optical Pumping and Line Shape). Czy może Pan Profesor powiedzieć coś na ten temat?

TS — Tak, ale na konferencji OPALS o laserach jeszcze prawie nic nie było.

OK — A to już był 1968 r.

TS — Tak, ale konferencja była poświęcona dwóm zagadnieniom: rozszerzeniu linii widmowej i pompowaniu optycznemu.

AK — Ale muszę wspomnieć, że koledzy laserowcy też przyjechali na nią, ponieważ lasery już wtedy były istotną częścią tych badań.

TS — A oczywiście. Udział brali różni ludzie, to była jedna z najlepiej obsadzonych międzynarodowych konferencji optycznych.

OK — I wspaniale zorganizowana, co było pełną zasługą Pana Profesora.

AK — Do dziś dnia znane są nam wspomnienia wielu jej uczestników. Na przykład bardzo atrakcyjne były materiały z tej konferencji.

OK — Profesor Series w pośmiertnym wspomnieniu o Kastlerze pisze o wspólnych spacerach po Warszawie...

TS — Tak, tak i pokazuje fotografię z Kastlerem na tle domu przy ulicy Freta 16, gdzie mieści się Polskie Towarzystwo Chemiczne i Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie.

Jeżeli mowa o tej konferencji, to ona wypadła w trudnym czasie i pewnie miałyby jeszcze kilku ludzi równie błyszczących jak ci, którzy byli, gdyby nie smutne i pamiętne wydarzenia z roku 1968, zarówno u nas, jak i we Francji. Nie przyjechała grupa fizyków francuskich, którzy po prostu nie chcieli opuścić uniwersytetu w tych trudnych dniach. Zabrakło przede wszystkim Cohena-Tannoudijego, nie przyjechał Barrat, a z innych względów nie przyjechali ani Henry Margenau ani Henry Stroke. Mimo to konferencja była bardzo udana.

OK — Miała ogromne znaczenie dla nas. Myśmy po raz pierwszy zetknęli się wówczas z profesorami, których znaliśmy wyłącznie z artykułów, wyłącznie po nazwisku. To był okres kiedy my, młodzi fizycy, nie mieliśmy żadnej szansy wyjechania za granicę.

TS — Nie wiedzieliście jeszcze, że ośrodek nasz jest ośrodkiem dobrym, jest ośrodkiem szanowanym i że nasze wyniki są znane.

OK — Było nam miło, jak usłyszeliśmy to właśnie z ust takich profesorów, jak Kuhn, Series czy Kastler.

AK — Jednym z wyrazów uznania dla pracy Pana Profesora, dla wkładu Pana do rozwoju optyki już nie tylko w Polsce, ale i w świecie było powierzenie Panu stanowiska wiceprezesa Międzynarodowej Komisji Optycznej. Czy mógłby Pan skomentować te kontakty międzynarodowe?

TS — Te kontakty właściwie zawdzięczam z jednej strony prof. Rubinowiczowi, z drugiej strony prof. Jabłońskiemu. Tutaj, jeżeli chodzi o optykę, to nazwisko Rubinowicza było kluczem, który otwierał drzwi. Profesor Rubinowicz przez wiele lat był przewodniczącym Polskiego Narodowego Komitetu Optycznego...

AK — Pan Profesor jest nim obecnie i to od wielu lat.

TS — Tak.

OK — Od jak dawna?

TS — Już nie pamiętam od jak dawna.

AK — Od kilkunastu lat.

TS — Tak, od kilkunastu lat. Przez cztery kadencje, przedzielone przerwą, pełniłem funkcję wiceprezesa Międzynarodowej Komisji Optycznej, przez pewien krótki czas pełniłem funkcję przedstawiciela IUPAP-u w Międzynarodowej Komisji Optycznej, zresztą później ta funkcja spadła na prof. Adama Kujawskiego. Powiedziałbym znowu, że na tym polu udało mi się, żeby kolegów, którzy mają duże bardzo osiągnięcia w dziedzinie optyki (a optyka jest jedną z polskich specjalności naukowych) w jakiś sposób wprowadzić w świat. Zresztą oni się wprowadzili głównie sami swoimi pracami, które zyskały uznanie i szacunek, a ja odgrywałem rolę dobrego wujka, który przyprowadzał człowieka i mówił: popatrzcie jaki on jest dobry.

AK — Myślę, że usłyszymy od Pana komentarz na temat stanu i obecnej działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jako że jest Pan prezesem PTF.

OK — I to drugą czy trzecią kadencję.

TS — Trzecią. Powiedziałbym tak. Niedawno było zebranie Oddziału Warszawskiego PTF i na tym zebraniu jeden z młodych kolegów, kiedy dyskutowaliśmy sprawę czy podwyższyć składkę członkowską zapytał: „czy Pan Profesor mógłby powiedzieć, jakiego rodzaju rzeczy świadczy Towarzystwo Fizyczne dla swoich członków”? Wtedy odpowiedziałem rzeczowo, ale niedobrze, bo ominąłem rzecz bardzo ważną. Mianowicie, dość wy-

rażnie wyszczególniłem różnego rodzaju działania, które pozwalają dzięki Towarzystwu młodym fizykom nawiązywać kontakty międzynarodowe, które pozwalają młodym fizykom, żeby się czuli troszkę bardziej dowartościowani przez to, że uzyskują nagrodę za najlepszą pracę magisterską, że dostają nagrodę naukową Polskiego Towarzystwa Fizycznego, ale nie powiedziałem bardzo ważnej rzeczy. Mianowicie, PTF jest jednym z najstarszych towarzystw naukowych. Zostało założone w 1920 r., nie mówiąc już o poprzednich, częściowych formach, jak Krakowskie Towarzystwo, Lwowskie czy Warszawskie, z których się później zrodziło PTF. Ale jest to Towarzystwo bardzo poważane i Towarzystwo z jednej strony wslawione bardzo pożyteczną działalnością, a z drugiej strony o nieskazitelnej reputacji. Trzeba powiedzieć, że ktoś, kto się zapisuje do Towarzystwa Fizycznego, to powinien przede wszystkim odczuć to, że jest dla niego wielkim honorem wstąpić do takiego Towarzystwa.

Pamiętajmy, że członkami Towarzystwa byli nasi wielcy mistrzowie, jak Pieńkowski, Białobrzeski i Wolfke, trzech znakomitych fizyków okresu międzywojennego. Był nim też prof. Rubinowicz. Nie pamiętam już działalności Profesora Pieńkowskiego jako prezesa dlatego, że byłem wtedy najmłodszym członkiem Towarzystwa, ale widziałem, ile serca okazywał sprawom Towarzystwa prof. Rubinowicz, prof. Sołtan i prof. Wilhelmi. Każdy inaczej, każdy w inny sposób, bo każdy prezes nadaje swojej kadencji, jakiś określony charakter, związany z jego osobistymi zainteresowaniami, z jego temperamentem, z jego aktywnością i sposobem takiego czy innego działania. PTF jest Towarzystwem tego rodzaju, że każdy, kto jest jego członkiem, może szczyć się tym, że do tego Towarzystwa należy. To jest pierwszy punkt, a dopiero później bym oczywiście wyliczył różnego rodzaju osiągnięcia, jak np. organizowanie współpracy międzynarodowej pomiędzy różnymi towarzystwami oraz organizowanie i patronowanie różnego rodzaju imprezom naukowym. Wreszcie staramy się o dwie rzeczy, mianowicie o to, żeby ranga fizyki jako przedmiotu nauczania zarówno w szkole średniej, jak i w szkole wyższej odpowiadała wadze tego przedmiotu. Mamy ciężkie chwile, dlatego że trudno jest załatwić sprawę nauczania fizyki jako przedmiotu podstawowego w wyższych uczelniach technicznych. W tej chwili właśnie w Szczecinie odbywa się jedna z corocznych konferencji poświęconych sprawie nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych i roli fizyki stosowanej. Jest to jeden z przykładów działalności Towarzystwa. Trudno tu wyliczyć wszystkie obszary działalności. Można się z nimi zapoznać choćby ze sprawozdań Zarządu Głównego ogłaszanych w *Postęпах Fizyki*.

PTF to stowarzyszenie, którego działalność jest społecznie ogromnie użyteczna. Jej głównymi kierunkami są: popularyzacja wiedzy fizycznej, organizacja prawidłowego wykorzystania specjalistów w dziedzinie fizyki i działalność mająca na celu kierowanie zdolnej młodzieży na studia w tej dziedzinie. Popularyzacja wiedzy powinna być połączona ze wskazywaniem na to, że nie ma i nie będzie reformy gospodarczej bez wprowadzenia jako elementu zasadniczego zdobyci badań podstawowych do przemysłu.

AK — Dziękujemy Panu Profesorowi za rozmowę. Profesor Pieńkowski, o którym mieliśmy okazję tyle usłyszeć, był Mistrzem nie tylko dla Pańskiego pokolenia. Miałem zaszczyt i satysfakcję być słuchaczem ostatnich jego wykładów z fizyki doświadczałnej. Dla nas wszystkich było to niezwykle przeżycie. Zaangażowanie w pracę dydaktyczną stało się wzorem dla jego uczniów, co także istotnie przyczyniło się do rozwoju fizyki w ośrodku

warszawskim. Dla nas prof. Pieńkowski pozostaje twórcą ośrodka warszawskiego i przykładem człowieka o niezwyklej pasji badawczej i talencie organizatorskim.

OK — Ja też chciałabym nawiązać do prof. Pieńkowskiego. Studia na Wydziale Mat.-Fiz.-Chem. UW rozpoczęłam po jego śmierci (zmarł w 1953 r.). Wprawdzie nie miałam okazji spotkać Profesora, ale nie mam wątpliwości, że był on wybitną indywidualnością. Mimo upływu lat prof. Pieńkowski jest stale obecny w Instytucie Fizyki na Hożej. Z szacunkiem i uczuciem wspominają Profesora jego uczniowie, a nasi Profesorowie: Leonard Sosnowski (*Postępy Fizyki* 37, 63 (1986)), Jerzy Pniewski (*Wspomnienia autobiograficzne*; na prawach rękopisu wydane przez Uniwersytet Warszawski w maju 1987 r.) i Tadeusz Skaliński (ta rozmowa). Profesor Pieńkowski pośrednio wywarł więc także wpływ na nasze pokolenie fizyków z Hożej. A oto przykład. Do Katedry Optyki pod opiekuńcze skrzydła prof. Skalińskiego trafiłam w 1961 r. i dopiero po latach, od starszych kolegów dowiedziałam się, że zostawianie na biurku nieobecnego pracownika kartki z godziną, parafowanej przez Profesora czy przysłanie kartki z tytułem artykułu z ostatniego numeru *Physical Review* do zreferowania na najbliższym seminarium, to zwyczaj, jaki prof. Skaliński przejął od Mistrza.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XII Seminarium Fizyki Powierzchni w Piechowicach

W dniach od 9 do 14 maja 1988 r., w Piechowicach k. Jeleniej Góry odbyło się XII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni, zorganizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego przy finansowanym poparciu ze strony Centralnego Programu Badań Podstawowych 01.08.A. Dyrektorem Seminarium był prof. Stefan Mróz, a sekretarzem naukowym dr Adam Kiejna.

Seminarium było poświęcone doświadczalnym i teoretycznym badaniom struktury atomowej i elektronicznej powierzchni metali i półprzewodników czystych oraz pokrytych adsorbentem.

W Seminarium wzięło udział 46 gości zagranicznych (w tym 24 zaproszonych wykładowców) z 17 krajów (Arabii Saudyjskiej, Berlina Zachodniego, Bułgarii, Czechosłowacji, Francji, Izraela, Japonii, Jordanii, Jugosławii, Kanady, NRD, RFN, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii i ZSRR) oraz 68 fizyków i fizykochemików z ośrodków krajowych (Bydgoszczy, Częstochowy, Gliwic, Krakowa, Lublina, Szczecina, Warszawy i Wrocławia).

Program Seminarium wypełniło 29 referatów i 70 komunikatów, w których większość przedstawiono w czasie sesji plakatowych.

Omawiano zastosowanie metody funkcjonału gęstości do obliczeń własności elektronicznych powierzchni (V. Sahni, Nowy Jork), wyniki obliczeń złożonej struktury pasmowej powierzchni metali szlachetnych (H. Bross, Monachium), pomiary struktury wolframu metodą emisji fotonowej (M. J. G. Lee, Toronto), własności kwantowego dwuwymiarowego gazu elektronicznego na granicy ziaren półprzewodników (G. Paasch, Drezno). Najliczniejsza grupa referatów była poświęcona zjawiskom adsorpcji i desorpcji. D. P. Woodruff (Coventry) przedyskutował zastosowanie metod SEXAFS i dyfrakcji fotoelektronów do określenia położenia atomów w zaadsorbowanych molekułach i określenia rodzaju wiązania molekuly z powierzchnią. Krystalograficzne i dynamiczne własności monowarstw i submonowarstw kobaltu na niskowskaźnikowych ściankach miedzi omówił J. Lecante z Saclay. Przedstawiono wyniki badań adsorpcji gazów szlachetnych na metalach (B. Czujkow, Kijów), metali na metalach i półprzewodnikach (K. Wandelt, Berlin Zach.), oddziaływania wodoru z powierzchnią półprzewodników (C. Sebenne, Paryż) oraz z powierzchnią metali (R. Duś, Warszawa).

