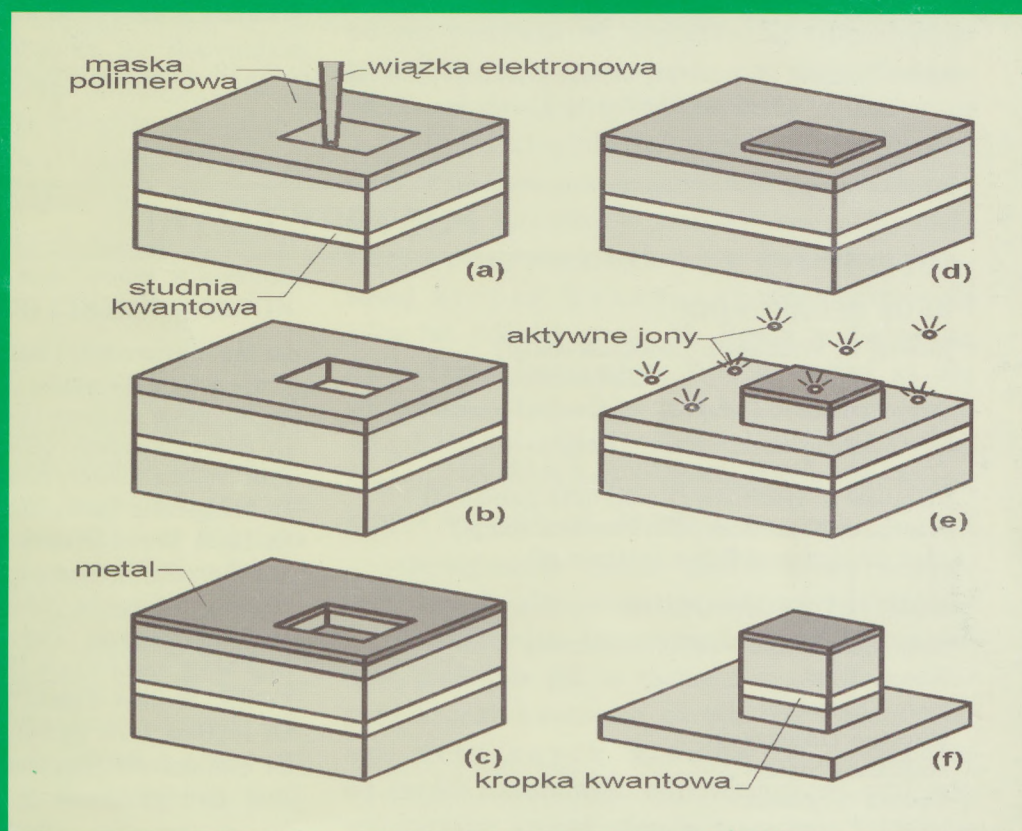


POSTĘPY FIZYKI

TOM 49 ZESZYT 1 ROK 1998



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



KROPKI KWANTOWE

NADCIEKŁOŚĆ ^3He : ODKRYCIE I ZROZUMIENIE
NOWY SPRAWDZIAN MODELU STANDARDOWEGO
GRANTY KBN Z FIZYKI: XII I XIII KONKURS

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezesi: prof. Andrzej Budzanowski
 prof. Józef Szudy
Sekretarz Generalny: prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: mgr Wanda Doborzyńska-Głazek
Członkowie Zarządu: prof. Bogdan Cichocki
 prof. Wojciech Gawlik
 prof. Stanisław K. Hoffmann
 prof. Wojciech Suski
 dr Edmund Śniadek
 mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
 – *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Bronisław Grzegorzewski (Bydgoszcz)
Prof. Marian Głowacki (Częstochowa)
Dr hab. Leon Murawski (Gdańsk)
Prof. Zygmunt Kleszczewski (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Dr Marek Pajek (Kielce)
Prof. Wojciech Gawlik (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Tadeusz Rewaj (Szczecin)
Prof. Wacław Bała (Toruń)
Prof. Bronisław Orłowski (Warszawa)
Prof. Władysława Nawrocka (Wrocław)

Adres Zarządu: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 621 26 68, adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~ptf>.

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
 – przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Miroslaw Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Dr Maciej Horowski (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~postepy>.

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, Janiszowska 8

Kropki kwantowe

Lucjan Jacak, Arkadiusz Wójs

Instytut Fizyki, Politechnika Wrocławska

Quantum dots

Abstract: Quantum dots are nanometer-scale semiconductor structures containing small and controllable number of electrons. They are sometimes called artificial atoms as they replicate the physical behaviour characteristic for the ordinary atoms. The electric and optical properties of quantum dots make them a very attractive object for applications in new generation of semiconductor devices.

1. Wstęp

Historia półprzewodnikowych struktur elektronowych o ograniczonej geometrii, do których należą kwazierowymiaryowe kropki kwantowe, rozpoczęła się na początku lat siedemdziesiątych, kiedy to prawie równocześnie w IBM [1] oraz w Laboratoriach Bella [2] wykonano pierwsze studnie kwantowe. Liczba wymiarów przestrzennych takiej struktury jest efektywnie zmniejszona do dwóch wskutek silnego ograniczenia przestrzennego ruchu elektronów w kierunku prostopadłym do płaszczyzny studni [3].

Okazało się, że istotna odmienność geometryczna i topologiczna układu elektronów na płaszczyźnie od układu trójwymiarowego prowadzi do jakościowo nowych zjawisk fizycznych. Przykładem jest całkowite kwantowe zjawisko Halla (którego odkrycie przez K. von Klitzinga i in. [4] uhonorowano Nagrodą Nobla w 1985 r.) oraz ułamkowe kwantowe zjawisko Halla, zaobserwowane po raz pierwszy przez D.C. Tsui, H.C. Störmera i A.C. Gossarda [5]. W ślad za tymi odkryciami nastąpił gwałtowny rozwój teorii, którego owocem były m.in. pierwsze próby wyjaśnienia obu zjawisk przez R. Laughlina [6-8]. Dalsze badania doprowadziły do zaproponowania nowych realizacji mechaniki kwantowej układów wielu cząstek w przestrzeniach dwuwymiarowych. Ze względu na odmienność topologiczną takich układów, wykazano możliwość występowania w dwóch wymiarach kwazicząstek o ułamkowej statystyce (anyonów) [9,10], lub kwazicząstek oddzielonych, oprócz ładunku elektrycznego, także

strumieniem pola magnetycznego (złożonych fermionów) [9,11].

Związanie elektronów w kwaziejednowymiarowym drucie kwantowym powiodło się po raz pierwszy na początku lat osiemdziesiątych [12] dzięki opanowaniu precyzyjnych technik litograficznych (pierwsze druty wykonywane były w postaci miniaturowych pasków wytrawianych w próbce zawierającej studnię kwantową). Całkowite zamrożenie swobodnego ruchu elektronów przez zamknięcie ich w kwazierowymiaryowej kropce kwantowej zademonstrowała kilka lat później grupa M. Reeda w Laboratoriach Texas Instruments [13], a w ślad za nią kolejne zespoły badawcze w Laboratoriach Bella AT&T [14,15] oraz Communication Research [16]. Średnice najmniejszych spośród tych pierwszych kropek wynosiły ok. 30 nm.

Ograniczenie ruchu elektronu we wszystkich trzech kierunkach przestrzennych prowadzi do całkowitej kwantyzacji energii tych układów, podobnie jak to zachodzi w atomach. Dlatego kropki kwantowe określa się często mianem sztucznych atomów. W odróżnieniu od swoich naturalnych odpowiedników, sztucznie wytwarzane kropki oferują bogactwo kształtów (kule, dyski, kostki, piramidki itp.) i rozmiarów (od kilku odległości międzyatomowych w górę). W szerokim zakresie zmieniać można także strukturę poziomów energetycznych i liczbę związanych elektronów.

Możliwość wytwarzania i badania sztucznych atomów o prawie dowolnych parametrach po-

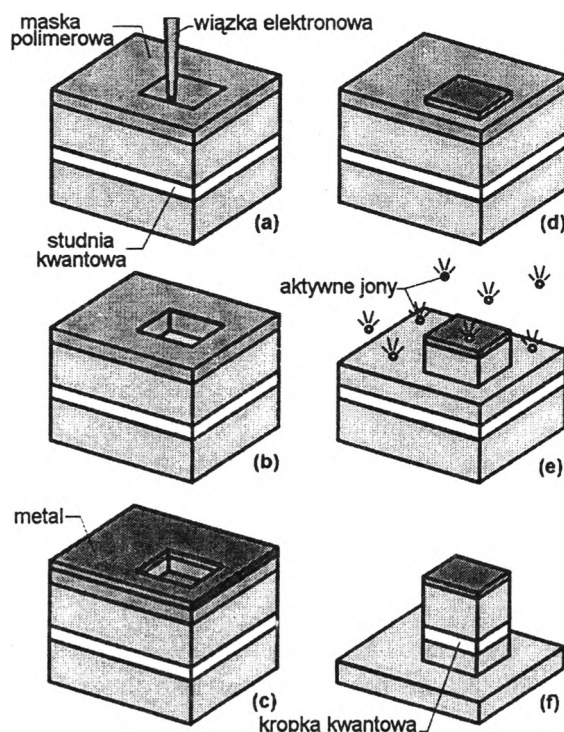
zwala na urzeczywistnienie takich prostych modeli, jak układ jednej lub kilku cząstek związanych w prostokątnej czy parabolicznej studni potencjału, kwantowanie landauowskie ruchu pojedynczego elektronu, oddziaływanie układu kilku cząstek z promieniowaniem elektromagnetycznym czy drganiami sieci itd. Ze względu na niewielką liczbę elektronów w typowych kropkach możliwe jest wykonanie, równoległe z doświadczeniem, numerycznych rachunków *ab initio*, pozwalających na głębsze zrozumienie badanych zjawisk oraz na przebadanie stosowności rozmaitych przybliżeń i modeli. Ciekawym, choć nie zrealizowanym dotychczas pomysłem jest wykonanie regularnej, gęsto upakowanej sieci kropek kwantowych (na podobieństwo kryształu utworzonego przez naturalne atomy) i obserwacja powstawania w takiej sieci struktury pasmowej. Na razie pojawiły się prace opisujące własności sztucznych cząsteczek złożonych z kilku oddziałujących kropek [17].