Przedstawiono również wyniki badań struktury układów katalicznych (Z. Knor, Praga). Zjawiska związane z wymianą energii w warstwie adsorbentu przedstawił O. Braun z Kijowa, a B. Gumhalter z Zagrzebia omówił cechy widm elektronicznych tlenku węgla związanego chemicznie z powierzchnią. Desorpcji powierzchniowej poświęcony był referat V. N. Ageeva z Leningradu o elektronowo stymulowanej desorpcji a także analiza modeli teoretycznych laserowo indukowanej desorpcji w podczerwieni przedstawiona przez B. Faina z Tel-Awivu. M. Suffczyński (Warszawa) omówił kierunki zmian relaksacji i rekonstrukcji zachodzących na powierzchni półprzewodników o strukturze typu blendy cynkowej, natomiast w referacie B. A. Nesterenki i współpracowników (Kijów) przedyskutowano możliwe nadstruktury na zrekonstruowanej powierzchni Si (110). M. Mundschau (Clausthal, RFN) przedstawił dynamiczne obrazy nukleacji i epitaksjalnego wzrostu submonowarstw metali na metalach i półprzewodnikach, uzyskane za pomocą unikalnego niskoenergetycznego mikroskopu elektronicznego. Nukleacja i przejścia fazowe na powierzchni stopów były tematem referatu M. Yamamoto z Osaki. M. Jałochowski (Lublin) zreferował oscylacyjne zmiany oporności elektrycznej epitaksjalnych warstw ołowiu i złota na Si (111), wywołane kwantowym efektem rozmiarowym. Metodzie optycznego współczynnika odbicia poświęcony był referat Ch. Kleina z Lipska. Omawiano różne aspekty rozpraszania elektronów (A. Jabłoński, Warszawa; V. Fritzsche, Drezno) i atomów na powierzchni (A. Modinos, Dhahran, Arabia Saudyjska). Przedstawiono wyniki badań struktury elektronicznej czystych powierzchni półprzewodników (N. Mileszkina, Leningrad), półprzewodników półmagnetycznych (B. Orłowski, Warszawa) i struktur warstwowych (L. Eckertova, Praga). M. B. Partenski z Swierdłowska omówił relaksacje sieci krystalicznej przy powierzchni metalu na granicy metal—elektrolit.

Podobnie jak w ubiegłym roku materiały XII Seminarium będą opublikowane w osobnym tomie czasopisma *Surface Science* wydawanego przez wydawnictwo North-Holland.

Następne XIII Seminarium odbędzie się w dniach 22—27 maja 1989 r.

Adam Kiejna

Instytut Fizyki Doświadczalnej UWr.
Wrocław

Pierwsze Radziecko-Polskie Seminarium Układów f-Elektronowych

W dniach 20—23 czerwca 1988 odbyło się w Wilnie pierwsze radziecko-polskie seminarium poświęcone badaniom układów f-elektronowych. Seminarium zostało zorganizowane przez Sekcję Fizyki i Chemii Półprzewodników na Bazie Ziemi Rzadkich AN ZSRR, Instytut Fizyki Półprzewodników AN Litewskiej SRR i Instytut Fizyki AN Litewskiej SRR. Przewodniczącym Komitetu Programowego był prof. I. A. Smirnow, przewodniczący Sekcji, a Komitetu Organizacyjnego prof. R. Dągys z Instytutu Półprzewodników Litewskiej Akademii Nauk i członek korespondent tej Akademii. W Polsce przygotowanie organizacyjne Sympozjum prowadzili pracownicy Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Ze strony radzieckiej w Seminarium wzięło udział ponad 70 uczestników reprezentujących wiele laboratoriów, zarówno uczelnianych jak i z Akademii Nauk, natomiast ze strony polskiej uczestniczyło 12 osób z planowanych początkowo 17. Przy opracowaniu planowanej listy uczestników polskich staraliśmy się wziąć pod uwagę reprezentantów wszystkich laboratoriów zajmujących się badaniami międzymetalicznych i półmetalicznych połączeń metali f-elektronowych, uczestniczących w programach badań podstawowych koordynowanych przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN i przez Instytut Fizyki PAN.

W trakcie seminarium wygłoszono 11 wykładów plenarnych (7 radzieckich i 4 polskie) oraz przedstawiono 74 komunikaty plakatu, w tym 9 polskich i 2 wspólne polsko-radzieckie. Komunikaty te były poprzedzone wstępnymi omówieniami, które w zamyśle organizatorów miały ułatwić wyłowienie najważniejszych informacji. Przysporzyło to mnóstwo pracy tym, którzy dokonywali tych omówień i był to na ogół wysiłek daremny. Omówienie komunikatów po prezentacji jest znacznie łatwiejsze i daje jednak większy pożytek uczestnikom.

Ponadto uczestnicy polscy przedstawili w 10-minutowych komunikatach krótkie omówienie działalności swoich placówek naukowych. Ponieważ celem Seminarium było nawiązanie ściślejszej współpracy uczonych obu krajów, w dziedzinie, której dotyczył tytuł Seminarium, te prezentacje miały duże znaczenie dla pokazania kolegom radzieckim możliwości i osiągnięć naszych placówek naukowych. Z tego również względu referaty plenarne miały w zasadzie charakter przeglądu, wprowadzający do tematyki, ze szczególnym uwzględnieniem działalności zespołów, które reprezentowali autorzy. Wspomniano już, że przedstawiane przez uczestników polskich komunikaty i referaty dotyczyły, zgodnie zresztą z ustaleniami ze stroną radziecką, związków między- i półmetalicznych 4- i 5f elektronowych, natomiast badacze radzieccy, w znacznej mierze referowali badania półprzewodników opartych na ziemiach rzadkich oraz nadprzewodników wysokotemperaturowych. Na to wyraźne ukierunkowanie referatów radzieckich, pomijające rozwijane w ZSRR badania związków aktywności jak i międzymetalicznych związków ziem rzadkich, w tym również nowoczesnych materiałów magnetycznych, zwracano uwagę w podsumowaniu Seminarium i stwierdzono, że w przyszłych spotkaniach należy zapewnić szerszą reprezentację tematyczną.

Komunikaty plakatu podzielono na 4 grupy:

- a. badania doświadczalne układów f-elektronowych,
- b. teoria układów f-elektronowych,
- c. chemia i technologia układów f-elektronowych,
- d. nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe.

Do najciekawszych należały komunikaty podające szczegóły struktury elektronowej związków ziem rzadkich, takich szczególnie, w których obserwuje się zjawisko mieszanej wartościowości, czy ciężkie fermiony. Informacje te uzyskano za pomocą zaawansowanych metod optycznych, EPR czy spektroskopii

rentgenowskiej (ośrodki w Świerdłowsku i Gątczynie) na materiałach bardzo czystych, często w postaci monokryształów czy cienkich warstw.

W dziedzinie teorii przedstawiono m. in. liczne próby wyjaśnienia mechanizmu oddziaływań elektronów f z pasmem przewodnictwa i z fononami.

Organizacja Sympozjum, które odbyło się w ośrodku szkoleniowym związków zawodowych, była bardzo dobra. W programie turystycznym zwiedziliśmy Wilno oraz odbyliśmy wycieczkę do Trok i Kowna. Zwrócenie uwagi na pamiątki polskie czy pamiątki ze wspólnej przeszłości polsko-litewskiej było dla nas szczególnie miłe.

Sympozjum było również okazją do spotkania wielu badaczy radzieckich, których nazwiska znane były jedynie z publikacji oraz do utrwalenia starych i nawiązania nowych kontaktów naukowych.

W podsumowaniu Sympozjum stwierdzono, że organizacja takich spotkań jest bardzo pożyteczna. Następne odbędzie się za 2 lata w Polsce, a organizatorem będzie INTBS PAN we Wrocławiu.

Wojciech Suski

**Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław**

R E C E N Z J E

R. L. Liboff: *Wstęp do mechaniki kwantowej*, tłum. Janina Jedlińska-Rećko i Perla Kacman, PWN, Warszawa 1987, s. 574, wydanie I, nakład 4 200 egz., cena zł 640.—

Wstęp do mechaniki kwantowej Richarda L. Liboffa jest książką pomyślaną jako rzeczywiście bardzo elementarny wstęp do mechaniki kwantowej. Rozważa się w niej, zarówno w tekście jak i w zadaniach, bardzo wiele bardzo prostych problemów. Mimo to wydaje się, że książka będzie zupełnie niestrawna dla czytelnika, dla którego jest przeznaczona. Spowodowane to jest bardzo niskim poziomem dydaktycznym (a czasami i merytorycznym) wykładu. Wiele subtelnych i dość trudnych pojęć wymagających dogłębnego zrozumienia pojawia się nie wiadomo skąd i nie wiadomo dlaczego. Wiele jest terminów wręcz niezdefiniowanych. Wiele faktów Autor przytacza bez dowodu — mimo że dowód mógłby być bardzo prosty i kształcący. W zamian za to dużo jest dygresji i zwykłego gadulstwa, luźno związanego z głównym tokiem rozumowania i rozpraszających raczej uwagę czytelnika niż przydających się do czegokolwiek. Książka robi wrażenie surowego skryptu z wykładów prowadzonych bardzo nierówno przez raz lepiej, raz gorzej przygotowanego wykładowcę.

Dla ilustracji powyższej opinii przytoczę konkretne przykłady. Są one drobną cząstką istniejących błędów czy niedociągnięć. Wyczerpanie wszystkich wymagałoby napisania, jeśli nie nowej książki, to przynajmniej sporej broszury.

I tak już w rozdziale wstępnym, poświęconym przypomnieniu ważniejszych wyników mechaniki klasycznej, potrzebnych do sformułowania teorii kwantowej, opowiadając o formalizmie Hamiltona Autor nie określa w ogóle czym jest pęd uogólniony. Mówi m. in., że pęd sprzężony do r jest składową pędu (w domyśle kartezjańskiego) w kierunku r , a pęd sprzężony do współrzędnej kątowej θ jest składową momentu pędu odpowiadającą zmianie kąta θ . Jest to prawda, ale dlaczego? Według jakiej zasady Czytelnik ma skonstruować pęd uogólniony w innych współrzędnych? A przecież wystarczyłoby powiedzieć, że jest to, w przypadku sił potencjalnych, pochodna energii kinetycznej po prędkości uogólnionej. Szwankuje elementarna logika. W tym samym wstępnym rozdziale na str. 23 znajdujemy takie np. zdanie: „zarówno p , jak i L są wielkościami stałymi, trajektoria cząstki jest więc prostoliniowa”. Stałość L z prostoliniowością trajektorii nie ma nic wspólnego. Ani $L = \text{const}$ nie implikuje prostoliniowości, ani prostoliniowość nie implikuje stałości L . Po co zatem spójnik „więc” w powyższym zdaniu?

Jednostronicowy wstęp do rozdz. 1.3 pt. „Stan układu” bodajby się lepiej nie pojawił. Do tego miejsca mówiło się wyłącznie o punktach materialnych, a nagle w definicji stanu układu mowa o „orientacji” jako czymś dodatkowym w stosunku do położenia.

Akapit dalej zmienne dynamiczne nazywane są parametrami (parametry to raczej stałe liczbowe charakteryzujące układ jak np. masy cząstek). Parę wierszy dalej stan nazywany jest wektorem, mimo że (w mechanice klasycznej) na stanach nie można wykonywać operacji charakterystycznych dla wektorów.

Rozważania w rozdziale „Przedstawienia w mechanice kwantowej” są wyjątkowo naiwne. Anonsując, że w mechanice kwantowej x i p nie mogą być określone równocześnie Autor wyjaśnia: „Tak więc jeśli w danej chwili zmierzy się położenie cząstki, to pozostanie ona w stanie, w którym jej pęd jest maksymalnie nieoznaczony”. Zdanie to jest niezrozumiałe, gdyż nie zostało nawet mgliście i ogólnikowo powiedziane, czym jest stan układu w mechanice kwantowej. Nie powiedziano w ogóle co to znaczy, praktycznie czy teoretycznie, że pęd jest nieokreślony. Wartość informacyjna tekstu jest dokładnie zerowa. Czytelnik, dla którego omawiany podręcznik jest pierwszym zetknięciem z mechaniką kwantową, stanie przed murem całkowitego niezrozumienia.

Dalej w tym rozdziale, podanie pędu i energii jako dwóch wielkości, które dają pełną informację o układzie jest nonsensem. W rozpatrywanym przykładzie E jest funkcją p . W takim rozumieniu zawsze będzie nieskończenie wiele wielkości równocześnie określonych np. p^3 , p^4 , p^5 , p^6 ... etc.