2. Wytwarzanie i budowa kropek

Wytwarzanie kropek kwantowych o zadanych parametrach wymaga wyrafinowanej technologii. Podczas gdy studnie kwantowe uzyskuje się obecnie powszechnie za pomocą doskonale opanowanej techniki krystalizacji cienkich warstw epitaksjalnych [3], konieczność silnego ograniczenia rozmiarów kropek we wszystkich kierunkach wymaga stosowania innych, bardziej wyrafinowanych metod. Ze względu na stosunkową łatwość uzyskiwania wysokiej jakości układów kwazidwuwymiarowych często stosowaną metodą jest wytwarzanie dodatkowego potencjału bocznego, lokalizującego elektrony pierwotnie związane w studni kwantowej. Inne metody wykorzystują spontaniczne powstawanie mikrostruktur wiążących elektrony w odpowiednio prowadzonym procesie krystalizacji.

Najwcześniejszą metodą uzyskiwania kropek jest ich wytrawianie w studni kwantowej zawierającej kwazidwuwymiarowy gaz elektronowy [13]. Kolejne etapy procesu wytrawiania kropki przedstawia rys. 1. Powierzchnię próbki zawierającej jedną lub kilka studni kwantowych pokrywa się maską (cienką warstwą polimeru), a następnie naświetla wzór odpowiadający kształtowi tworzonej nanostruktury (a). Ze względu na wymaganą wysoką rozdzielczość, maskę naświetla się nie światłem

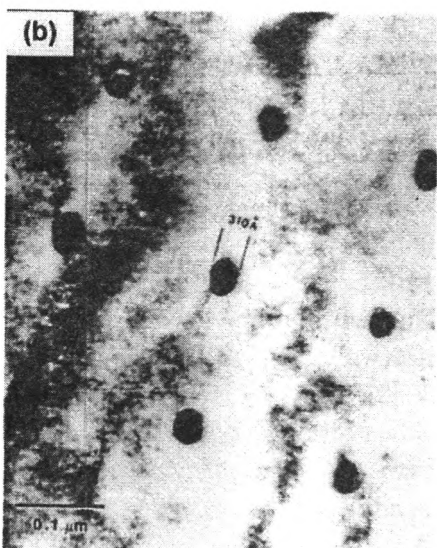
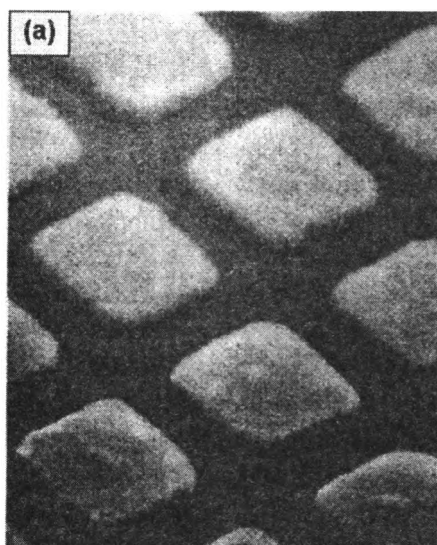
widzialnym, lecz wiązką elektronową lub jonową. W miejscach naświetlonych maskę usuwa się (b), a następnie pokrywa całą powierzchnię warstwą metalu (c). Za pomocą specjalnego roztworu usuwa się warstwę polimeru razem z pokrywającą warstwą metalu, w wyniku czego czystą powierzchnię próbki uzyskuje się jedynie w naświetlonych wcześniej obszarach, pokrytych cienką warstwą metalu (d). Następnie trawiąc chemicznie obszary nie chronione metalową maską (e) uzyskuje się wąskie słupki zawierające wycięte fragmenty studni kwantowych (f). W ten sposób ruch elektronów, pierwotnie zamkniętych w płaszczyźnie studni, ograniczany jest do małego słupka o średnicy 10 – 100 nm. Pozostała po procesie trawienia metalowa maska służyć może jako elektroda; przykładając do niej odpowiednie napięcie można zmieniać liczbę nośników związanych w kropce. Rysunek 2 przedstawia zdjęcie rzeczywistych kropek uzyskanych metodą trawienia.



Rys. 1. Proces wytrawiania kropki kwantowej [18].

Inna metoda polega na wytwarzaniu metodami litograficznymi miniaturowych elektrod ponad powierzchnią studni kwantowej. Przyłożone do elektrod napięcie prowadzi do powstania niejednorodnego pola elektrycznego, lokalizującego elektrony w małym obszarze. W zmodyfikowanej

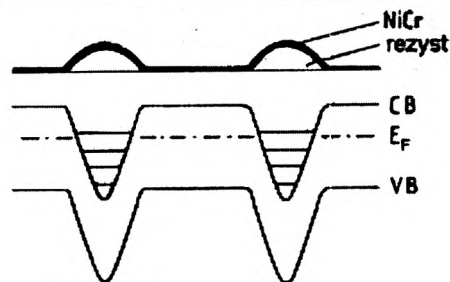
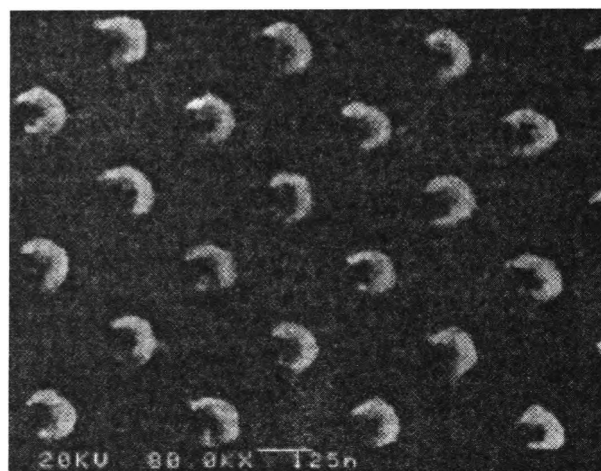
wersji tej metody warstwą metaliczną (elektrodą) pokrywa się wykonane wcześniej na powierzchni próbki (techniką litograficzną) wysepki z mate-



Rys. 2. Kropki kwantowe: (a) o średnicy 200 nm wytrawione w studni kwantowej GaAs/AlGaAs (zdjęcie wykonane za pomocą mikroskopu skaningowego [19], (b) o średnicy 30 nm wytrawione w studni InGaAs/InP [15].

riału niemetalicznego. W strukturze takiej modulowana jest odległość elektrody od powierzchni studni, a elektrony są wiązane w małych obszarach pod naniesionymi wyspami. Zdjęcie matrycy takich kropek wraz z przebiegiem potencjału wiążącego przedstawiono na rys. 3. Zaletą kropek, w których elektrony wiązane są polem elektrycznym (zwłaszcza w porównaniu do kropek wytrawianych) jest gładki, pozbawiony defektów brzegowych boczny potencjał wiążący.

W pracy Brunnera i in. [21] opisano metodę wytwarzania kropek w materiale studni kwantowej GaAs/AlGaAs przez lokalne podgrzewanie próbki laserem dużej mocy. Prowadząc odpowiednio wiązkę lasera podgrzewa się kontur otaczający nie oświetlony obszar o średnicy 300–1000 nm do temperatury powyżej 1000°C, wskutek czego następuje gwałtowna dyfuzja atomów glinu i galu pomiędzy studnią i barierami. Skutkiem zmiany składu materiału studni wzdłuż oświetlonego konturu jest powstanie skoku krawędzi pasm walencyjnego i przewodnictwa, czyli bariery potencjału otaczającej nie oświetlone wnętrze konturu.

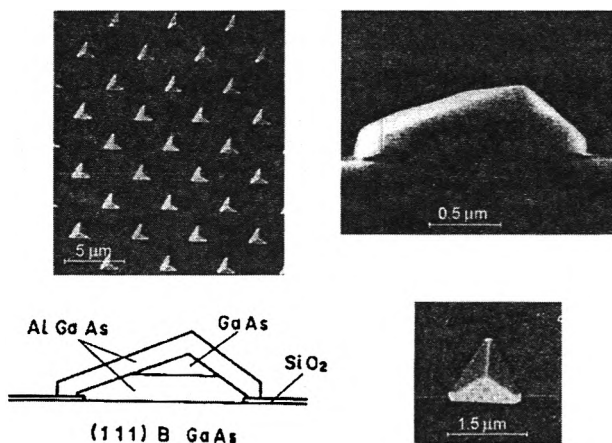


Rys. 3. Kropki kwantowe wiążące elektrony polem elektrycznym (zdjęcie wykonane za pomocą elektronowego mikroskopu skaningowego); u dołu kształt elektrody i układ krawędzi pasm walencyjnego i pasm przewodnictwa [20].

Ekimow i in. [22] opisali sposób wytwarzania kropek w postaci mikrokryształów półprzewodnikowych, zanurzonych w szklanych matrycach dielektrycznych. Wygrzewali oni szkło krzemianowe z dodatkiem ok. 1% półprzewodnika (CdS, CuCl, CdSe, CuBr) w temperaturze kilkuset stopni Celsjusza przez okres kilku godzin, co prowadziło do powstania odpowiednich mikrokryształów o prawie równych rozmiarach. Promienie uzyskanych kropek zależały od temperatury

oraz czasu wygrzewania i zmieniały się w zakresie 1 – 38 nm.