Podobnie, podając (dla punktu materialnego) przykład dobrych liczb kwantowych E , L^2 , L_z Autor w przypisie „uzupełnia” to fałszywą informacją, że w skład wektora stanu wchodzi jeszcze parzystość. W rzeczywistości parzystość jest funkcją l i nie jest niezależną zmienną dynamiczną.

Na str. 35 w wykazie historycznych dat Heisenberg występuje dopiero pod rocznikiem 1927 jako twórca

zasady nieoznaczoności, a nie ma informacji, że w 1925 roku sformułował on jako pierwszy mechanikę kwantową!

Typowy przykład gadulstwa Autora mamy na str. 42, gdzie rozdziałik o kontaktowej różnicy potencjałów rozdmuchuje tekst i odwraca uwagę od mechaniki kwantowej.

Na str. 55 czytamy: „Gdy elektron ma dobrze określoną lokalizację w przestrzeni (zatem jego pęd nie jest dobrze określony), zachowuje się bardzo podobnie jak cząstka”. Cóż to znaczy „dobrze” czy „niedobrze”? Na to by obiekt kwantowy zachowywał się podobnie jak (klasyczna) cząstka **obie** nieoznaczoności — i nieoznaczoność pędu i nieoznaczoność położenia muszą być małe w stosunku do charakterystycznych dla danego eksperymentu wartości. Sama „dobra lokalizacja w przestrzeni” absolutnie do tego nie wystarcza, gdyż „duża” nieoznaczoność pędu doprowadzi szybko do rozmycia paczki falowej i pozbawi sensu pojęcie klasycznej trajektorii.

Niektóre z podanych przykładów operatorów na str. 65 są jakieś absurdalne. Operatory w mechanice kwantowej (te które występują w postulacie 1) są zawsze operatorami liniowymi. Co ma zaś ilustrować „operator” zamieniający φ w liczbę 8? Operator pędu pojawia się na str. 65 w stylu *deus ex machina*. Z tekstu nie wynika nawet czy to jest postulat, czy postać tę można wyprowadzić z wcześniejszych założeń.

Na str. 68 Autor wykazuje autentyczne niezrozumienie czym jest tzw. „zasada nieoznaczoności dla energii i czasu”.

Nieco dalej na str. 70 rysunek ilustrujący model funkcji δ Diraca jest zupełnie zły. Jeśli funkcja jest różna od zera tylko w przedziale o długości ϵ i jeśli jej maksymalna wartość wynosi $\frac{1}{\epsilon}$, jak to zaznaczono jawnie na rysunku, to powinna ona być stała w tym przedziale. Według rysunku, całka z $\delta(y)$ zamiast 1 równa się mniej więcej $\frac{1}{4}$!

Objaśnienie terminu „wartość oczekiwana” na str. 73 jest żenująco naiwne. Autor pisze, że „w wyniku pomiaru oczekujemy otrzymania wartości bliskiej $\langle c \rangle$ ”. Przecież gdy mierzymy np. rzut spinu nie spolaryzowanego elektronu, to przy $\langle S_z \rangle = 0$ oczekujemy nie wyników bliskich zera, lecz albo $\frac{1}{2}\hbar$, albo $-\frac{1}{2}\hbar$! Podobnym nonsensem jest stwierdzenie na str. 74, że „Im mniejsze Δx , tym możemy być bardziej pewni, że pomiar znajdzie cząstkę w x_0 ”. Przy zmiennej ciągłej prawdopodobieństwo znalezienia wartości x_0 jest zawsze zero, niezależnie od wartości Δx .

Na str. 75 dowiadujemy się, że równanie Schrödingera wyprowadził Feynman i to w dodatku z klasycznej zasady najmniejszego działania! Nie jest ważne według Autora, kto to był Schrödinger, ale ważne, że na temat jego równania jakąś pracę (fakt, że ciekawą) napisał rodak Autora podręcznika. W takim stylu pisane były nasze (i radzieckie) podręczniki w pierwszej połowie lat pięćdziesiątych.

Mówiąc o paczce falowej na str. 78, Autor wtrąca w nawiasie hasło „szereg Fouriera” podczas gdy występuje tu w rzeczywistości całka Fouriera. W tymże miejscu Autor nie sili się nawet na żadne, choćby intuicyjne czy heurystyczne uzasadnienie wzoru $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$. Jak można uczyć mechaniki falowej podając taki wzór na wiarę?

Na str. 170 Autor twierdzi, że widmo promieniowania oscylatora składa się z linii $n\nu_0$, a to jest nieprawda, gdyż przejścia ze zmianą liczby oscylacyjnej o 2 lub więcej są silnie wzbronione.

Amplituda pęduwa na str. 175 nie jest — jak twierdzi Autor — symetryczną funkcją p , lecz ma symetrię (lub antysymetrię) wyznaczoną przez parzystość liczby kwantowej n . Błąd ten nie wygląda na proste przejęczenie, bo w zadaniu na str. 183 powtórzone jest to błędne stwierdzenie.

Na str. 181 pomyłono nazwiska Bohra i Born'a.

Na str. 192 Autor stwierdza bez żadnego uzasadnienia że „funkcja falowa i jej pierwsza pochodna są ciągłe”. Po pierwsze fakt taki powinien być uzasadniony, a po wtóre nie jest to uniwersalna prawda. Na przykład w pudle prostokątnym rozważanym często w tej książce chociaż funkcja falowa jest ciągła, pierwsza pochodna ma skok wartości na brzegu.

Badanie na str. 219, co daje wzór na poziomy energetyczne uzyskany metodą WKB, zastosowany do przypadku nieskończenie głębokiej studni jest zupełnie niccelowe. Przecież kilka akapitów wcześniej Autor podaje, że w przypadku ostro rosnącego potencjału dokładniejszy jest wzór Bohra-Sommerfelda, a nie wzór WKB.

Rozważania o identycznych cząstkach na str. 265 są wręcz bałamutne. Czytelnik nie dowiaduje się

najistotniejszej rzeczy, że dla określonego rodzaju cząstek przyroda wybiera **tylko** funkcje falowe o określonej symetrii, jednakowej dla wszystkich możliwych stanów i dla wszystkich możliwych liczb cząstek. Nie jest także wyjaśnione, że „degeneracja wymienna” jest tylko sposobem mówienia o rozwiązaniach równania Schrödingera, a nie jest degeneracją w sensie poznanym wcześniej. Rozwiązanie o „złej” symetrii nie jest w ogóle stanem fizycznym. Tym samym jednej energii odpowiada jeden stan. Zwykłą degenerację da się zawsze znieść odpowiednio dobranym dodatkowym oddziaływaniem — „degeneracji wymiennej” znieść się nie da.

Ilustracja „przypadkowej” degeneracji podana na str. 268 jest wybrana niezbyt szczęśliwie. Hamiltonian oscylatora dwuwymiarowego ma specyficzną grupę symetrii SU_2 transformacji w przestrzeni fazowej. Poziomy oscylator rozpinają **nieprzywiedlne** reprezentacje tej grupy i tym samym degeneracja poziomów nie jest przypadkowa.

Omawiany na str. 276 przykład wirującego koła, dla którego mierzymy L^2 i L_z jest zupełnie nieodpowiedni dla ilustracji tezy Autora. W przypadku bryły (a nie rotatora!) liczby kwantowe L^2 i L_z nie wystarczają do określenia stanu. Trzeba jeszcze określić L_x , tj. rzut momentu pędu na oś symetrii wirującej bryły.

Na str. 277 rozwijana jest dalej błędna idea, że stan wirującej bryły jest opisany w pełni dwiema liczbami kwantowymi.

Na str. 309 znajdujemy zdanie: „kolejne wartości l różnią się od siebie o jedność”. Dlaczego nie jest to uzasadnione? Czy to ma być oczywiste? Dowód, niekoniecznie bardzo precyzyjny, byłby bardzo ciekawy i w gruncie rzeczy dużo prostszy od innych rozumowań poprzedzających to miejsce w książce. Z tej książki nie sposób uczyć się samodzielnie.

Próba objaśnienia emisji promieniowania na str. 362 jest strasznie naiwna i w istocie błędna. W trakcie świecenia atom nie jest opisany żadną funkcją falową! Uwzględniając istnienie kwantowego pola elektromagnetycznego można rozważać stan pośredni jako superpozycję $a(t) | \text{atom w stanie } n \rangle | 0 \text{ fotonów} \rangle + b(t) | \text{atom w stanie } m \rangle | 1 \text{ foton} \rangle$, a stan taki w redukcji do samego atomu nie sprowadza się do funkcji falowej, lecz do macierzy gęstości. Konsekwentny opis promieniowania bez użycia kwantowej teorii pola jest możliwy przez połączenie słynnego rozumowania Einsteina z r. 1916 z teorią przejść wymuszonych w zewnętrznym polu elektromagnetycznym.

Nazwanie na str. 364 fotonu bozonem „w związku z tym, że ma spin 1” jest kolejnym nonsensem metodologicznym. Słowo bozon odnosi się do statystyki. Nie było dotąd w książce nawet wzmianki o związku spinu ze statystyką, ba — nie było nawet zaznaczone, że określony rodzaj cząstek ma określoną statystykę (symetrię). Odczytując literalnie informację zawartą na tej stronie Czytelnik dowie się i zapamięta że bozony, to z **definicji** cząstki o spinie 1!

Zdanie na str. 426: „funkcja falowa dla tego układu istnieje, ale nie może być jednoznacznie określona”, jest rzadko spotykanym nonsensem. Można napisać, że istnieje hamiltonian dla układu o bardzo wielu stopniach swobody. Można przyjąć, że istnieje zbiór funkcji własnych jakiegoś zupełnego układu obserwabli (niewyobrażalnie dużego), ale nie można przyjąć, że istnieje jedna, określona funkcja falowa, skoro nie dokonaliśmy, ani nawet nie mielibyśmy żadnych szans dokonać kompletnego pomiaru.

Na str. 442 spotykamy kolejny dydaktyczny wybrzek. Bez jednego słowa komentarza stwierdza się, że nową wartość własną uzyskamy obliczając wartość oczekiwaną całego hamiltonianu, dla starej funkcji falowej. Jest to rezultat łatwy, do uzasadnienia, ale bynajmniej nie oczywisty. Czytelnik powinien być o tym ostrzeżony, tym bardziej, że dużo dalej w książce są rozważania na temat rachunku zaburzeń.

Kondensacją Bosego nazywa się na str. 469 „nagle przejście całego zbioru bozonów do kolektywnego stanu podstawowego”. Jest to jakiś surrealistyczny nonsens! Autor sprawia wrażenie jakby nie miał żadnego pojęcia o istocie zjawiska, w szczególności o tym, że ilość kondensatu jest **ciągłą** funkcją, która rośnie gładko od zera dla $T = T_c$ do wartości maksymalnej dla $T = 0$. Przejście nie jest ani „nagle” ani „całkowite”. Nagle zmienia się tylko w temperaturze T_c pochodna ilości kondensatu po temperaturze.

Na stronach 479—480 spotykamy karykaturalny opis tworzenia par Coopera. Neutralizacja odpychania kulombowskiego ma zupełnie inne źródło niż wymiana fononów!! O wymianie fononów i efektywnym przyciąganiu mówimy w sytuacji gdy kulombowskie odpychanie jest już **całkowicie** zneutralizowane (wskutek obecności łańcuchów dodatnich). Rzędy wielkości tych oddziaływań są zupełnie różne. To tak jakby twierdzić, że siła ciężkości nie burzy budynku, bo przeciwstawia się temu oplatająca go pajęczyna. **Nieważny** jest cement i stal zbrojeniowa!

Na str. 519 Autor błędnie twierdzi, że wykorzystuje się w rozumowaniu ciągłość widma atomu. Jest akurat na odwrót! Poziomy są dyskretne, a pojawienie się prawdopodobieństwa proporcjonalnego do czasu jest wynikiem ciągłego rozkładu częstości rozważanego klasycznego pola elektromagnetycznego (lub w innym ujęciu, ciągłego widma fotonów).

Jak zaznaczyłem na wstępie, przedstawiona lista zarzutów jest daleka od zupełności, ale wystarczająco chyba dowodzi, że jest to bardzo nieudana pozycja wydawnicza. Odradzam ją stanowczo potencjalnym samoukom. Pewną wartość może przedstawiać dla doświadczonego wykładowcy mechaniki kwantowej jako zbiór rzeczywiście dużej liczby problemów kwantowych, które ze względu na swą prostotę znajdowane być mogą jedynie w niewielkich ilościach w standardowych zbiorach zadań.

Jakość tłumaczenia nie budzi zastrzeżeń.

Andrzej Szymacha

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Marian A. Herman: **Heterozłącza półprzewodnikowe: fizyka, technologia, zastosowania**, PWN, Warszawa 1987, s. 408, wydanie 1, nakład 600 egz., cena zł 530.—

Przez wiele lat rozwój elektroniki półprzewodnikowej był związany z wykorzystaniem półprzewodnikowych homozłączy. Pożądaną strukturę przyrządu homozłączeniowego uzyskiwano drogą kontrolowanego, selektywnego domieszkowania kryształu półprzewodnikowego, co w odpowiedni sposób modyfikowało jego własności elektryczne, optyczne i mechaniczne. Możliwości tworzenia nowych struktur homozłączeniowych stopniowo ulegały wyczerpaniu. Miejsce przyrządów homozłączeniowych zaczęły więc powoli zajmować przyrządy heterozłączeniowe, które praktycznie całkowicie zdominowały współczesną optoelektronikę półprzewodnikową i można przypuszczać, że w ciągu najbliższych lat dokonają tego również w mikroelektronice.

Recenzowana książka jest pierwszą pozycją książkową w języku polskim zajmującą się powyższą tematyką. Została ona pomyślana jako uzupełniający podręcznik do wykładów z fizyki ciała stałego, fizyki półprzewodników, czy też optoelektroniki półprzewodnikowej. Powstała na podstawie dwóch cykli wykładów prowadzonych przez Autora na Politechnice Warszawskiej dla studentów Fizyki Technicznej oraz Chemii. Jest książką niewątpliwie bardzo potrzebną, wypełniającą dotkliwą lukę wśród pozycji książkowych z pokrewnego zakresu tematycznego. Dziwi nawet fakt, że ukazała się ona tak późno.

Dobór i układ materiału zawartego w książce został dokonany przez Autora w sposób poprawny (drobne zastrzeżenia przedstawię w dalszej części recenzji), potwierdzający doskonałą znajomość opisywanej tematyki. Książka pisana jest lekko, czyta się ją z dużą przyjemnością, choć razą niekiedy błędy językowe, czy nadmierne używanie rozwiniętej przydawki (np. s. 149₁₁: „... ten zaproponowany przez Shockleya jeszcze w 1949 roku model...”). Niektóre fragmenty tekstu stwarzają jednakże wrażenie, jakby zostały napisane w pośpiechu (np. cała strona 157). Efektem tego jest wyraźnie gorszy w tych miejscach styl, częste powtórzenia, czy też „dziwna” terminologia naukowa. Powyższe zastrzeżenia dotyczą jednakże głównie formy, a nie treści książki, która przekonująco świadczy o tym, iż jej Autor jest osobą kompetentną w opisywanej tematyce, osobą, którą cechuje poza tym rzadka umiejętność pisania w sposób przystępny o złożonych zagadnieniach.

Książka dzieli się na 2 części i 7 rozdziałów. W rozdziale 1 Autor przedstawia układ książki i wyjaśnia niektóre stosowane w niej terminy. Rozdział 2 został pomyślany jako wprowadzenie w przedstawioną tematykę dla „...osób, które nie studiowały fizyki półprzewodników lub które zapomnieli już wiele podstawowych faktów z tej dziedziny”. Jest on jednakże stanowczo zbyt obszerny i zbyt drobiazgowy. Trudno sobie przecież wyobrazić potencjalnego czytelnika recenzowanej książki nie znającego takich terminów, jak półprzewodnik, domieszka, czy też sieć krystaliczna. Rozdział 3 zawiera analizę znanych do tej pory modeli pasmowych heterozłączy, rozdz. 4 przedstawia zjawiska optyczne, elektryczne i mechaniczne w heterozłączach, w rozdziale 5 analizowane są zjawiska fizyczne (głównie optyczne i elektryczne) w strukturach heterozłączeniowych, w rozdz. 6 zajęto się technologią wytwarzania przyrządów heterozłączeniowych, a w rozdz. 7 opisano zasadę działania i własności powyższych przyrządów. Książkę uzupełniają dodatki, z których

szczególnie interesujący jest słownik ważniejszych terminów specjalistycznych (choć dyskusyjna jest jego kompletność). Wydaje się również celowe poszerzenie Dodatku 3 poprzez podanie dla związków potrójnych i poczwórnych zależności różnych parametrów materiałowych (np. przewodności i dyfuzyjności cieplnych, rezystywności elektrycznej, ruchliwości nośników itp.) od składu. Szkoda też, że sam Autor nie opracował skorowidza. W obecnej postaci brak w nim wielu istotnych terminów, np. natężenia promieniowania, modu (są natomiast: „mody”?), modu podstawowego, modu TE (TM), rzędu modu itd.

Wykaz błędów i niejasnych sformułowań zauważonych w trakcie czytania książki:

- 21: Brak definicji „materiałów wąskoprzerwowych i szerokoprzerwowych”.
- 22: Brak definicji „przeźrzeni konfiguracyjnej”.
- 43₁₈: Nieprecyzyjna definicja pasm: podstawowego i przewodnictwa. Według jej obecnej formy dwa górne (w skali energetycznej) pasma dozwolone są (poza temperaturą zera bezwzględnego) zawsze dwoma pasmami przewodnictwa!
- 73¹: Termin „quasi-poziom Fermiego” wydaje się bardziej odpowiedni od terminu „poziom kwazi-Fermiego”, będącego niezbyt eleganckim tłumaczeniem swego angielskiego odpowiednika, tj. „quasi-Fermi level”. (Nawiasem mówiąc wersja quasi (a nie kwazi) jest w takich przypadkach preferowana przez *Słownik Poprawnej Polszczyzny* wydany pod redakcją W. Doroszewskiego). Poza tym raz niefrasobliwie podejście do definicji tego terminu. Obecne jej brzmienie pozostawia czytelnika w mylnym przeświadczeniu, że poziom ten można wprowadzić zawsze, podczas gdy jest to możliwe tylko wówczas, gdy czas życia nośników jest dużo dłuższy od czasu relaksacji.
- 155 rys. 4.2.2: Rysunek sugeruje mylnie, że spolaryzowanie heterozłącza powoduje zmiany szerokości przerw energetycznych obu jego składników.
- 160 rys. 4.2.4: W podpisie rysunku zapomniano wyjaśnić, że oś I dla $V_z < 0$ i dla $V_z > 0$ jest odmiennie skalowana.
- 181²¹: Napięcie nie może się „odłożyć” (?) na granicy rozdziału, gdyż jest ona płaszczyzną.
- 209 rys. 4.3.6b: Rysunek sugeruje błędnie, że zetknięcie obu składników heterostruktury ze sobą zmienia szerokości ich przerw energetycznych.
- 214 rys. 4.3.9a: Powinno być $hf_1 = E_{\omega_1} - E_{k_1}$.
- 242¹⁵: Współczynnik wypełnienia Γ nie może być definiowany jako stosunek natężeń promieniowania, mających przecież zmienny rozkład zarówno w warstwie centralnej, jak i poza nią.
- 247 rys. 5.1.10b: Podpis pod rysunkiem informuje, że pokazano na nim rodzaje powstających fal rozproszonych, co trudno zauważyć.
- 250: Wzór (5.1.174) ma sens tylko dla schodkowej (a więc bardzo przybliżonej) zależności $L_{TE}(x)$, o czym nie wspomniano.
- 251: Wzór (5.1.180) został po raz pierwszy wyprowadzony przez J. Buusa (*Opt. & Quant. Electron.*, **10**, 459 (1978)). co wypada chyba uhonorować.
- 251¹⁸: Nie wyjaśniono symboli TE_{00} i TE_{01} .
- 252⁴: Nie jest jasne, czym różni się grubość światłowodu od grubości warstwy prowadzącej falę świetlną. Poza tym, co znaczy stwierdzenie, że „zmiany grubości są płytkie”?
- 252 rys. 5.1.13: $\cos \mathcal{K}_z$, a nie $\cos \mathcal{K}_z$. Poza tym we wzorze (5.1.185) i n. używa się symbolu K , a nie \mathcal{K} (jak na rysunku).
- 252₂: Warunek Bragga jest ściśle biorąc warunkiem na odbicie fali elektromagnetycznej bez rozproszenia, a nie na jej rozchodzenie się. Z tego rzeczywiście wynika nietłumione rozchodzenie się tej fali w ośrodku periodycznym — fale padające i odbite przestają być rozróżnialne — tym niemniej czytelnikowi należy się powyższe wyjaśnienie. Poza tym warunek ten w postaci (5.1.185) jest sformułowany nie dla dowolnej fali, a dla fali rozchodzącej się dokładnie wzdłuż osi z i jest prawdziwy również dla dowolnej wielokrotności połówek fali, o czym Autor zapomniał wspomnieć.
- 258: Ograniczenie nośników w warstwie centralnej biheterostruktury zależy nie tylko od wysokości barier potencjału na jej heterozłączach, poziomu domieszkania warstw i napięcia polaryzującego heterostrukturę, ale i od temperatury nośników. Jest ona w przypadku struktur GaAs/(AlGa)As praktycznie równa temperaturze otoczenia, przewyższa ją jednak w strukturach (InGa)(AsP)/InP, szczególnie w tych z obszarami czynnymi emitującymi promieniowanie o długości fali 1,55 μm (O. Wada et al., *Appl. Phys. Lett.* **41**, 981 (1982)).

- 259₁: Warstwy ograniczające nie są „grubsze niż 1—3 μm ” (co to znaczy?), ale ich grubości zawierają się zwykle w tym przedziale.
- 260₈: „energia kwazi-Fermiego” — trudny do strawienia dziwołag.
- 265 rys. 5.2.3b: Brak w podpisie informacji o tym, co jest parametrem na wykresie.
- 267: Szkoda, że omawiając charakterystyki prądowo-napięciowe pominął Autor ważne efekty związane z tzw. powierzchniowym prądem rekombinacyjnym (patrz np. C. H. Henry et al., *J. Appl. Phys.*, **49**, 3530 (1978) oraz M. Fukuda, *J. Appl. Phys.* **59**, 4172 (1986).
- 270₁: Nie bardzo wiadomo, co Autor rozumie przez „przekrywanie się przerw energetycznych”. Jeśli (patrz rys. 5.3.2b) miarą takiego przekrycia ma być wielkość $\Delta E_{c,v}$, jak wówczas rozumieć informację, że w supersieciach II rodzaju przerwy energetyczne mogą się w ogóle „nie przekrywać” ($\Delta E_{c,v} < 0$?).
- 360₈: Nie wszystkie lasery paskowe są laserami jednomodowymi.
- 361 rys. 7.1.1: Ani w podpisie rysunku, ani w treści książki nie wyjaśniono, dlaczego paskowy kontakt metaliczny (patrz rysunek) nie pokrywa całej długości górnej powierzchni struktury lasera.
- 362: Szkoda, że Autor tworząc nowe, polskie nazwy poszczególnych typów laserów paskowych nie podał również ich nazw angielskich, używanych powszechnie w literaturze naukowej, tak jak zrobił to np. przy opisie procesów technologicznych.
- 363⁶: Po raz pierwszy pojawia się termin: „włókno świetlne”, nie wyjaśniony ani wcześniej, ani w tym miejscu.
- 363¹⁰: Możliwość pracy laserów paskowych w podwyższonych temperaturach wynika również ze znacznie zwiększonej w tych laserach (w porównaniu z laserami szerokokontaktowymi) sprawności dwuwymiarowego odprowadzania ciepła.
- 367¹⁴: „długość fali krótsza od szerokości przerwy energetycznej” (!) — bez komentarza.

Duża liczba powyższych błędów mogłaby usprawiedliwiać krytyczny ton recenzji. Jednakże generalnie moje wrażenie jest bardzo pozytywne. Książkę przeczytałem z zainteresowaniem i bardzo uważnie, dzięki czemu mogłem sformułować tak dużą liczbę szczegółowych uwag krytycznych. Wysoka jakość książki obróciła się więc pozornie przeciwko jej Autorowi. Zwraca uwagę staranna korekta — wychwytiłem jedynie nieliczne błędy drukarskie — i niestety, niski poziom opracowania redakcyjnego (listę zauważonych błędów redakcyjnych załączam osobno do wykorzystania przez Autora lub Wydawnictwo). O jakości papieru wolę się nie wypowiadać — jest ona pochodną ogólnie znanych trudności poligraficznych. Nakład książki w stosunku do potrzeb uważam za śmiesznie mały — myślę, że bez obawy o zbyt można było go zwiększyć pięciokrotnie.

Reasumując uważam, że recenzowana książka jest bardzo cenną pozycją, uzupełniającą asortyment książek zajmujących się szeroko rozumianą fizyką półprzewodników i jest godna polecenia zarówno jako podręcznik dla studentów kształcących się w tej specjalności, jak i jako źródło uzupełniających wiadomości dla pracowników naukowych. Jednocześnie sądzę, że niski nakład książki oraz fakt, iż zajmuje się ona szybko zmieniającą się dziedziną nauki stwarzają przesłanki dla przygotowania jej drugiego, poprawionego wydania. Będzie wówczas okazją, by usunąć drobne niedociągnięcia wytknięte przeze mnie w recenzji, by forma wydania książki dorównywała jej treści.

Włodzimierz Nakwaski

Instytut Fizyki PŁ.,
Łódź

LIST DO REDAKCJI

Dzisiaj dostałem zeszyt 6 (1988) *Postępów*.