Kropki kwantowe udaje się także wytworzyć przez selektywny wzrost związku półprzewodnikowego o węższej przerwie energetycznej (GaAs) na powierzchni związku o szerszej przerwie (AlGaAs) [23]. Ograniczenie wzrostu do wybranych obszarów uzyskuje się przez pokrycie powierzchni próbki maską (SiO_2) i wytrawienie w niej miniaturowych trójkątów. Na powierzchni nie osłoniętej maską przeprowadza się następnie wzrost metodą MOCVD (metal-organic chemical vapour deposition – epitaksja przez rozkład związków metalo-organicznych). Powstające kryształy mają kształt czworościennych piramid. Dzięki nanoszeniu pierwszej warstwy o takim składzie jak materiał podłoża (AlGaAs), a tylko samego wierzchołka piramidki z GaAs, możliwe jest uzyskanie kropki o rozmiarach poniżej 100 nm. Zdjęcia takich kropek, a także układ warstw GaAs/AlGaAs pokazano na rys. 4.

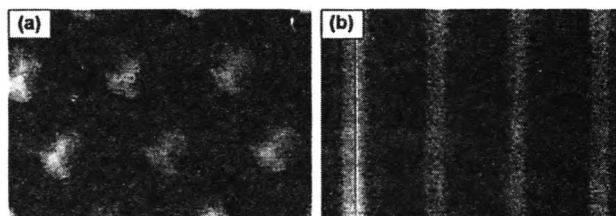


Rys. 4. Kropki kwantowe wytworzone na powierzchni GaAs przez selektywny wzrost metodą MOCVD (zdjęcia wykonane za pomocą elektronowego mikroskopu skaningowego); podano też układ warstw w pojedynczej kropce; średnica obszaru wiążącego elektrony na szczycie piramidki jest rzędu 100 nm [23].

Odmienny wariant metody selektywnego wzrostu opisano w pracy Lebensa i in. [24]. Na podłożu AlGaAs naniesiono warstwę GaAs, a następnie maskę Si_3N_4 , którą później w wybranych miejscach naświetlono wiązką elektronową i wytrawiono. W procesie wzrostu metodą MOCVD GaAs osadzał się tylko w miejscach nie osłoniętych maską. Grubość wykrystalizowanych warstw GaAs oszacowano na 100 nm. Po osłonięciu wytworzonej w ten sposób struktury warstwą

AlGaAs uzyskano kropki o średnicy 70 – 300 nm, przedstawione na rys. 5.

W pracy Petroffa i DenBaarsa [25] opisano inną metodę krystalizacji kropek, nie wymagającą nakładania maski. Przy znacznej różnicy stałych sieciowych podłoża i warstwy nanoszonej np. metodą MBE (molecular beam epitaxy – epitaksja z wiązek molekularnych) – w przypadku często stosowanej pary związków: InAs i GaAs różnica wynosi 7% – tylko pierwsze nanoszone monowarstwy krystalizują w formie warstwy epitaksjalnej, o stałej sieciowej równej stałej sieciowej podłoża. Po przekroczeniu krytycznej grubości, znaczne naprężenie występujące w warstwie prowadzi do spontanicznego utworzenia przypadkowo rozmieszczonych wysp o regularnym kształcie i zbliżonych rozmiarach. Kształt i średnia wielkość wysp zależą głównie od takich czynników, jak wielkość naprężenia w warstwie (zależna od niedopasowania stałych sieciowych), temperatura, w której prowadzony jest wzrost, i szybkość wzrostu. Przejście fazowe od struktury epitaksjalnej do układu wysp nosi nazwę przejścia Straskiego-Krastanowa [26]. Na rysunku 6 pokazano kolejne fazy powstawania wysp przy wzroście InAs na GaAs; przejście następuje przy pokryciu ok. 1.8 monowarstwy. Jeśli proces krystalizacji zostanie przerwany wkrótce po nastąpieniu przejścia fazowego, wyspy ewoluują do stanu równowagi nietrwałej, w którym przybierają kształt piramid [27-29] lub płaskich, okrągłych soczewek [30-33], uformowanych na cienkiej warstwie nanoszonego materiału. Przez pokrycie tak uzyskanej niejednorodnej warstwy materiałem podłoża uzyskuje się strukturę typu studni kwantowej o znacznie zwiększonej grubości w bardzo małych obszarach.

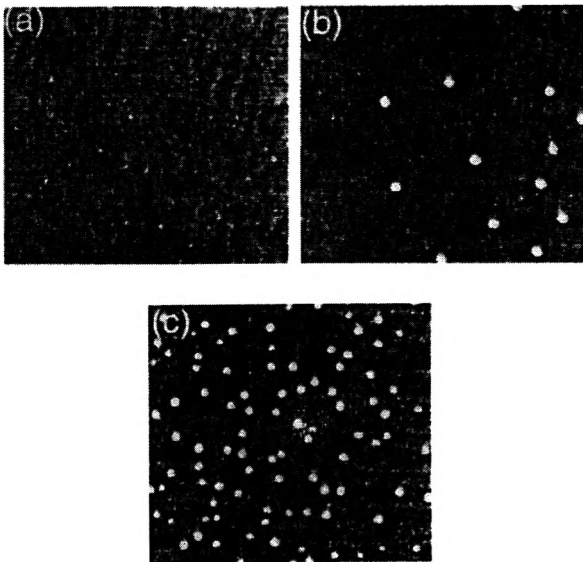


Rys. 5. Kropki kwantowe (a) oraz druty kwantowe (b) wytworzone na powierzchni GaAs przez selektywny wzrost metodą MOCVD (zdjęcia wykonane za pomocą elektronowego mikroskopu skaningowego) [24].

W pracy Raymonda i in. [32] opisano kropki uzyskane w kształcie soczewek o średnicach ok.

36 nm i wysokościach ok. 4.4 nm (rozrzut wielkości 5 – 10%), natomiast Marzin i in. [29] uzyskali kropki w kształcie regularnych piramidek o podstawie kwadratowej; długość boku podstawy wynosiła ok. 24 nm, wysokość ok. 2.8 nm (rozrzut wielkości ok. 15%), a odległość między sąsiednimi kropkami oszacowano na 55 nm.

Kropki kwantowe wytworzone przy wykorzystaniu przejścia fazowego Stranskiego-Krastanowa nazywa się kropkami samorosnącymi lub samoorganizującymi się (ang. self-assembled dots – SAD). Ogromnymi zaletami kropek samorosnących, stwarzającymi duże nadzieje na ich przyszłe zastosowanie w elektronice i optoelektronice, są małe rozmiary, jednorodność kształtu i rozmiaru w makroskopowej próbce, dobra struktura krystaliczna (brak defektów na brzegach), a także wygodny sposób wytwarzania, nie wymagający precyzyjnego nanoszenia elektrod czy trawienia.



Rys. 6. Ewolucja wysp – kropek SAD (białe kółka) przy wzroście InAs na powierzchni GaAs metodą MBE; kolejne zdjęcia wykonano przy pokryciach 1.6, 1.7 i 1.8 monowarstw; rozmiary przedstawionych obszarów: $1 \times 1 \mu\text{m}$ [25].

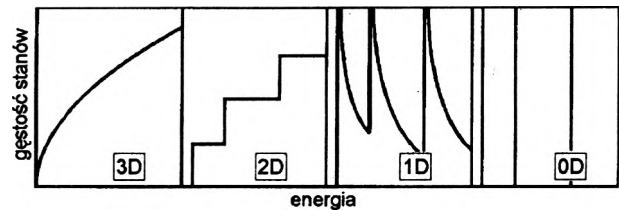
3. Opis modelowy kropki

3.1. Stany jednocząstkowe

3.1.1. Gęstość stanów

Związanie elektronu w obszarze tak małym jak kropka kwantowa powoduje wyraźną kwantyzację energii (jednocząstkowe widmo energii

jest dyskretne). Odległość między poziomami energetycznymi wynosi od kilku do kilkudziesięciu meV. Jak pokazano na rys. 7, ograniczanie liczby wymiarów układu znajduje bezpośrednie odbicie w zależności gęstości stanów od energii. W przybliżeniu masy efektywnej gęstość stanów dla układu trójwymiarowego (półprzewodnik lity) jest pierwiastkiem kwadratowym z energii, dla dwuwymiarowego (studnia kwantowa) jest funkcją schodkową, dla jednowymiarowego (drut kwantowy) ma już osobliwości typu odwrotność pierwiastka z energii, natomiast dla zerowymiarowego (kropka kwantowa) ma postać funkcji δ . W odpowiednio niskich temperaturach (kilka kelwinów) fonony mają zbyt niską energię, by wzbudzać elektrony i kwantowanie energii decyduje o własnościach elektronowych kropek kwantowych.



Rys. 7. Zależność gęstości stanów od energii w układach o różnej liczbie wymiarów przestrzennych: 3D – materiał lity, 2D – studnia kwantowa, 1D – drut kwantowy, 0D – kropka kwantowa.

3.1.2. Boczny potencjał wiążący

Ze względu na to, że kropki kwantowe wykonuje się zwykle przez wytworzenie bocznego potencjału ograniczającego ruch elektronów związanych wcześniej w bardzo wąskiej studni kwantowej, rozmiary poprzeczne typowych kropek wyraźnie przewyższają ich grubość. Energia wzbudzeń jednocząstkowych w poprzek płaskiej kropki przewyższa wówczas inne charakterystyczne wartości energii w układzie, więc kropkę można traktować jako układ dwuwymiarowy. Potencjał boczny kropki pozbawiony jest osobliwości, co obok braku symetrii kulistej stanowi istotną różnicę w stosunku do potencjału kulombowskiego, wiążącego elektrony w atomie. W zależności od sposobu wykonania kropki można go przybliżyć pewnym potencjałem modelowym. Potencjał trawionej kropki o znacznym promieniu dobrze przybliża studnia prostokątna z zaokrąglonymi brzegami. Jeśli natomiast promień kropki w kształcie

dysku bliski jest wymiarom obszaru ugięcia potencjału przy brzegu, dobrym przybliżeniem (jeśli stany rozproszeniowe można zaniedbać) jest dwuwymiarowa studnia paraboliczna.

3.1.3. Poziomy energetyczne Focka-Darwina

Ruch elektronu związanego w studni parabolicznej, w zewnętrznym, prostopadłym polu magnetycznym, opisany jest hamiltonianem:

$$H = \frac{1}{2m^*}(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2 r^2 = \frac{p^2}{2m^*} + \frac{1}{2}m^*(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_c^2)r^2 - \frac{1}{2}\omega_c l_z, \quad (1)$$

gdzie m^* – masa efektywna, \mathbf{r} – wektor położenia, \mathbf{p} – pęd, $l_z = xp_y - yp_x$ – rzut momentu pędu na kierunek pola, \mathbf{A} – potencjał wektorowy pola magnetycznego \mathbf{B} przy cechowaniu symetrycznym: $\mathbf{A} = \frac{1}{2}B[y, -x, 0]$, $\omega_c = eB/m^*c$ – częstość cyklotronowa. Jak pokazali Fock [34] i Darwin [35], hamiltonian (1) przedstawić można w postaci opisującej parę niezależnych oscylatorów harmoniczych:

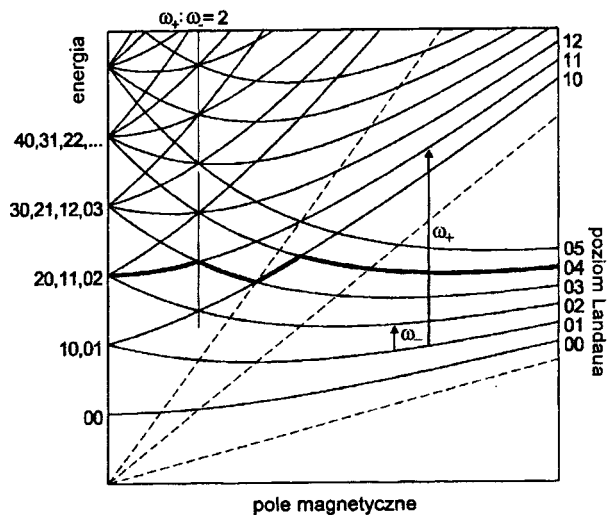
$$H = \hbar\omega_+ \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_- \left(b^\dagger b + \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

gdzie $\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_c^2} \pm \frac{1}{2}\omega_c$. W nieobecności pola magnetycznego częstości własne ω_+ oraz ω_- są zdegenerowane i widmo wzbudzeń kreowanych przez operatory a^\dagger oraz b^\dagger ma strukturę powłokową. W silnym polu magnetycznym $\omega_+ \approx \omega_c$ oraz $\omega_- \ll \omega_c$, zatem a^\dagger oraz b^\dagger opisują odpowiednio wzbudzenia między poziomami Landaua i wewnątrz poziomów Landaua. Ewolucję widma Focka-Darwina w zwiększającym się polu magnetycznym (z pominięciem rozszczepienia spinowego Zeemana) przedstawiono na rys. 8. Grubszą linią zaznaczono oscylującą krzywą odpowiadającą dziesiątemu poziomowi energetycznemu.

3.1.4. Dziury w pasmie walencyjnym

Drugim rodzajem nośników, które mogą być związane w kropce kwantowej, są dziury z pasma walencyjnego. Uzyskanie dziury w płaszczyźnie studni potencjału wiążącego możliwe jest na przykład za pomocą niejednorodnego pola elektrycznego. Ze względu na przeciwne znaki ładunku dwóch rodzajów nośników kropki tego typu wiążą dziury, odpychając jednocześnie elektrony, lub na odwrót. Jeśli wiązanie dziur ma

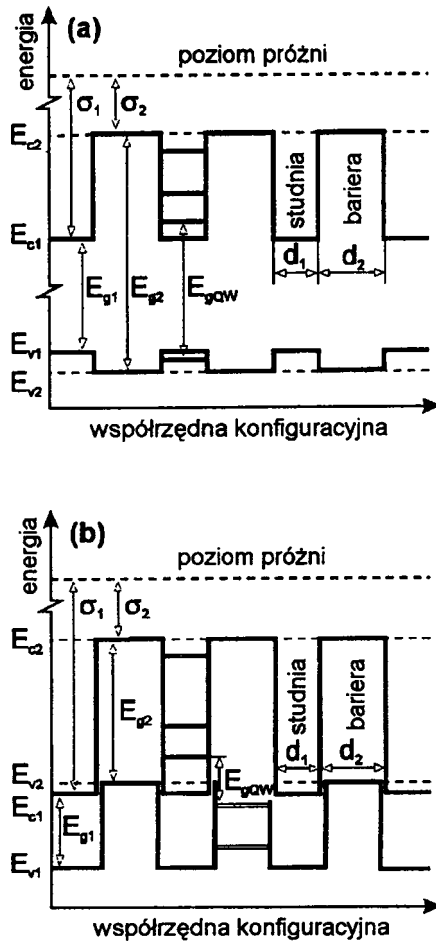
być skutkiem skoku krawędzi pasma walencyjnego na granicy bariera-studnia, konieczny jest odpowiedni dobór pary materiałów, niekoniecznie takich samych jak dla kropek wiążących elektrony. Jak przedstawiono na rys. 9, krawędzie pasm walencyjnego i przewodnictwa mogą się w złączu układać na dwa sposoby [3]. W przypadku złącz kontrawariantnych, tworzonych na przykład przez parę związków GaAs i AlGaAs, zarówno elektrony, jak i dziury związane są w studni kwantowej (GaAs). Natomiast w złączach kowariantnych, na przykład InAs/GaSb, elektrony spływają do jednej warstwy (InAs), a dziury do drugiej (GaSb) – bariera dla elektronów jest studnią dla dziur i odwrotnie.



Rys. 8. Ewolucja poziomów energetycznych Focka-Darwina w polu magnetycznym. Linie przerywane odpowiadają energiom poziomów Landaua; pionowe strzałki wskazują dozwolone wewnątrzpasnowe przejścia optyczne.

Interesującym zagadnieniem jest problem kropki kwantowej wiążącej równocześnie i dziury, i elektrony. W przypadku studni kwantowej na styku studnia-bariera można było uzyskać układ krawędzi pasm przedstawiony na rys. 9a (złącze kontrawariantne). W strukturze takiej wiążane są jednocześnie oba rodzaje nośników. Należy jednak pamiętać, że studnia kwantowa jest strukturą krystaliczną teoretycznie nieskończoną w dwóch kierunkach, co uzasadnia stosowanie opisu pasmowego. Natomiast kropka kwantowa jest obiektem bardzo małym i zastosowanie modelu pasmowego do opisu jej własności elektronowych

może okazać się niewystarczające. Jeśli więc dobrać parę półprzewodników jak na rys. 9a i wytworzyć kropkę w postaci niewielkiego kryształku materiału studni zanurzonego w materiale bariery (takie są np. kropki samorosnące), to opis pasmowy takiej struktury należy traktować z ostrożnością, gdyż jest on tylko pewnym przybliżeniem.



Rys. 9. Przebieg krawędzi pasm w studniach kwantowych: (a) typu kontrawariantnego (GaAs/AlGaAs), (b) typu kowariantnego (InAs/GaSb) (na podstawie [3]). Wskaźniki 1 i 2 odpowiadają materiałom studni i bariery, E_{ci} , E_{vi} , E_{gi} , σ_i ($i = 1, 2$) są odpowiednio krawędziami pasm przewodnictwa (CB) i walencyjnego (VB), szerokościami przerwy energetycznej i podatnościami elektronowymi w obu materiałach; E_{gQW} jest przerwą energetyczną studni.

Właściwe wydaje się w tym przypadku potraktowanie kropki kwantowej jako zaburzenia pola krystalicznego otaczającego półprzewodnika i poszukiwanie struktury elektronowo-dziurowej kropki w przybliżeniu masy efektywnej [36]. Kryterium stosowności tej metody związane jest z warunkiem słabej zmiany potencjału zaburzenia na odległości międzyatomowej, co – jak się

wydaże – jest spełnione na przykład dla kropek wytwarzanych metodą dyfuzji, ale jest dyskusyjne dla kropek samorosnących. Gdyby jednak przyjmując to przybliżenie, potencjał zaburzający przyciągający (odpychający) dziurę odpychałby (przyciągałby) elektron, gdyż jest natury elektrycznej. Obojętna elektrycznie para elektron-dziura może jednak zostać związana przez taki potencjał wskutek wzajemnego przyciągania kulombowskiego między cząstkami. Warto zauważyć, że zarówno opis w przybliżeniu struktury pasmowej materiału kropki, jak i opis w przybliżeniu masy efektywnej (dwa zupełnie odmienne punkty wyjścia) prowadzą do podobnego głównego wyniku – wiązania ekscytonu na kropce, i dopiero pewne szczegóły różnią oba podejścia. Przypomina to w pewnym stopniu sytuację, gdy zarówno przybliżenie prawie swobodnych elektronów, jak i przybliżenie ciasnego wiązania prowadzą do struktury pasmowej w kryształach.