Z ogromnym zainteresowaniem przeczytałem rozmowę z prof. Adamczewskim. Ze zdziwieniem jednak zauważyłem podpis pod jedną z fotografii, zrobioną **prze mnie** przed Pembroke College w **Cambridge**, głoszący, że przedstawieni na zdjęciu profesorowie Piekara i Adamczewski znajdują się w ... Oksfordzie.

Jeszcze jedno zdanie w tym zeszycie *Postępów* wymaga sprostowania. W notatce na s. 576 (opartej na *Physikalische Blätter*) o znaczku pocztowym z Lise Meitner podano, iż ta wielka uczona wespół z Ottonem (nie: Otto) Hahnem jakoby odkryła w 1917 r. protaktyn. W rzeczywistości pierwiastek ten odkryli pięć lat wcześniej Kazimierz Fajans ze swym współpracownikiem Osvaldem Helmutem Göhringiem. Ze względu na krótki okres połowicznego zaniku (1,13 min.) otrzymanego nuklidu, odkrywcy nazwali nowy pierwiastek brevium (Bv) od *brevis* — krótki po łacinie. Natomiast Hahn i Meitner otrzymali później trwalszy izotop tego samego pierwiastka. Ponieważ izotop ten poprzedza aktyn w szeregu promieniotwórczym urano-aktynowym, pierwiastek nazwano protoaktynem. Po pewnym czasie nazwę tę skrócono na: protaktyn (Pa). Zwyczajowo nadaje się pierwiastkowi promieniotwórczemu nazwę jego najtrwalszego izotopu. Toteż Fajans zrezygnował z nazwy brevium, która okazała się nieuzasadniona. Odkryty przez Fajansa i Göhringa pierwiastek nr 91 nazywa się więc ostatecznie protaktynem.

Nawiasem, zaznaczę, że o odkryciu protaktynu wspomniałem w *Postęпах Fizyki*: w artykule o Fajansie — *PF* 27, 103 (1976), ss. 104 i 105 oraz w artykule o Rutherfordzie — *PF* 39, 41 (1988), s. 50.

Marsylia, 27 stycznia 1989 r.

Józef Hurwic

KRONIKA

PTF

Nagrody naukowe PTF

Medal Mariana Smoluchowskiego

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznaje Medal Mariana Smoluchowskiego osobom, których prace przyczyniły się w sposób wybitny do rozwoju co najmniej jednej z dziedzin fizyki. Medal może być przyznany bądź za jedną z prac ogłoszonych drukiem, bądź za całokształt dorobku naukowego. Laureatami mogą być osoby pracujące naukowo bez względu na stopień, tytuł naukowy, miejsce pracy i przynależność państwową. W przypadku uczonych zagranicznych pierwszeństwo mają osoby utrzymujące kontakt z nauką polską.

Kandydatów do odznaczenia może zgłaszać każdy członek PTF za pośrednictwem Zarządu swego Oddziału. Wniosek o odznaczenie winien zawierać: a) omówienie całokształtu działalności naukowej kandydata oraz wskazanie, za jakie osiągnięcia proponuje się odznaczenie, b) charakterystykę kandydata jako człowieka, c) omówienie związków kandydata z fizyką polską, d) wszelkie inne informacje, które mogą mieć znaczenie przy rozpatrywaniu kandydatury.

Medal Mariana Smoluchowskiego został ustanowiony przez Walne Zgromadzenie PTF w 1965 r. Dotychczas zostali nim wyróżnieni: Wojciech Rubinowicz (1965), Aleksander Jabłoński (1968), Marian Danysz i Jerzy Pniewski (1969), Jerzy Gierula i Marian Mięśowicz (1970), Leonard Sosnowski (1972), Subrahmanyan Chandrasekhar — USA (1973), Georgij N. Florow — ZSRR (1974), Gerald L. Pearson — USA (1975), Arkadiusz Piekara (1976), Victor F. Weisskopf — USA (1977), Włodzimierz Trzebiatowski (1978), Ben Mottelson — Dania (1980), Adriano Gozzini — Włochy (1981), Władysław Opechowski — Kanada (1982), Jan Rzewuski (1983), Witali L. Ginzburg — ZSRR (1984), Joseph H. Eberly — USA (1985), Andrzej Trautman (1986).

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznaje corocznie nagrody naukowe za wybitne i twórcze prace badawcze z zakresu fizyki. Mogą one być przyznawane bądź za jedną z prac ogłoszonych drukiem w okresie trzech lat poprzedzających datę przyznania nagrody, bądź za całokształt działalności naukowej, osobom pracującym naukowo bez względu na stopień naukowy lub miejsce pracy.

Wnioski o przyznanie nagrody zgłaszać powinny Zarządy Oddziałów PTF do 30 czerwca każdego roku. Do wniosku należy dołączyć wyczerpujące uzasadnienie i odbitki prac kandydujących do nagrody.

Nagrody dla wyróżniających się nauczycieli fizyki

Nagrody PTF dla wyróżniających się nauczycieli fizyki w szkołach wszystkich typów są przyznawane corocznie.

Kandydatów do nagród mogą zgłaszać wszyscy członkowie PTF i ponadto: Oddziały PTF, Komitet Główny Olimpiady Fizycznej w porozumieniu z Komitetami Okręgowymi, kierownik Pracowni Dydaktyki Fizyki Instytutu Kształcenia Nauczycieli. Członkowie PTF zgłaszają kandydatów z wyczerpującym uzasadnieniem i wskazaniem osiągnięć w pracy dydaktycznej (wybitne wyniki nauczania fizyki w szkole, autorstwo podręczników i opracowań metodycznych i in.) do Zarządów swoich Oddziałów PTF. Zarządy Oddziałów przesyłają zgłoszone wnioski wraz z własną opinią do Zarządu Głównego. Inni uprawnieni kierują wnioski wraz z uzasadnieniem wprost do Zarządu Głównego.

Wnioski o nagrodę mogą być nadsyłane w każdym terminie, jednak ostateczny termin dla danego roku kalendarzowego upływa 30 czerwca.

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznaje corocznie absolwentom szkół wyższych nagrody za wyróżniające się prace magisterskie.

Kandydatów do nagród powinni zgłaszać kierownicy katedr i zakładów lub dyrektorzy instytutów, w których dana praca magisterska została wykonana.

Wnioski (dotyczące prac z ubiegłego roku) wraz z wyczerpującą opinią i egzemplarzem pracy magisterskiej należy składać za pośrednictwem Zarządu właściwego Oddziału PTF w terminie do 30 czerwca danego roku.

Pokazy z fizyki w Lublinie

W dniach 6—10 czerwca, oraz dodatkowo 13—14 czerwca, 1988 r. odbyły się w salach Instytutu Fizyki UMCS XXIX „Pokazy z Fizyki” zorganizowane staraniem Oddziału Lubelskiego PTF. Pokazy obejrzało ok. 7000 uczniów, głównie ze szkół średnich. Demonstracje dotyczyły przemian fazowych, nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, zjawisk barwnych, zastosowań mikrokomputerów. Pokazano też cykl eksperymentów, jakie może wykonać sam uczeń najprostszymi środkami („fizyka dla ubogich”).

Tomasz Goworek

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Kazimierz Przewłocki (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków), Ziemowid Sujkowski i Jan Turkiewicz (Instytut Problemów Jądrowych, Świerk).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Piotr Decowski (Uniwersytet Warszawski), Edward Kapuścik i Jan Styczeń (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków), Narcyz Piślewski (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań), Kazimierz Rzążewski (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa), Marek Sadowski (Instytut Problemów Jądrowych, Świerk).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 5 oraz 28 października 1988.

Uroczyste, otwarte posiedzenie Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie uczęciło w dniu 20 października 1988 r. trzydziestą piątą rocznicę powstania Instytutu. Do historii Instytutu nawiązywali w swoich wystąpieniach prowadzący sesję: prof. Jerzy Kołodziejczak — przewodniczący Rady Naukowej IF PAN, dyrektor naczelny — prof. Jerzy Prochorow i gość z Uniwersytetu Warszawskiego — prof. Jerzy Pniewski. Padały nazwiska tych, którzy położyli szczególne zasługi przy powstaniu Instytutu i w pierwszych latach jego istnienia: Stefan Pieńkowski, Leonard Sosnowski, Leopold Infeld, Henryk Niewodniczański, Arkadiusz Piekara, Szczepan Szczeniowski, Wojciech Rubinowicz, Jerzy Pniewski i inni.

Instytut został powołany przez Prezydium PAN już w listopadzie 1952 r., ale na odpowiednią uchwałę Prezydium Rządu trzeba było czekać do 24 września 1953 r., a na własne budynki jeszcze wiele lat. W Warszawie Instytut bardzo długo korzystał z gościnnych pomieszczeń uniwersyteckiego Instytutu Fizyki na Hożej. Podobnie filie Instytutu w innych miastach miały także wspólne pracownie z uniwersyteckimi.

Nowy Instytut miał objąć swymi badaniami najważniejsze problemy ówczesnej fizyki skupione w trzech grupach tematycznych: fizyki ciała stałego, fizyki jądrowej oraz fizyki atomowej i cząsteczkowej. Wkrótce jednak, bo już w połowie 1955 r. fizyka jądra i cząstek elementarnych została przeniesiona do Instytutu Badań Jądrowych.

Instytut Fizyki PAN skoncentrował się głównie, choć nie wyłącznie, na badaniach w dziedzinie fizyki ciała stałego. Badania Instytutu przebiegają obecnie w czterech nurtach: 1) fizyki półprzewodników, 2) fizyki magnetyków, 3) fizyki realnej struktury kryształów oraz 4) fizyki atomowej, molekularnej i optyki kwantowej. Podział ten wykształcił się kilkanaście lat temu i jest odbiciem faktu, że problemy ciała stałego nadal dominują w pracach Instytutu.

Prof. Prochorow w swym wystąpieniu przedstawił obecny udział Instytutu w krajowych programach badawczych. Około 60% potencjału naukowego jest zaangażowane w trzech Centralnych Programach Badań Podstawowych, które Instytut koordynuje. Ponadto w Instytucie realizowane są zadania wielu zewnętrznych programów.

Przez wiele lat kumulowana wiedza pracowników i aparatura stanowią bogate zaplecze badawcze.

Pozwoliło ono, np. na podjęcie tematyki wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa natychmiast po pojawieniu się w świecie pierwszych sygnałów o tym zjawisku. Fizyka dąży do penetrowania tego, co w danym momencie wydaje się nie penetrowalne — mówił dyrektor — stawia ona czoło skrajnym możliwościom, interesują ją skrajne parametry. Wyniki niskotemperaturowych badań przejścia od fazy metalicznej do fazy izolującej, to jeden przykład udanego włączenia się Instytutu w światowy nurt fizyki. Drugim przytoczonym przykładem jest skaningowy mikroskop tunelowy, urządzenie zbudowane i stosowane w Instytucie.

Prof. Zielenkiewicz, sekretarz naukowy Wydziału III PAN, przypomniał, że Instytut znany jest za granicą również jako organizator dużych międzynarodowych imprez.

Prof. Stankowski z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN (samodzielnej jednostki, w jaką przerodziła się poznańska filia IF PAN) z uznaniem mówił o atmosferze „fizykowania” w IF PAN, która bardziej niż oficjalne programy badawcze jest motorem podejmowania zadań naukowych.

Na wyniki Instytutu składa się praca wszystkich pracowników: naukowych, kadry technicznej i administracji — przypomniał prof. Kołodziejczak. Wśród nagrodzonych odznaczeniami państwowymi (przyznanymi przez Radę Państwa), które wręczył prof. Zdzisław Kaczmarek, sekretarz naukowy PAN, znaleźli się przedstawiciele wszystkich trzech kategorii pracowników. Rada Naukowa IF PAN przyznała kilkadziesiąt dyplomów w uznaniu zasług dla Instytutu. Instytut otrzymał z okazji jubileuszu wiele życzeń pisemnych, a także kierowanych bezpośrednio z mównicy przez obecnych gości.

W drugiej części sesji prof. Robert Gałązka wygłosił wykład pt. „Fizyka półprzewodników — ewolucja czy rewolucja”. Była to ciekawie nakreślona historia rozwoju fizyki półprzewodników podzielona na etapy. Pod koniec każdego z tych etapów uczynnym wydawało się, że dziedzina osiągnęła już stan, w którym trudno spodziewać się nowych, nieoczekiwanych osiągnięć. Tymczasem zawsze następowała wkrótce nowa era, niosąca zupełnie nowe jakości. Ewolucja czy rewolucja? Według konkluzji mówcy jednak... ewolucja. W fizyce nie ma rewolucji w sensie całkowitego burzenia tego, co było. Teżniejszość sięga korzeniami w przeszłość. Następuje ewolucja, tyle tylko, że charakteryzuje się ona zmiennym tempem.

Dyskusja po wykładzie w sposób zupełnie spontaniczny przerodziła się w krótki spór filozoficzny wokół pojęcia masy efektywnej i ułamkowych ła-

dunków pojawiających się w interpretacji kwantowego efektu Halla. Fizyka zapomniała o instytucjach, budynkach, podziałach administracyjnych, planach, zasługach i stała się znów przez chwilę filozofią przyrody. To atmosfera „fizykowania” upomniała się zapewne o swoje prawa.