3.2. Efekty wielociałowe

3.2.1. Uogólnione twierdzenie Kohna

Następnym krokiem w teoretycznym opisie kropki kwantowej jest rozpatrzenie przypadku N elektronów związanych w parabolicznej studni potencjału i umieszczonych w prostym polu magnetycznym. Analizę tę komplikuje konieczność uwzględnienia oddziaływania między elektronami. Załóżmy, że potencjał oddziaływania zależy od różnicy położenia (dla oddziaływania kulombowskiego oznacza to, że przenikalność elektryczna ośrodka jest jednorodna). Wówczas hamiltonian układu rozdziela się na część opisującą dynamikę środka masy układu i część opisującą dynamikę względną

$$H = H_{cm} + H_{rel} = \frac{P^2}{2M} + \frac{1}{2}M(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_c^2)R^2 + \frac{1}{2}\omega_c L_z + H_{rel}, \quad (3)$$

gdzie $M = Nm$ jest całkowitą masą układu, a L_z jest rzutem momentu pędu środka masy $L = R \times P$ na kierunek pola.

Wartości własne hamiltonianu środka masy nie zależą od masy M , a jedynie od ω_0 i ω_c . Zatem widmo wzbudzeń hamiltonianu środka masy nie zależy od liczby elektronów N i jest takie samo, jak widmo wzbudzeń pojedynczego elektronu (widmo Focka-Darwina).

Jest to o tyle istotne, że fala elektromagnetyczna o energii rzędu odległości między stanami jednocząstkowymi w kropce, która wynosi kilka meV, jest światłem z zakresu dalekiej podczerwieni (FIR – far infrared), tj. odpowiada długości fali znacznie przekraczającej rozmiary geometryczne kropki ($E = 1 \text{ meV} \rightarrow \lambda \approx 1 \text{ mm}$). Dlatego pole elektromagnetyczne fali jest w tym przypadku praktycznie jednorodne w obszarze kropki. Jego oddziaływanie z elektronami związanymi w kropce kwantowej opisać można zatem w przybliżeniu dipolowym:

$$H_{e-m} = \sum_i e \mathbf{E}_0 \mathbf{r}_i \exp(i\omega t), \quad (4)$$

gdzie \mathbf{E}_0 jest amplitudą drgań pola elektrycznego. Hamiltonian ten można przepisać we współrzędnych środka masy ($Q = Ne$ jest całkowitym ładunkiem):

$$H_{e-m} = Q \mathbf{E}_0 \mathbf{R} \exp(i\omega t). \quad (5)$$

Ponieważ operator H_{e-m} nie zależy od zmiennych ruchu względnego elektronów, komutuje on z H_{rel} i światło z zakresu dalekiej podczerwieni nie może wzbudzać bezpośrednio ruchu względnego układu, oddziałując jedynie na ruch środka masy. Nie jest zatem możliwa zmiana stanu ruchu względnego przez oddziaływanie układu ze światłem FIR.

Tak więc w procesie absorpcji (bądź emisji) fotonu FIR stany początkowy i końcowy układu mogą się różnić jedynie wzbudzeniem ruchu środka masy. W rezultacie przy użyciu absorpcji FIR można mierzyć tylko wzbudzenia środka masy, równe wzbudzeniom pojedynczego elektronu związanego w kropce, natomiast liczba związanych elektronów i oddziaływanie między elektronami nie mają wpływu na rezonansowe wartości energii (czyli na położenie maksimów absorpcji).

Na tę własność zwrócili uwagę Maksym i Chakraborty [37], a także Bakshi i in. [38], jednak już wcześniej Brey i in. wykazali, że częstości rezonansowe FIR dwuwymiarowej parabolicznej studni kwantowej w polu magnetycznym nie zależą ani od postaci oddziaływania między elektronami, ani od ich liczby [39]. Stanowi to uogólnienie wcześniejszego wyniku Kohna, który wykazał, że rezonansowa częstość cyklotronowa układu elektronowego nie zależy od postaci oddziaływania [40].

Uwzględnienie spinu elektronów σ oznacza dodanie do hamiltonianu jednocząstkowego dwóch członów: energii Zeemana $g\mu_B\sigma B$ (gdzie g jest czynnikiem giromagnetycznym, a μ_B jest magnetonem Bohra), opisującej oddziaływanie spinu z polem magnetycznym, oraz członu opisującego oddziaływanie spin-orbita. Obecność członu Zeemana nie narusza niezależności ruchu środka masy od ruchu względnego, a ponieważ wzbudzenie elektronu przez absorpcję fotonu FIR odbywa się bez zmiany spinu, nie ma on żadnego wpływu na rezonansowe wartości energii. Natomiast obecność członu spin-orbita wprowadza sprzężenie między tymi ruchami, które nie są już dłużej niezależne, a zatem narusza założenia uogólnionego twierdzenia Kohna.

Dla pojedynczego elektronu z pasma przewodnictwa (pasma powstałego z orbitali atomowych typu s, a więc o zerowym własnym momencie pędu) energia oddziaływania spin-orbita jest niewielka, jednak wpływ tego oddziaływania rośnie z liczbą elektronów [41]. Natomiast w przypadku dziur pasma walencyjnego (pasma powstałego z orbitali atomowych typu p, a więc o własnym momencie pędu równym 1) występuje oddziaływanie między podpasмами o różnych orientacjach momentu pędu pasma i spinu dziury (przede wszystkim nieznacznie rozszczepionych podpasm lekkich i ciężkich dziur) i naruszanie twierdzenia Kohna jest wyraźne nawet dla jednej cząstki [42-46].

3.2.2. Wpływ rozmiaru układu

Wprawdzie zgodnie z uogólnionym twierdzeniem Kohna pomiary absorpcji w dalekiej podczerwieni są bardzo mało czułe na oddziaływanie między elektronami związanymi w kropce, to jednak w innych, opisanych dalej doświadczeniach oddziaływanie to odgrywa ważną rolę.

W naturalnych odpowiednikach kropek kwantowych, jakimi są wieloelektronowe atomy, charakterystyczna energia wzbudzeń jednocząstkowych w kulombowskim potencjale jądra jest wielokrotnie większa niż charakterystyczna energia oddziaływania między elektronami (z powodu dużego ładunku elektrycznego jądra, a także skoncentrowania tego ładunku w punkcie). W rezultacie stan podstawowy układu elektronów w atomie określony jest w pierwszym rzędzie przez kwantowanie ruchu pojedynczego elektronu w polu ją-

dra (kwantowanie przestrzenne energii kinetycznej elektronu). Wobec tego w atomach o kolejnych liczbach atomowych elektrony zapełniają kolejne stany jednocząstkowe zgodnie z zakazem Pauliego. Oddziaływanie między elektronami staje się istotne dopiero przy zapełnianiu zdegenerowanej powłoki. Elektrony w częściowo zapełnionej powłoce tworzą prawie niezależny układ i poruszają się w średnim polu jądra oraz całkowicie zapełnionych niższych powłok. Ich konfiguracja orbitalna i spinowa jest wynikiem minimalizowania całkowitej energii oddziaływania, zgodnie z regułami Hunda:

1) maksymalizacja całkowitego spinu $S \Leftrightarrow$ minimalizacja energii oddziaływania wymiennego,

2) maksymalizacja całkowitego orbitalnego momentu pędu $L \Leftrightarrow$ minimalizacja energii oddziaływania bezpośredniego,

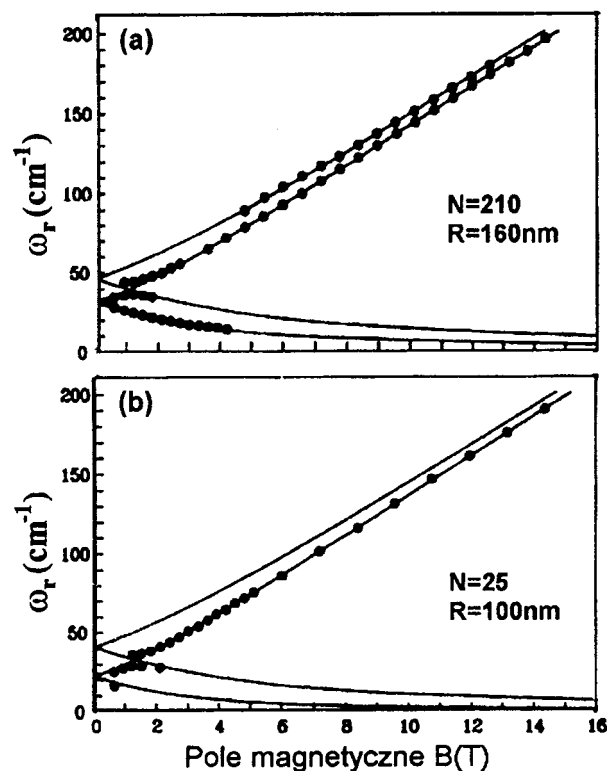
3) maksymalizacja lub minimalizacja (zależnie od znaku stałej sprzężenia spin-orbita) całkowitego momentu pędu $J = L + S \Leftrightarrow$ minimalizacja energii oddziaływania spin-orbita.

Ze względu na to, że rozmiary kropek kwantowych są wyraźnie większe niż rozmiary atomów, oddziaływanie kulombowskie odgrywa tu znacznie istotniejszą rolę. Zgodnie z regułą nieoznaczoności Heisenberga energia wzbudzenia jednocząstkowego ϵ zależy od rozmiaru jak $1/L^2$, natomiast energia oddziaływania kulombowskiego V_C jak $1/L$. W bardzo małych kropkach samorosnących (L ok. 20–40 nm) związek między ϵ oraz V_C jest podobny jak w atomach i stan podstawowy odpowiada regułom Hunda. Natomiast, jak pokazał Bryant [47], a potem także inni autorzy [48,49,37,50,7], w większych kropkach właśnie oddziaływanie między elektronami określa stany własne układu. Stan podstawowy jest wynikiem zrównoważenia dwóch przeciwstawnych tendencji: oddziaływanie kulombowskie sprzyja rozepchnięciu elektronów możliwie daleko od siebie, natomiast zewnętrzny potencjał wiążący ścisła elektrony, uniemożliwiając zbyt duże ich rozsuniecie.