Małgorzata Głódź

Sześćdziesięciolecie Stanisława Szpikowskiego

W 1988 r. ukazał się tom XL/XLI (za lata 1985/86) czasopisma *Annales Universitatis Mariae Curie-Skłodowska, sectio AAA, physica*, poświęcony profesorowi fizyki teoretycznej UMCS Stanisławowi Szpikowskiemu z okazji sześćdziesiątej rocznicy jego urodzin (4. XI. 1926).

Tom otwiera krótki wstęp M. Subotowicza, redaktora tej sekcji *Annales*, przypominający zasługi Szpikowskiego w stworzeniu ośrodka fizyki teoretycznej w UMCS oraz przy organizacji Instytutu Fizyki UMCS, a także jego osiągnięcia naukowe i dydaktyczne. Potem następuje „Szkielet biograficzny”, ciepło napisany przez W. A. Kamińskiego i K. I. Wysokińskiego, uczniów Szpikowskiego od r. 1970. „Szkielet” jest uzupełniony zestawieniem 50 najistotniejszych publikacji Szpikowskiego (spośród ponad 100).

Resztę tomu wypełniają 42 artykuły uczniów i kolegów Jubilatą, fizyków z kraju i z zagranicy.

B. W.

Amaldi prezesem najstarszej akademii

Edoardo Amaldi, nestor włoskich fizyków, prezes IUPAP w latach 1957—60, został wybrany prezesem Accademia dei Lincei.

Accademia dei Lincei jest najstarszą akademią nauk w Europie. Została założona w 1603 r., jej początki są ściśle związane z działalnością Galileusza.

CERN Courier 28, No 7 (1988)

B. W.

Medale Diraca

Medale Diraca za r. 1988 (przyznawane przez Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście) otrzymali: Efim Samiłowicz Fradkin (Moskwa) i David Gross (Princeton).

Fradkin otrzymał to wyróżnienie za różnorodny cenny wkład do kwantowej teorii pola i fizyki statystycznej (metody funkcjonalne, kwantyzacja układów relatywistycznych), który odegrał istotną rolę w nowoczesnej teorii pól, strun i membran.

Gross z F. Wilczkiem (a także niezależnie od nich H. Politzer i G. 't Hooft) odkryli „asymptotyczną swobodę” w teorii pól kwarkowych, co wyjaśniło dlaczego kwarki, choć są w normalnych warunkach uwięzione wewnątrz nukleonów, to można je traktować jako cząstki swobodne w obliczeniach teorii pola. Później Gross przyczynił się do wprowadzenia pojęcia struny heterotycznej, otwierając tym drogę w poszukiwaniach unifikacji sił podstawowych przez teorię strun.

CERN, Courier 28, No 8 (1988)

B. W.

Europejski program syntezy jądrowej

Zebrań ministrów Wspólnoty Europejskiej na posiedzeniu w Brukseli zatwierdziło 25 lipca 1988 europejski pięcioletni program prac nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Postanowiono przedłużyć prace nad JET-em (Joint European Torus) do końca 1992 r.

Rozwijający się od 1983 r. w Culham (W. Brytania) eksperyment JET jest największym wspólnym przedsięwzięciem europejskim i rokuje dobre nadzieje. Poza tym urządzeniem, przeprowadzane są doświadczenia z pomocą mniejszych aparatów we Francji, RFN, Szwajcarii i Włoszech. Na podstawie uzyskanych wyników rozpoczęto przygotowania do dalszego dużego kroku ku kontrolowanej syntezie termojądrowej — budowie europejskiego technicznego reaktora doświadczalnego — NET (Next European Torus). Grupa projektująca ma swoją siedzibę w Instytucie Fizyki Plazmy Maxa Plancka w Garching (RFN).

Wiodąca pozycja europejskiego programu znalazła uznanie światowe. Japonia, Stany Zjednoczone i Związek Radziecki przystąpiły do wspólnego z Europą projektowania międzynarodowego reaktora eksperymentalnego — ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). Ostatnio dołączyła do tych prac Kanada.

Phys. Bl. 44, no 9 (1988)

B. W.

Spektrum członków DPG

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (Deutscher Physikalische Gesellschaft, DPG) liczyło w czerwcu 1988 łącznie 13 739 członków; 98,6% ogólniej

liczby stanowili członkowie indywidualni. Jak z tych danych wynika, Towarzystwo to jest jednym z największych zrzeszeń fizyków na świecie.

Najliczniejszą grupę członków DPG (26,8%) stanowią studenci (!). Druga co do wielkości grupa, obejmująca 19,7% stanu członków, to doktoranci i asystenci. Oznacza to, że ok. połowa członków DPG to ludzie młodzi, w praktyce poniżej 30 lat — przy czym średnia wieku wszystkich członków stowarzyszenia wynosi 38,3 lat. Nauczyciele akademicy plasują się na trzecim miejscu (17,5%). Dalsze pozycje zajmują fizycy przemysłowi (15,6%), pracownicy wielkich instytucji badawczych — (Grossforschungseinrichtungen) — (12,1%), nauczyciele (2,6%), pracownicy nadzoru i administracyjni (1,5%) oraz inni (2,8%).

Spośród członków indywidualnych 6% stanowią zagraniczni członkowie DPG, a 5,3% kobiety (wobec 2% w r. 1980). Wpływy z tytułu składek członkowskich, łącznie ze składkami członków popierających, wyniosły w r. 1987 ok. 1,10 mln marek (budżet stowarzyszenia kształtował się na poziomie 2,85 mln marek).

Phys. Bl. 44, No 7 (1988)

Henryk Wrenbe

Jak długo studiuje się fizykę w RFN

Physikalische Blätter, czasopismo Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, przedstawia analizę danych zebranych przez Federalny Urząd Statystyczny, dotyczących czasu trwania studiów (do uzyskania dyplomu — odpowiednik naszego magisterium) na różnych uczelniach RFN. Dane dotyczące roku 1985 zostały opracowane przez Radę Nauki RFN, m. in. dlatego, aby młodzież pragnąca rozpocząć studia mogła się zorientować, ile czasu upłynie zanim będzie można zdobyć dyplom na danym kierunku studiów i na danej uczelni. *Physikalische Blätter* omawiają oczywiście tylko informacje co do studiów fizyki. Najkrócej trwają one na Uniwersytecie w Konstancji (średnio 9,3 semestru), najdłużej na Politechnice Berlińskiej (średnio 16,6 sem.). Średnia krajowa (nie uwzględniająca Hamburga, skąd widocznie nie wpłynęły dane) wynosi 13,3 sem.

Jako przyczyny dłuższego od średniej krajowej trwania studiów uważa się rozszerzenie programu przedmiotów fizycznych, takie ustawienie programu wykształcenia, które daje jednocześnie przygotowanie fachowe i przygotowanie do dalszego rozwoju naukowego, wymaganie bardzo zaawansowanych prac dyplomowych (wykraczających poza ogólnie

przyjęty standard), a także złą organizację zajęć laboratoryjnych, kolokwium i egzaminów, co często wynika z nadmiernej liczby studentów w stosunku do możliwości danej uczelni.

W 1985 r. studia fizyki ukończyło w RFN (nie wliczając Hamburga) 1398 osób, w tym tylko 62 kobiety.

Dla porównania: w Polsce w 1985 r. stopień magistra fizyki (Uniwersytety, Wyższe Szkoły Pedagogiczne, Politechniki: Łódzka, Warszawska i Wrocławska) uzyskało ok. 500 studentów, w tym 230 kobiet.

Phys. Bl. 44, No 9 (1988)

B. W.

Mało kobiet w fizyce

Brytyjski związek nauczycieli wyraził opinie, że podział dziewcząt między te, które wybierają studia nauk ścisłych a te, które wybierają studia nauk humanistycznych, nie odpowiada naturalnemu podziałowi według rzeczywistych uzdolnień. Bardzo często rodzice i nauczyciele wywierają na dziewczęta presję w kierunku wyboru przedmiotów humanistycznych. W tym samym kierunku działa tendencja wielu firm i instytucji, które niechętnie angażują kobiety na stanowiska wymagające wykształcenia w zakresie matematyki lub fizyki.

Organizacja nauczycielska uważa, że należałoby podjąć działanie w celu poprawy aktualnej sytuacji w tej dziedzinie.

Dodajmy, że zgodnie z poprzednią notatką w Republice Federalnej Niemiec rzeczy przedstawiają się podobnie jak w Wielkiej Brytanii. Natomiast w Polsce liczba kobiet kończących studia fizyki niewiele ustępuje liczbie mężczyzn. Nie dysponujemy konkretnymi danymi statystycznymi, ale wydaje się, że kończące studia fizyki kobiety przeważnie poświęcają się pracy dydaktycznej i że również w Polsce wśród fizyków aktywnie zaangażowanych w prace badawcze znacząco przeważają mężczyźni.

BBC — World Service 31.10.88

B. W.

Eksperyment

W dniu 21 grudnia 1987 r. Uniwersytet Warszawski, Zakłady Elektronowe LAMINA, Centrum Naukowo-Produkcyjne Materiałów Elektronicznych UNITRA-CEMAT oraz firma organizacyjno-prawną EVIP powołały umową notarialną Spółkę

z ograniczoną odpowiedzialnością o nazwie UNIQUANT. Tym samym dobiegł końca ponad półroczny okres prac przygotowawczych, w których ścierały się krańcowo odmienne poglądy co do potrzeby i celowości utworzenia takiej jednostki.

Pomysł zawiązania spółki zrodził się w trakcie prac nad opracowaniem modelu lasera ekscymerowego XeCl, realizowanych w latach 1983—85 na Wydziale Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Prymitywne wyposażenie warsztatów nie pozwalało na sprostanie wymogom technologii laserowej. Szansa realizacji projektu powstała dopiero, gdy do współpracy włączyły się zespoły inżynierów i technologów z ZE LAMINA i UNITRA-CEMAT. Okazało się jednak, że w dotychczasowych bezwładnych strukturach organizacyjnych prace trwać będą latami.

Spółka w myśl autorów przedsięwzięcia ma stworzyć nową formę współdziałania między uczelnia a przemysłem. Jej generalnym celem jest prowadzenie prac badawczych i wdrożeniowych, w tym wytwarzanie unikalnej aparatury kontrolno-pomiarowej oraz opracowywanie i wykonywanie urządzeń wymagających zastosowania skomplikowanych technologii. Ponadto Spółka prowadzi prace badawcze na rzecz zewnętrznych zlecniodawców.

Istotnym *novum* jest koncepcja organizacji pracy w Spółce, w tym forma współpracy Spółki ze współnikami. Wspólnicy udostępniają Spółce dla wykonywania jej prac wszystkie swoje urządzenia oraz pozwalają na okresowe zatrudnianie wybranych pracowników. Tym samym Spółka dysponuje wyjątkowymi — jak na warunki polskie — możliwościami wytwórczymi i badawczymi. Łączny potencjał współników, to w chwili obecnej kilkanaście tysięcy wysoko wykwalifikowanych specjalistów oraz zaplecze wykonawcze w postaci dwóch zakładów elektronicznych, należących do najnowocześniejszych w kraju. Spółka może powoływać spośród pracowników-wspólników zespoły, których celem będzie opracowanie określonej technologii, metody pomiarowej lub urządzenia oraz eksperymentalne sprawdzenie wykonywanego opracowania. Sama Spółka na stałe zatrudnia tylko 8 osób do koordynacji i rozliczania poszczególnych zadań.

Pierwszym dużym tematem podjętym przez UNIQUANT jest opracowanie w ramach jednostkowego programu naukowo-badawczego, zleconego przez Urząd Postępu Technicznego i Wdrożeń, rodziny laserów ekscymerowych XeCl. Prace te prowadzone są przez zespoły pracowników Wydziałów Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego

oraz zespoły ZE LAMINA i UNITRA-CEMAT. Program zakłada, że modele o energii impulsu 100 mJ i mocy średniej 10 W oraz odpowiednio 500 mJ i 5 W będą gotowe już w kwietniu 1989, a seria próbna w rok później. Mimo że inspirację do zawiązania UNIQUANT-u dały lasery, zarząd Spółki poszukuje innych interesujących opracowań. W chwili obecnej planuje się podjęcie próby wdrożenia do produkcji aparatury pomiarowej do badania procesów oddychania roślin i zwierząt opracowanej na Wydziale Biologii Uniwersytetu Warszawskiego oraz nietypowych lamp rentgenowskich opracowanych wspólnie przez IPJ i ZE LAMINA.

Latem 1988 r. Spółka rozszerzyła znacznie zakres swoich zainteresowań przystępując do prac wstępnych nad stworzeniem w Polsce sieci stacji LIDAR-owych do badania stężenia SO_2 , NO , NO_2 . Gdyby projekt sieci takich stacji udało się zrealizować, powstałaby możliwość stałego nadzoru stopnia zanieczyszczeń powietrza na terenie całego kraju.

Działalność gospodarczą Spółka podjęła w marcu 1988 r. Półroczne doświadczenia nie potwierdziły obaw, że działalność UNIQUANT-u zakłóci tok prac w Uniwersytecie Warszawskim i zakładach przemysłowych. Pojawiają się jeszcze od czasu do czasu głosy, że Spółka łamie tradycyjną hierarchiczną strukturę uczelni i zagraża pozycji samodzielnych pracowników naukowych, jednak głosy te są coraz słabsze.

Wydaje się, że nie bez znaczenia dla względnie harmonijnego rozwoju Spółki jest fakt, że inicjatywie udzieliły poparcia najwyższe władze spółników, a rektor UW prof. G. Białkowski jest przewodniczącym Rady Nadzorczej. Należy w tym miejscu prostejtorom UNIQUANT-u wyrazić serdeczne podziękowania, gdyż ich odwaga pozwoliła na przeprowadzenie tego eksperymentu.

Marek Roman

Grozi nam katastrofa biblioteczna

Stale rosnąca liczba nowych czasopism fizycznych i stały wzrost objętości dotychczas ukazujących się (a także wzrost opłat za prenumeratę) stawia w trudnej sytuacji nie tylko biblioteki, których budżety już zaczynają nie wystarczać na prenumeratę wszystkiego (pisaliśmy o tym w poprzedniej Kronice). W tej trudnej sytuacji jesteśmy także my, użytkownicy bibliotek. Brak już czasu, żeby wiedzieć o wszystkim — trzeba dokonywać wyboru: które czasopisma przeglądać, a które pomijać.

Ten właśnie problem porusza w artykule wstępnym (Reference Frame) w zeszycie sierpniowym 1988 *Physics Today*. N. David Mermin, profesor Uniwersytetu Cornell, znany z wybitnych osiągnięć w dziedzinie fizyki ciała stałego. Mermin zaczyna od przypomnienia, co Rudolph Peierls powiedział w 1961 r.: „Ekstrapolując obecne tempo wzrostu *Physical Review* dochodzimy do wniosku, że w niezbyt odległej przyszłości czasopismo to będzie zapełniać półki biblioteczne z prędkością przekraczającą prędkość światła. Nie będzie to sprzeczne z teorią względności, ponieważ nie będą przekazywane żadne informacje”. Od tego czasu objętość *Physical Review* wzrosła nieomal ośmiokrotnie. Czasopisma wydawane przez inne towarzystwa fizyczne, a także przez handlowe firmy wydawnicze „puchną” w zbliżonym tempie, a do tego pojawiają się coraz to nowe. Właśnie te nowo powstające czasopisma wzbudzają sprzeciw Mermina. Zrobił on staranny przegląd wszystkich periodyków aktualnie przychodzących do biblioteki fizycznej swego Uniwersytetu. Wśród nich znalazł tylko 32 tytuły (licząc tylko jeden raz te pisma, które wychodzą w seriach A, B, C, ...) absolutnie konieczne, tj. takie, że wstyd byłoby mu się przyznać, że do nich nie zagląda.

Trudno się dziwić, że fizycy przeciwstawiają się drakońskim cięciom listy prenumerat. Z drugiej jednak strony zachowanie wszystkich tytułów doprowadziłoby biblioteki do bankructwa. Niektórzy proponują, aby biblioteki niezbyt daleko od siebie położone wchodziły w porozumienie i tworzyły wzajemnie uzupełniające się zbiory czasopism. Mermin jest jednak przeciwny takiej polityce. Uważa, że trzeba z całą stanowczością tępić gorsze czasopisma nie publikując w nich prac i odmawiając udziału w radach redakcyjnych, a biblioteki powinny rozpowszechniać spisy właśnie tych czasopism, których nie prenumerują! Uważa też, że fizycy powinni samoograniczać liczbę swoich publikacji. Może właśnie w taki sposób trzeba wykorzystać obecny kryzys bibliotek, by uchronić się przed paradoksalną sytuacją przewidzianą przez Peierlsa.

Phys. Today 41 No 8/1 (1988)

B. W.

Cytowania podstawą oceny twórczości naukowej

Brytyjski Komitet Finansowania Uniwersytetów (University Grants Committee), jeden z dwóch głównych fundatorów badań naukowych w wyższych szkołach Wielkiej Brytanii, postanowił włą-

czyć dane dotyczące cytowania prac do kryteriów oceny osiągnięć naukowych. Taka decyzja wywołała wiele kontrowersji i niedawno Brytyjskie Stowarzyszenie dla Postępu w Nauce (British Association for Advancement of Science) poświęciło pół dnia swojej dorocznej sesji na przedyskutowanie tego problemu. Czasopismo *Times Higher Education Supplement (THES)* zwróciło się do Eugene'a Garfielda, założyciela *Science Citation Index* i redaktora *Current Contents*, o wypowiedź w tej sprawie. Swoją artykuł z *THES* (z 15 lipca 1988) Garfield przedrukował w *Current Contents* (z 12 września 1988). Ostrzega on przed nieumiejętnym stosowaniem danych zawartych w *Citation Index*. Analiza cytowań jest przedsięwzięciem subtelnym i jeśli przeprowadzają ją osoby nie przygotowane odpowiednio do tego, zachodzi możliwość wyciągania fałszywych wniosków.

Citation Index wymienia cytowane prace i książki tylko pod nazwiskiem pierwszego autora, jednak przez użycie indeksów przedmiotowych można dotrzeć do pozostałych autorów. Posługując się pełną bibliografią danego laboratorium można zebrać dane mówiące, jakie prace były cytowane, ile razy, przez kogo. Trzeba jednak zdawać sobie sprawę, że w różnych dziedzinach danej nauki panują nieco różne zwyczaje powoływania się. Solidna ocena działalności wymaga również odpowiedzi na pytanie, dlaczego dana praca była cytowana. Można to uzyskać badając w jakim kontekście była wymieniana w różnych powołujących się na nią publikacjach.

Trzeba też jednak zachować ostrożność wydając sąd, gdy jakaś praca nie była wcale lub była mało cytowana. Zdarza się, wcale nie tak rzadko, że jakaś praca zawierająca ważne wyniki zostaje uznana dopiero po upływie pewnego czasu.

Z właściwie przeprowadzonej analizy cytowań można jeszcze uzyskać dodatkową korzyść — zorientować się, w jakim kierunku zmierza w danym okresie rozwój badanej dziedziny.

Natomiast, jak podkreśla Garfield, powierzchowna i mechaniczna analiza cytowań nie doprowadzi do właściwej oceny produkcji naukowej ośrodka.

Current Contents 28, No 37 (1988)

B. W.

Jakow Borysowicz Zeldowicz (1914—1987)

Gdy 2 grudnia 1987 r. zadzwonili znajomi z Moskwy, aby przekazać mi wiadomość o tym, że zmarł Zeldowicz, byłem tą smutną nowiną głę-

boko wstrząśnięty. Dwa tygodnie wcześniej spędziłem kilka godzin z Jakowem Borysowiczem dyskutując o nowych scenariuszach bardzo wczesnych etapów ewolucji Wszechświata. Zeldowicz był jak zwykle pełen energii i zapału. Nie bez satysfakcji opowiadał mi o swoich planach wyjazdowych i z goryczą zauważał, że dopiero po siedemdziesiątce otworzyła się przed nim możliwość poznawania świata na zachód od Łaby. Najbardziej był podekscytowany kolejną dłuższą i po raz pierwszy samodzielną wyprawą do Stanów. Nie przypuszczając wówczas, że plany te i marzenia nigdy nie zostaną zrealizowane.

Jakow Borysowicz Zeldowicz urodził się 8 marca 1914 r. w Mińsku. W kilka lat później wraz z rodzicami przenosi się do Piotrogradu, gdzie kończy szkołę podstawową i średnią. Początkowo zamierzał poświęcić się chemii. Fizyka, przynajmniej ta wykładana w szkole średniej, wydawała się nauką całkowicie zakończoną. Rodzice uważali, że do matematyki nie posiadał odpowiednich zdolności. Jako jedyna możliwość pozostawała więc chemia. Po ukończeniu szkoły średniej pracuje jako laborant w Instytucie Mechanicznej Obróbki Rud i Mineratów. Wiosną 1931 r. podczas zwiedzania Instytutu Fizyko-Technicznego, który był wówczas najlepszym instytutem fizyki doświadczalnej w ZSRR, zainteresował się krystalizacją gliceryny. Pytania, jakie ten 17-letni młodzieniec zadawał podczas zwiedzania Instytutu, musiały być bardzo wnikliwe, skoro zaproponowano mu pracę w laboratorium jako wolontariuszowi. Wkrótce zostaje tam zatrudniony na stałe. Rozpoczyna się kilkunastoletni okres wyczerpanej pracy nad teorią adsorpcji oraz teorią spalania i detonacji.

Początkowo zajmuje się teorią adsorpcji i sam przeprowadza szereg doświadczeń. Zauważa wpływ niejednorodności powierzchni na proces adsorpcji i opracowuje teorię tego zjawiska. Za pracę nad adsorpcją uzyskuje w 1936 r. stopień kandydata nauk chociaż formalnie nie posiada dyplomu ukończenia szkoły wyższej. W pierwszej połowie lat trzydziestych Zeldowicz uczył się na studiach wieczorowych na Wydziale Fizyki i Matematyki Uniwersytetu w Leningradzie, ale nie zdawał żadnych egzaminów.

W 1935 r. przeniesiono go do grupy zajmującej się utlenianiem azotu podczas spalania wodoru w powietrzu. Pracował nad tym problemem cztery lata. Badania zakończyły się fiaskiem i nie udało się opracować taniej i efektywnej metody uzyskiwania dwutlenku azotu z powietrza. Prace Zeldowicza nad procesem spalania gazów, które były

jedynie fragmentem całego programu badawczego, były jednak na tyle oryginalne i ciekawe, że można było na ich podstawie przygotować w 1939 r. rozprawę doktorską (odpowiednik naszej rozprawy habilitacyjnej).

Przez następne dwa lata Zeldowicz pracował nad spalaniem tlenku węgla w różnych temperaturach. Prace te doprowadziły do powstania ogólnej teorii spalania i detonacji. Przy okazji Zeldowicz zapoznał się i rozwinął teorię fal uderzeniowych.

W 1932 r. Chadwick odkrył neutron i rozpoczął się nowy rozdział fizyki jądra atomowego. Zeldowicz uważnie śledził rozwój tej nowej dziedziny i kiedy w 1939 r. Hahn, Strassman, Meitner i Frisch odkryli rozszczepienie uranu, aktywnie włączył się do badań nad warunkami zachodzenia reakcji łańcuchowej. Już w 1939 r. wspólnie z J. B. Charitonem publikuje pracę, w której podane są ogólne warunki, jakie muszą być spełnione, aby mogła zachodzić reakcja łańcuchowa. Następane dwie prace z tego cyklu zostały opublikowane w 1940 r., ale dalsze prace zostały utajnione do 1955 r., a niektóre nawet do 1983 r. W 1941 r. Zeldowicz wspólnie z Gurewiczem poprawnie szacuje masę krytyczną ^{235}U oraz zauważa, że względne rozpowszechnienie tego izotopu zmienia się z czasem i fakt ten może być wykorzystywany do ustalenia chronologii zdarzeń w geologicznej skali czasu.

W okresie wojny Zeldowicz część czasu poświęca na prace dla przemysłu zbrojeniowego. Zostaje przeniesiony do Moskwy, gdzie bierze udział w pracach nad konstrukcją słynnych katiusz, a następnie aktywnie uczestniczy w opracowywaniu teorii rakiet na paliwo stałe. Jego zasługą jest np. opracowanie dyszy do takich rakiet (znanych wśród specjalistów jako dysze Zeldowicza).

Kiedy Kurczatow organizuje specjalny tajny zespół badawczy, zajmujący się konstrukcją bomby atomowej, Zeldowicz jest jednym z pierwszych jego współpracowników. O tym okresie życia Zeldowicza niewiele wiadomo. Był to okres wyczerpanej pracy nad trudnymi zagadnieniami teoretycznymi i praktycznymi. Zasługi Zeldowicza musiały być jednak bardzo duże, skoro zostały nagrodzone dwoma tytułami Bohatera Pracy Socjalistycznej (gwiazdkami) — najwyższymi odznaczeniami w ZSRR. Po skonstruowaniu bomby atomowej, Zeldowicz kontynuuje prace w zespole Kurczatowa nad bombą wodorową. Podczas tych prac poznaje Andrieja Sacharowa, z którym blisko współpracuje przez kilkanaście następnych lat. Prace nad bombą wodorową przynoszą Zeldowiczowi trzecią gwiazdkę.