4. Najważniejsze doświadczenia

Ze względu na opisane powyżej własności kropki kwantowe stanowią interesujący materiał badań doświadczalnych. Dominującą rolę odgrywają tu wyniki doświadczeń optycznych, gdyż pomiary transportowe (elektryczne) z natury rze-

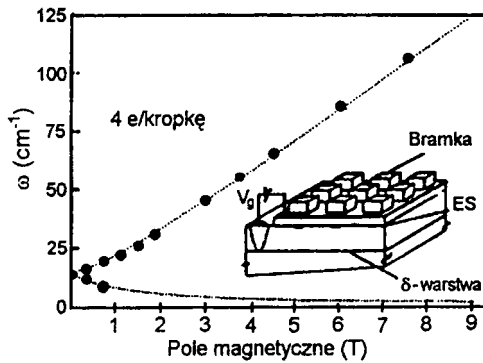
czy są utrudnione. Niemal wszystkich dostępnych informacji o strukturze energetycznej kropek dostarczają zatem badania spektroskopowe, wśród których istotne miejsce zajmują pomiary pochłaniania promieniowania podczerwonego (FIR) wskutek przejść między dyskretnymi poziomami elektronowymi kropki w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Powstała na ten temat cała seria prac, spośród których najważniejsze dotyczą kropek kwantowych na podłożu GaAs z parabolicznym potencjałem wiążącym o krzywiznie rzędu kilku meV. Na rysunku 10 przedstawiono typowe krzywe rezonansowe pochłaniania zmierzone przez Demela i in. [51] dla kropek o różnej



Rys. 10. Ewolucja energii rezonansowych FIR w polu magnetycznym: (a) 210 elektronów, (b) 25 elektronów [51].

liczbie związanych elektronów. Dla dużej liczby związanych nośników rozszczepienie dwóch głównych gałęzi dyspersji jest wyraźnie widoczne, podczas gdy dla kilku nośników w kropce takie rozszczepienie nie zostało zarejestrowane (rys. 11). Istnienie dwóch głównych gałęzi dyspersyjnych, oddalających się wraz ze wzrostem pola magnetycznego, jest prostą konsekwencją twierdzenia Kohna spełnionego dla parabolicznego potencjału wiążącego i wyraża potwierdzenie doświadczalne rozdzielania dynamiki względnej i środka

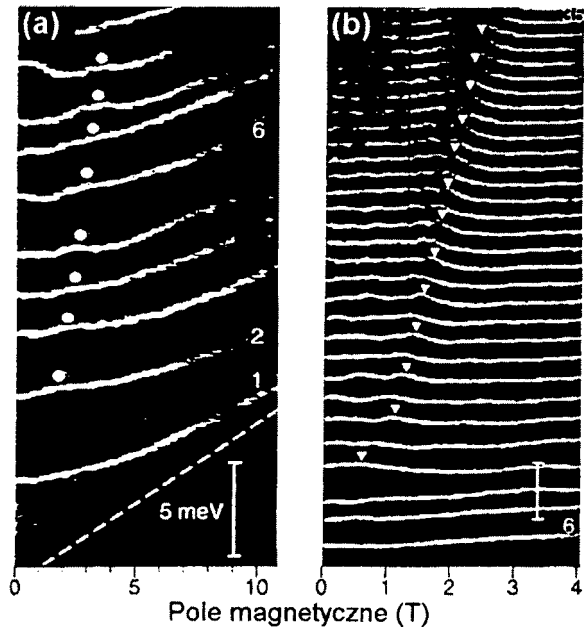
masy układu. Dodatkowe rozszczepienie obu linii i wzbronione przecinanie się tych linii wymagają jednakże uwzględnienia oddziaływania spin-orbita. Jak widać z rys. 10 i 11, obserwowane rozszczepienie jest znaczne dla dostatecznie dużej liczby elektronów i niezauważalne dla niewielkiej ich liczby, co jest dodatkowym argumentem przemawiającym za wyjaśnieniem tego zjawiska jako naruszenie twierdzenia Kohna przez oddziaływanie spinowo-orbitalne.



Rys. 11. Energie rezonansowe FIR dla sieci kropek zawierających po 4 elektrony; ES na schemacie próbki wskazuje obszary lokalizacji elektronów [52].

Drugim, równie ważnym wynikiem doświadczalnym dla kropek kwantowych jest tzw. spektroskopia pojemnościowa pojedynczego elektronu – bardzo subtelne doświadczenie Ashooriego i in. [53], polegające na pomiarze energii stanu podstawowego kropki kwantowej w zależności od liczby związanych cząstek. Pomiar przeprowadzono zwiększając liczbę elektronów w kropce w zakresie od 1 do kilkudziesięciu. Pomiar energii (poprzez pomiar potencjału chemicznego) przeprowadzono metodami elektrycznymi – przez zarejestrowanie osłabienia w momencie zrównania się zmieniającego potencjału z potencjałem chemicznym kolejnego elektronu wprowadzanego do kropki. Doświadczenie przeprowadzono w różnych polach magnetycznych w zakresie do 9 T. Otrzymane kwaziplaskie charakterystyki (rys. 12) zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi. Pewne drobne nieregularności na krzywych otrzymanych w wyniku pomiaru (zaznaczone na rysunku trójkątami), odpowiadające przejściu paramagnetyk-diamagnetyk, przez długi czas stanowiły zagadkę i były przedmiotem rozmaitych dociekań. Wydaje się jednak, że również ich istnienie dobrze opisuje niewielkie sprzężenie spin-or-

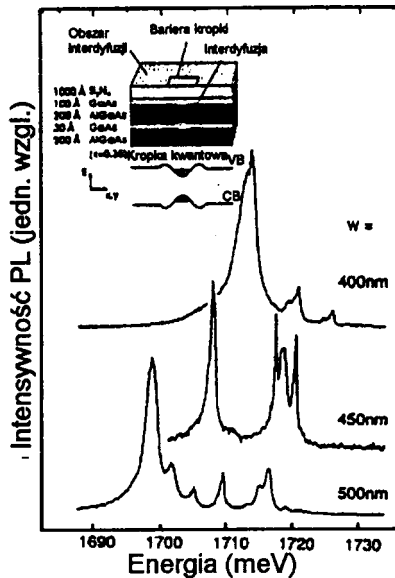
bita, które zwłaszcza dla kropek wieloelektronowych daje poprawne oszacowanie współrzędnych tych nieregularności [41].



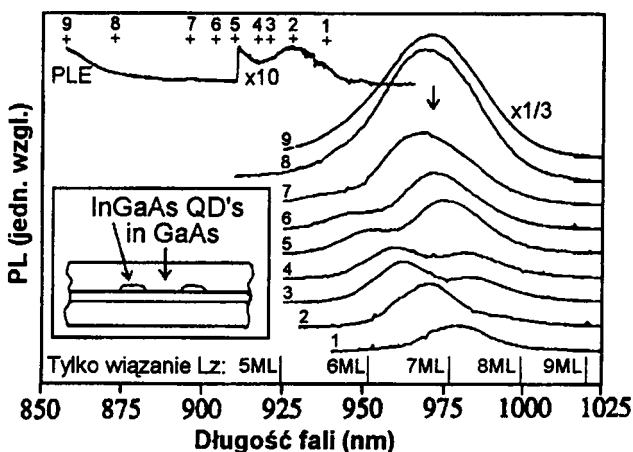
Rys. 12. Zależność energii stanu podstawowego układu elektronów w kropce kwantowej od pola magnetycznego, uzyskana metodą spektroskopii pojemnościowej. Liczby przy krzywych oznaczają ilość elektronów, linia przerywana odpowiada energii najniższego poziomu Landaua, a długość białych odcinków na obu wykresach wynosi 5 meV [53].

Ostatnią wreszcie grupą pomiarów optycznych dla kropek kwantowych są pomiary fotoluminescencyjne (PL). W tym przypadku struktura aktywowana jest impulsem laserowym o energii większej niż przerwa energetyczna półprzewodnika, z którego zrobiona jest studnia kwantowa zawierająca kropki. Wytwarzany jest w ten sposób ekscyton, który może być wiązany przez kropkę. Obserwacja struktury maksimum luminescencyjnego związanego z anihilacją pary elektron-dziura zlokalizowanej w kropce kwantowej daje informacje o strukturze jej stanów elektronowych i dziurowych. Eksperyment okazuje się bardzo bogaty – charakterystycznym zjawiskiem jest przedstawione na rys. 13 rozszczepienie maksimum luminescencji na dwa maksima. Zjawisko to jest wyraźnie widoczne w doświadczeniach Bockelmana i in. [54] dla kropek otrzymanych metodami dyfuzji, a także Fafarda i in. [55] dla kropek otrzymanych metodami samoorganizacji (rys. 14). We wszystkich obserwowanych przypadkach charakterystyczna jest silna zależność opisywanego roz-

szczępienia od rozmiarów kropki: dla małej średnicy kropek dominuje pierwsze maksimum luminescencji, podczas gdy drugie jest szerokie i o małej intensywności. Dla pewnej krytycznej wielkości kropki obydwa maksima zbliżają się do siebie i mają porównywalną intensywność oraz szerokość. Dla kropek jeszcze większych w widmie fotoluminescencji ponownie widać dominację jednego maksimum, przy czym cała struktura przesuwana się w kierunku mniejszych wartości energii.

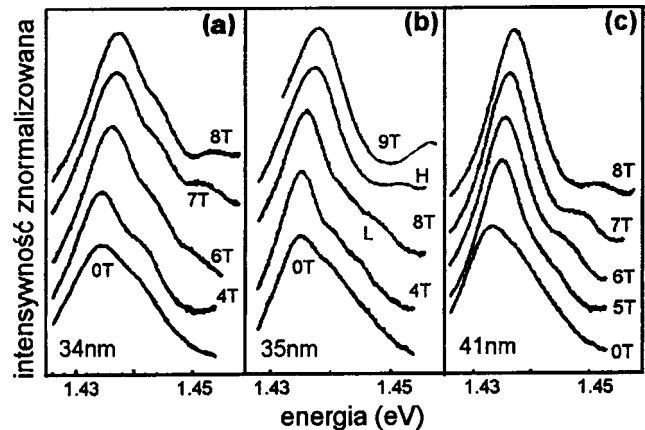


Rys. 13. Widma fotoluminescencyjne pojedynczych kropek o trzech różnych średnicach; najsilniejsze rozszczępienie maksimum występuje dla kropki o średnicy 450 nm [54].



Rys. 14. Widmo PL kropki samorosnącej (SAD) o średniej średnicy 13 nm; kolejne krzywe ilustrują widma pochodzące od kropek różnej wielkości (w zakresie ok. 10% rozkładu wokół średniej) otrzymane za pomocą selektywnego pobudzenia [55].

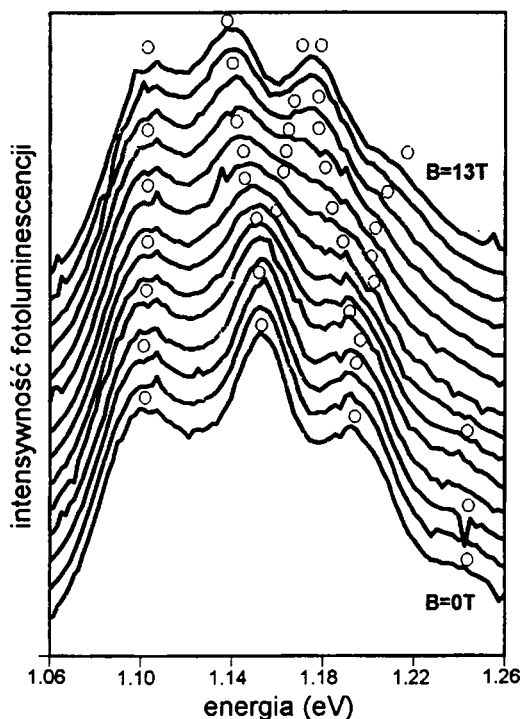
Włączenie pola magnetycznego wprowadza dodatkowe elementy – w słabych polach (do 2 T) sytuacja jest podobna do tej, jaką obserwuje się bez pola; dla pól pośrednich (rzędu 4 T) może pojawić się dodatkowe – trzecie maksimum, podczas gdy dla pól silnych (rzędu 9 T) pozostaje wyłącznie jedno. Taka struktura została zaobserwowana i zmierzona przez grupę Forchela [56] (rys. 15). Jeszcze bardziej intrygujące wydają się rezultaty obserwacji maksimów luminescencji w przypadku silnego pobudzenia kropek, tzn. wtedy, gdy w kropce związany jest więcej niż jeden ekscyton. Dobrze widoczna jest w takim przypadku struktura o trzech maksimach bez obecności pola magnetycznego, która pod wpływem pola przechodzi w strukturę czterech maksimów (rys. 16). Takie zachowanie widoczne jest wyraźnie dla silnie oświetlonych kropek samorosnących o kształcie zarówno soczewek (o średnicy rzędu 20 nm otrzymanych w heterostrukturze GaAs/InGaAs), jak też piramidek (o rozmiarach zaledwie kilku nm i zawierających tylko kilka nośników, a otrzymanych w heterostrukturze GaAs/InAs).



Rys. 15. Widma fotoluminescencji w polu magnetycznym dla różnych średnic kropek kwantowych: (a) 34 nm, (b) 35 nm, (c) 41 nm [56].

Próby wyjaśnienia struktury maksimów luminescencji dla kropek podważyły wiarygodność tzw. modelu pasmowej struktury kropki. Ten przyjmowany powszechnie model zakłada, że kropka kwantowa jest mikrokryształem, zatopionym w otaczającym ją kryształie półprzewodnika o odmiennych parametrach pasmowych. Ze względu na to na granicy struktur dochodzi do ugięcia pasm przewodnictwa oraz walencyjnego i pojawienia się w ten sposób poten-

cjału wiążącego nośniki. Model ten okazuje się zbyt uproszczony dla wyjaśnienia subtelności doświadczeń fotoluminescencji. Alternatywne podejście polega na traktowaniu kropki kwantowej jako lokalnego zaburzenia pola krystalicznego otaczającego ją półprzewodnika i szukaniu w sposób perturbacyjny efektywnego potencjału wiążącego dla elektronu i dziury. Należy przy tym uwzględnić wzajemny wpływ obecności obu typów nośników w obrębie kropki. Taki właśnie opis prowadzi do pojawienia się stanów metatrwałych par elektron-dziura, które mogą rekombinować promieniście w podczerwieni. Pozwala to wyjaśnić obserwowaną doświadczalnie wielokrotną strukturę maksimum luminescencji – każde dodatkowe maksimum wiąże się z obecnością dodatkowego stanu metatrwałego ekscytonu związanego [57].



Rys. 16. Ewolucja widma PL samorosnących kropek kwantowych w zwiększającym się polu magnetycznym [33].

Należy dodać, że pomiary fotoluminescencji są prowadzone bardzo intensywnie w wielu laboratoriach, gdyż świecące kropki kwantowe stanowią bardzo atrakcyjny ośrodek laserujący o wyjątkowo dobrych parametrach. Są one lepsze od studni kwantowych ze względu na korzystniejsze zachowanie się funkcji gęstości stanów. Ponadto lasery takie mogą pracować w wysokich temperaturach, gdyż szkodliwe dla wydajności lasera oddziaływa-

nie z fononami jest zablokowane (małe rozmiary kropek są niewspółmierne z długofalowymi fononami). Dodatkową korzyścią jest możliwość strojenia laserów na kropkach kwantowych za pomocą pola magnetycznego. Jak zostało opisane powyżej, wpływa ono bowiem w sposób istotny na strukturę widma fotoluminescencji. W przypadku laserów na studniach kwantowych obserwuje się pojedyncze maksimum PL. Odpowiada ono rekombinacji ekscytonu poprzez przeskok elektronu z pasma przewodnictwa do walencyjnego przez przerwę wzbronioną półprzewodnika, z którego zrobiona jest studnia. Wpływ pola magnetycznego na stany ekscytonów w studni ujawnić się może dopiero w obecności akceptorów lub donorów, jednakże w sposób nie tak bogaty jak dla kropek. Z uwagi na brak stanów metatrwałych dla ekscytonu związanego na domieszce nie obserwuje się tu rozszczepienia maksimum luminescencji, a jedynie jego przesunięcie pod wpływem pola magnetycznego w stosunku do przejścia wywołanego przez rekombinację ekscytonu swobodnego. Ta istotna różnica między kropką a donorem/akceptorem w studni wiąże się ściśle z potencjałem wiążącym dla obu zaburzeń struktury półprzewodnika studni. W przypadku domieszki potencjał wiążący jest kulombowski z osobliwością, której brak w przypadku kropki. Brak tej osobliwości powoduje, że taka studnia potencjału może być zamieniona w studnię podwójną pod wpływem obecności nośnika przeciwnego znaku. Prowadzi to w efekcie do pojawienia się stanu metatrwałego (jest to drugi, obok podstawowego, stan o zerowym momencie pędu, związany z istnieniem drugiej jamy efektywnego potencjału wiążącego). Między tymi stanami dipolowe przejście optyczne jest wzbronione. Pojawienie się stanów metatrwałych dla kropek kwantowych stwarza jeszcze jedną wyjątkową możliwość – dla małych kropek, zawierających najwyżej dwa elektrony, możliwe jest uzyskanie układu trypoziomowego ze stanem metatrwałym dla samych elektronów. Można w ten sposób skonstruować laser podczerwony, pracujący niejako wewnątrz pasma, który byłby aktywowany prądem.

5. Podsumowanie

Bardzo szybki postęp w dziedzinie wytwarzania i badania nanostruktur związanych jest przede

wszystkim z perspektywami dalszej miniaturyzacji rozmaitych urządzeń elektronicznych i optoelektronicznych. Odnosi się to w szczególności do układów scalonych, gdzie przejście od skali mikro do skali nano byłoby prawdziwą rewolucją. Dlatego właśnie prowadzone są bardzo intensywne badania nad jednoelektronowym tranzystorem, w projektowaniu którego wykorzystuje się technologię kropek kwantowych. Wydaje się też, że cała dziedzina nazywana nanotechnologią będzie musiała odwoływać się do kwantowych realiów fizycznych sprawdzanych obecnie na kropkach kwantowych. Nie bez znaczenia są również bardzo obiecujące wyniki konstrukcji laserów na kropkach kwantowych. Urządzenia te w porównaniu z innymi laserami półprzewodnikowymi odznaczają się lepszymi parametrami sprawnościowymi. Mogą one również działać w wysokich temperaturach, niedostępnych dla konstrukcji opartych na studniach kwantowych czy litych półprzewodnikach. Mogą być także łatwo i w dość szerokim zakresie przestrajane przez umieszczenie ich w odpowiednim polu magnetycznym. Wreszcie technologie spontanicznego tworzenia kropek w trakcie procesów narastania naprężonych warstw w czasie epitaksji czynią proces uzyskiwania kropek dostępnym niemal w skali technicznej. Warto dodać, że właśnie tą metodą uzyskiwane są najmniejsze kropki o wymiarach zaledwie kilku nanometrów, wiążące 1 czy 2 elektrony i dlatego będące materiałem bardzo obiecującym z punktu widzenia zastosowań optycznych.