Na początku lat pięćdziesiątych Zeldowicz zainteresował się teorią cząstek elementarnych. W 1952 r. formułuje zasadę zachowania liczby barionowej, a w rok później zasadę zachowania liczby leptonowej. Kilka prac poświęca teorii rozpadu β i słabym oddziaływaniom. W 1955 r. wraz z Gersztejnem proponuje zasadę zachowania słabego prądu wektorowego. Ta idea, sformułowana niezależnie przez Feynmana i Gell-Mana, odegrała istotną rolę w pracach nad teorią słabych oddziaływań i unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Z ideą tą jest też blisko związana algebra prądów.

W 1957 r. Zeldowicz zwraca uwagę na własność mionów katalizowania reakcji jądrowych. Pisze też pracę o reakcjach indukowanych mionami w wodorze. Idee te są obecnie wykorzystywane w pracach nad syntezą termojądrową.

Na przełomie lat pięćdziesiątych i sześćdziesiątych zajmuje się kwantowym opisem niestabilnych układów, niestabilnością próżni i oddziaływaniem promieniowania z plazmą.

W 1962 r. Zeldowicz „wraca do cywila” i rozpoczyna działalność naukową w Instytucie Matematyki Stosowanej w Moskwie, kierowanym przez M. W. Kiełdysza. Znowu zmienia zainteresowania i ostatnie 25 lat życia poświęca astrofizyce i kosmologii. Tworzy w Moskwie znaną na całym świecie grupę astrofizyki relatywistycznej. Początkowo fascynują go czarne dziury (czarne doły) i ostatnie etapy ewolucji gwiazd. W 1964 r. Zeldowicz opracowuje teorię przechwytywania (akrecji) materii przez czarny dół i zauważa, że materia wpadająca do czarnego dołu może się ogrzewać do bardzo wysokich temperatur, a więc może świecić. Dokładniejsza analiza procesu przechwytywania materii przez czarny dół, znajdujący się w układzie podwójnym, doprowadziła do wniosku, że układ taki może być silnym źródłem promieniowania rentgenowskiego. Wniosek ten spowodował intensyfikację badań nieba w obszarze promieni Röntgena i pośrednio przyczynił się do powstania astronomii rentgenowskiej. Zeldowicz poświęcił kilka lat na badanie ostatnich etapów ewolucji gwiazd, a szczególnie na badanie procesów fizycznych zachodzących podczas wybuchu supernowej i podczas zapadania się gwiazdy do stanu czarnej dziury. Prace te przyczyniły się do uznania czarnych dziur za realnie istniejące obiekty astronomiczne.

Zeldowicz położył też ogromne zasługi w reaktywowaniu w Związku Radzieckim badań kosmologicznych. Warto tu przypomnieć, że podwaliny

współczesnej kosmologii stworzył Aleksander A. Friedman na początku lat dwudziestych. Prace te przez długi czas nie były właściwie doceniane, a przez pewien okres czasu na równi z cybernetyką, genetyką i socjologią uznane za reakcyjne i po prostu zakazane. Prace Friedmana zostały powtórnie rozpowszechnione dopiero w 1963 r.

Zeldowicz bardzo szybko zrozumiał, że teorię Wielkiego Wybuchu można znacznie rozszerzyć, jeżeli połączyć rozważania kosmologiczne z fizyką jądrową, a przede wszystkim z fizyką cząstek elementarnych. Początkowo zainteresowanie Zeldowicza i jego grupy koncentrowały się na badaniu bardzo wczesnych etapów ewolucji Wszechświata. Niezależnie od Gamowa, Alpera i Hermana wykazano możliwość obserwowania śladów po tym okresie ewolucji, kiedy Wszechświat był bardzo gęsty i bardzo gorący i przewidziano istnienie mikrofalowego tła promieniowania. Odkrycie przez Penziasa i Wilsona relikтового termicznego promieniowania tła w pełni potwierdziło te oszacowania.

Zeldowicz zapoczątkował też poważne badania nad formowaniem się wielkoskalowej struktury we Wszechświecie. Zaproponował hydrodynamiczny model tworzenia się gromad galaktyk i samych galaktyk, znany obecnie jako teoria naleśników” („blinów”). Prace nad rozwijaniem tej teorii trwają do dziś.

Po odkryciu promieniowania relikowego Zeldowicz zdał sobie sprawę z ogromnych możliwości uzyskiwania informacji o warunkach panujących we wczesnym Wszechświecie z obserwacji anizotropii temperatury tego promieniowania w różnych skalach kątowych. Wspólnie z R. Suniajewem przewidział, że gorący gaz znajdujący się w gromadach galaktyk będzie zmieniał temperaturę promieniowania relikowego w tych obszarach nieba. Efekt ten znany obecnie jako efekt Suniajewa-Zeldowicza został potwierdzony obserwacyjnie. Prace Zeldowicza nad własnościami promieniowania relikowego miały ogromny wpływ na włączenie obserwacji tego promieniowania do radzieckiego programu badań kosmicznych.

W ciągu ostatnich kilku lat Zeldowicz zajmował się tworzeniem „pełnej teorii kosmologicznej”, przez co rozumiał teorię powstania Wszechświata i całej jego dalszej ewolucji. Teorii takiej stworzyć nie zdołał, ale pytania, które postawił, znajdują się obecnie w centrum zainteresowania kosmologów.

Sam Zeldowicz uważał, że jego największą zasługą było wykształcenie dużej grupy bardzo dobrych

naukowców. Młodym, zdolnym ludziom nie szczędził czasu i często pomagał im w różnych trudnych życiowych sytuacjach, korzystając przy tym (gdy wymagały tego okoliczności) ze swoich trzech gwiazdek.

Zeldowicz miał ogromny wpływ na rozwój całej radzieckiej astrofizyki. Czasami bywał autokratyczny i, jak powiada Sacharow, na pewno nie był aniołem. Wszyscy są jednak zgodni co do tego, że radzieckiej astrofizyce przysporzył znacznie więcej korzyści niż szkód. Z Zeldowiczem miałem możliwość spotykać się wielokrotnie bądź podczas moich pobytów w Moskwie, bądź podczas jego kilku pobytów w Polsce. Z każdego takiego spotkania wyносил wiele korzyści. Zawsze zaskakiwała mnie prostota jego argumentacji i umiejętność wykorzystywania minimalnych środków matematycznych do uzyskania bardzo ważnych wniosków. Pamiętam, jak kiedyś powiedział mi, że po to, aby być dobrym fizykiem, wystarczy wiedzieć, co to jest sinus i pochodna i mieć bardzo dużo fantazji. Jego książka *Matematyka dla początkujących*, którą napisał dla swojego syna, jest bardzo dobrym przykładem praktycznej realizacji tej filozofii. Imponowała mi zawsze energia Zeldowicza, jego żywotność i prawdziwa radość życia. Ogromnie żałuję, że niespodziewana śmierć zabrała go nam już na zawsze.

Marek Demiański

I. I. Rabi (1898—1988)

W styczniu 1988 zmarł Isidor Isaac Rabi, wybitny fizyk amerykański.

Rabi urodził się w lipcu 1898 w Rymanowie. Rodzina jego wycmigrowała do Stanów Zjednoczonych, gdy był małym dzieckiem. Studiował na Uniwersytecie Columbia w Nowym Jorku, tam uzyskał doktorat w 1927 r. Następnie przyjechał na rok do Europy, gdzie pracował głównie u Ottona Sterna w Hamburgu, zapoznając się z metodą wiązek atomowych. Zdobyte doświadczenie ułatwiło mu opracowanie metody rezonansowej wyznaczania momentów magnetycznych jąder atomowych, za co otrzymał w 1944 r. Nagrodę Nobla z fizyki. Od 1937 był profesorem Uniwersytetu Columbia. W latach 1940—45 kierował Radiation Laboratory w MIT (prowadzono tam wówczas prace rozwojowe nad radarem).

Uczestniczył w wielu komitetach doradczych, m. in. w Komisji Energii Atomowej USA. Był w pierwszych latach powojennych przedstawicielem Stanów Zjednoczonych w UNESCO. Zdał sobie sprawę, że badania w dziedzinie fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych wymagają dobrze zorganizowanej współpracy wielu ośrodków. Do-

prowadził do powstania Brookhaven National Laboratory. Na konferencji UNESCO we Florencji w 1950 r. zainicjował uchwałę o pomocy w tworzeniu ośrodków międzynarodowej współpracy naukowców, co wkrótce zaowocowało utworzeniem CERN-u.

B.W.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1989

27—30 czerwca 1989, Poznań

Int. Symp. on Photobiology and Biotechnology. Politechnika Poznańska i Akademia Ekonomiczna w Poznaniu. Prof. D. Frąckowiak, IF PP, Piotrowa 3, 60-965 Poznań, tel. 78-23-24

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

8th Liquid Crystal Conf. of Socialist Countries — 8 LCCSC. Inst. Fizyki UJ i Inst. Fizyki Jądrowej. Dr Wacław Witko, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 37-02-22, tlx: 0322461 ifj.

Z: 15. 6. 89, P, U: 500, ang., O: dla uczestników z Polski ok. 25 000 zł

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

12th Int. Congress on X-ray Optics and Microanalysis (12 XCOM). Akademia Górniczo-Hutnicza, patronat EPS. Doc. S. Jasińska, Inst. Metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
ang.

4--7 września 1989, Mądralin

2nd Int. Seminar on X-ray and Electron Spectroscopy. Inst. Fizyki PAN, Dr K. Ławniczak-Jabłońska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-66-01 w. 384, tlx: 812 468 ifpan

P, ang.

4—8 września 1989, Łódź

21st Europhysics Conf. on Macromolecular Physics. Electrical and Optical Active Polymers. EPS i Politechnika Łódzka. J. Ulanski, Inst. Polimerów PŁ, Żwirki 36, 90-024 Łódź

P, U: 100, ang.

11—15 września 1989, Warszawa

XXX Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich. Polskie Towarzystwo Fizyczne, Oddział Warszawski. Prof. M. Grynberg, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28-30-31 w. 134 lub 28-76-49, tlx: 815 548 uwphy

O: 2600 zł (dla członków PTF 1900 zł)

25—30 września 1989, Gdańsk

Problems in Quantum Physics '89. Inst. Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki UG. Dr Marek Żukowski, IFTiA UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel. 41-87-00, tlx: 0512 706 ifas

P, U: 200, ang.

30 września — 4 października 1989, Ustroń

Int. Conf. on High- T_c Thin Films and Single Crystals. Inst. Fizyki PAN. Dr Marek Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 122, tlx: 812 468 ifpan

A: 1. 6. 89, P, U: 150, ang.

SZKOŁY 1989

18—26 września 1989, Ustroń

10th School on Coherent Optics — Quantum Optics. Inst. Fizyki PAN i Zakład Fizyki Teoretycznej PAN. Prof. A. Kujawski, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa

A: czerwiec 89, U: 150, ang.

19—26 września 1989, Szczyrk

13th Int. School of Theoretical Physics: Standard Model and Beyond. Inst. Fizyki Uniw. Śląskiego. Doc. Marek Zrałek, Zakład Fizyki Teoretycznej UŚ, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, tel. 58-82-11, 58-24-41, 58-72-31 w. 177, 443, 409

P, U: 60, ang.

KONFERENCJE 1990

3—8 września 1990, Szczyrk-Biła

5th Int. Conf. on Physics of Magnetic Materials. Inst. Fizyki PAN. Dr M. Gutowski,
IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa

KONFERENCJE 1991

17—19 września 1991, Kraków

Physics for Industry — Industry for Physics. Patronat EPS. Prof. A. Oleś, Inst.
Fizyki i Techn. Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
Z: marzec 91, U: 300, ang.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu Fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki*, 24, 701 (1973), 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać **imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie** (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

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

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1959, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 80.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca,

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1989

Cena prenumeraty: półrocznie zł 600.—
rocznie zł 1200.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 40% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII OM Warszawa, nr 370044-1195-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

Informations for subscribers

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS Polona—Ruch, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

J. G. Bednorz, K. A. Müller — Tlenki typu perowskitu — nowe podejście do nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego (tłum. K. I. Wysokiński)	99
RÓŻNE	
E. R. Cohen, B. N. Taylor — Podstawowe stałe fizyczne: opracowanie z 1986 roku (tłum. <i>M. Suffczyński</i>)	129
J. S. Langer — Niektóre z ostatnich osiągnięć teorii formowania się struktur: dendryty i palce Saffmana-Taylora (tłum. <i>M. A. Zaluska-Kotur</i>)	151
ROZMOWY	
Moim mistrzem był Stefan Pieńkowski... — Rozmowa z Tadeuszem Skalińskim	163
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	183
RECENZJE	187
LIST DO REDAKCJI	193
KRONIKA	195

CONTENTS

J. G. Bednorz, K. A. Müller — Perovskite-type oxides — the new approach to high- T_c superconductivity	99
MISCELLANEA	
E. R. Cohen, B. N. Taylor — Fundamental physical constants: 1986 adjustments	129
J. S. Langer — Some recent developments in the theory of pattern formation: dendrites and viscous fingers	151
DEBATES	
Stefan Pieńkowski was my master...: An interview with Tadeusz Skaliński	163
MEETINGS AND CONFERENCES	183
REVIEWS	187
LETTER TO THE EDITOR	193
CHRONICLE	195