Niebagatelny jest również aspekt poznawczy, związany z możliwością sprawdzania mechaniki kwantowej na nowym fizycznym obiekcie – sztucznym atomie, oferującym ogromne bogactwo zjawisk porównywalnych ze standardową fizyką atomową. Na szczególne podkreślenie zasługuje tu fakt, że układ wielu elektronów w kropkach ze studni kwantowych z praktycznie dwuwymiarowym układem elektronów jest odmienny topologicznie od układów atomowych. Nie ma wątpliwości, że bardzo interesująca i złożona możliwość innych realizacji mechaniki kwantowej w takich sytuacjach dotyczy również kropek kwantowych. Struktura złożonych fermionów, odpowiedzialna za ułamkowe kwantowe zjawisko Halla przejawia się także w przypadku kropek, chociaż bezpośrednio potwierdzenie doświadczalne tego faktu jest trudne ze względu na brak możliwości prowadze-

nia transportowych pomiarów hallowskich w tych układach. Pozostałe doświadczenia, badające zarówno stosunki energetyczne stanów jednocząstkowych, jak i subtelności związane z twierdzeniem Kohna, nie potrafią na razie sięgnąć do bogactwa fizyki zjawisk kolektywnych w kropkach kwantowych. Interesująca może być tu perspektywa badania zjawisk związanych z oddziaływaniem kropek ze światłem o fali dużo krótszej niż daleka podczerwień, krótszej nawet od rozmiarów kropek i mogącym uruchamiać wewnętrzne stopnie swobody tych układów kwantowych.

Literatura

- [1] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).
- [2] R. Dingle, W. Wiegmann, C.H. Henry, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 827 (1974).
- [3] M.A. Herman, *Postępy Fizyki* **34**, 431 (1983).
- [4] K.v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980); K.v. Klitzing, *Postępy Fizyki* **37**, 527 (1986).
- [5] D.C. Tsui, H.L. Störmer, A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982); także: K.I. Wysokiński, T. Dietl, *Postępy Fizyki* **36**, 515 (1985).
- [6] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
- [7] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **27**, 3383 (1983).
- [8] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
- [9] L. Jacak, P. Sitko, K. Wieczorek, *Anyony i złożone fermiony* (Oficyna Wydawnicza PWR, Wrocław 1995).
- [10] F. Wilczek, *Fractional statistics and anyon superconductivity* (World Scientific, Singapore 1990); także: *Postępy Fizyki* **44**, 565 (1993).
- [11] J.K. Jain, *Science* **266**, 1199 (1994).
- [12] P.M. Petroff, A.C. Gossard, R.A. Logan, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 635 (1982).
- [13] M.A. Reed, R.T. Bate, K. Bradshaw, W.M. Duncan, W.M. Frensley, J.W. Lee, H.D. Smith, *J. Vac. Sci. Technol. B* **4**, 358 (1986).
- [14] J. Cibert, P.M. Petroff, G.J. Dolan, S.J. Pearton, A.C. Gossard, J.H. English, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1275 (1986).
- [15] H. Temkin, G.J. Dolan, M.B. Panish, S.N.G. Chu, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 413 (1987).
- [16] K. Kash, A. Scherer, J.M. Worlock, H.G. Craighead, M.C. Tamargo, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1043 (1986).
- [17] P. Hawrylak, J.J. Palacios, *Phys. Rev. B* **51**, 1769 (1995).
- [18] M.A. Reed, „Kropki kwantowe”, *Świat Nauki*, marzec 1993, s. 40.
- [19] T.P. Smith, K.Y. Lee, C.M. Knoedler, J.M. Hong, D.P. Kern, *Phys. Rev. B* **38**, 2172 (1988).

- [20] C. Sikorski, U. Merkt, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2164 (1989).
- [21] K. Brunner, U. Bockelmann, G. Abstreiter, M. Walther, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3216 (1992).
- [22] A.I. Ekimov, A.L. Efros, A.A. Onushchenko, *Solid State Commun.* **56**, 921 (1985).
- [23] T. Fukui, S. Ando, Y. Tokura, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2018 (1991).
- [24] J.A. Lebens, C.S. Tsai, K.J. Vahala, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2642 (1990).
- [25] P.M. Petroff, S.P. Denbaars, *Superlattices and Microstructures* **15**, 15 (1994).
- [26] I.N. Stranski, L. von Krastanow, *Akad. Wiss. Let. Mainz Math. Natur. K1 IIB* **146**, 797 (1939).
- [27] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **52**, 11969 (1995).
- [28] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, *Electron. Lett.* **30**, 1416 (1994).
- [29] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, G. Bastard, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 716 (1994).
- [30] S. Fafard, R. Leon, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff, *Phys. Rev. B* **50**, 8086 (1994).
- [31] S. Fafard, R. Leon, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff, *Phys. Rev. B* **52**, 5752 (1995).
- [32] S. Raymond, S. Fafard, P.J. Poole, A. Wójs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P.M. Petroff, J.L. Merz, *Phys. Rev. B* **54**, 15116 (1996).
- [33] S. Raymond, P. Hawrylak, C. Gould, S. Fafard, A. Sachrajda, M. Potemski, A. Wójs, S. Charbonneau, D. Leonard, P.M. Petroff, J.L. Merz, *Solid State Commun.* **101**, 883 (1997).
- [34] V. Fock, *Z. Phys.* **47**, 446 (1928).
- [35] C.G. Darwin, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **27**, 86 (1930).
- [36] W.L. Boncz-Brujewicz, S.G. Kałasznikow, *Fizyka półprzewodników* (PWN, Warszawa 1985).
- [37] P.A. Maksym, T. Chakraborty, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 108 (1990).
- [38] P. Bakshi, D.A. Broido, K. Kempa, *Phys. Rev. B* **42**, 7416 (1990).
- [39] L. Brey, N.F. Johnson, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **40**, 10647 (1989).
- [40] W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
- [41] L. Jacak, J. Krasnyj, A. Wójs, *Physica B* **229**, 279 (1997).
- [42] M. Bayer, V.B. Timofeev, T. Gutbrod, A. Forchel, R. Steffen, J. Oshinowo, *Phys. Rev. B* **52**, 11623 (1995).
- [43] D.A. Broido, L.J. Sham, *Phys. Rev. B* **31**, 888 (1985).
- [44] D.A. Broido, A. Cros, U. Rössler, *Phys. Rev. B* **45**, 11395 (1992).
- [45] T. Darnhofer, U. Rössler, *Phys. Rev. B* **47**, 16020 (1993).
- [46] T. Darnhofer, U. Rössler, D.A. Broido, *Phys. Rev. B* **52**, 14376 (1995).
- [47] G.W. Bryant, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1140 (1987).
- [48] P. Hawrylak, D. Pfannkuche, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 485 (1993).
- [49] P. Hawrylak, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3347 (1993).
- [50] P.A. Maksym, T. Chakraborty, *Phys. Rev. B* **45**, 1947 (1992).
- [51] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 788 (1990).
- [52] B. Meurer, D. Heitmann, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1371 (1992).
- [53] R.C. Ashoori, H.L. Störmer, J.S. Weiner, L.N. Pfeifer, K.W. Baldwin, K. West, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 613 (1993).
- [54] U. Bockelmann, K. Brunner, G. Abstreiter, *Solid State Electron.* **37**, 1109 (1994).
- [55] S. Fafard, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1388 (1994).
- [56] M. Bayer, A. Schmidt, A. Forchel, F. Faller, T.L. Reinicke, P.A. Knipp, A.A. Dremin, V.D. Kulakovskii, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3439 (1995).
- [57] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs, *Kropki kwantowe* (Oficyna Wydawnicza PWR, Wrocław 1996).

Nadciekłość ^3He : odkrycie i zrozumienie*

Douglas D. Osheroff

Department of Physics, Stanford University, Stanford, California, USA

Superfluidity in ^3He : discovery and understanding

Nobel Lecture, 7 December 1996, Stockholm

1. Odkrycie

Zabierając się do napisania tego tekstu, przypomniałem sobie ogólne podekscytowanie, które ogarnęło fizykę niskich temperatur w 1971 r. Rozwijały się wtedy nowe metody chłodzenia i wszyscy czuli, że interesująca i nowa fizyka czeka właśnie na odkrycie w świecie ultraniskich temperatur, który wkrótce stanie się dostępny dla badań dzięki tym technikom.

Przybyłem na Uniwersytet Cornella, aby wykonać pracę doktorską na temat, który zaliczano wtedy do fizyki ciała stałego, ale po rozmowie z Bobem Richardsonem, przeprowadzonej jesienią 1967 r., w której opisał mi, jak działa chłodziarka rozcieńczalnikowa, szybko wciągnęła mnie obiecująca dziedzina – fizyka niskich temperatur. W tym czasie pracowałem jako asystent Dave'a Lee. Dave najwyraźniej uważał, że jestem dość pojętny, i zaproponował mi, abym przyłączyłem się do grupy. Pod koniec mojego pierwszego roku na Cornellu wraz z innym doktorantem, Jimem Sitesem, skonstruowaliśmy chłodziarkę rozcieńczalnikową, która później posłużyła do odkrycia nadciekłości ^3He .

Chłodziarka rozcieńczalnikowa jest urządzeniem wykorzystującym nie znikającą (ok. 6%) rozpuszczalność ciekłego ^3He w nadciekłym ^4He w niskich temperaturach, aby doprowadzić do efektywnego „odparowania” ciekłego ^3He do dowolnie

niskich temperatur. Ponieważ ^3He w temperaturach milikelwinowych jest zwyrodniałą cieczą Fermiego o entropii proporcjonalnej do temperatury, urządzenie takie ma zdolność chłodzenia zmniejszającą się co najmniej proporcjonalnie do kwadratu temperatury. W tamtych czasach takie chłodziarki potrafiły osiągnąć tylko ok. 15 mK.

Sites zamierzał zmierzyć podatność magnetyczną stałego ^3He tak blisko temperatury uprządkowania spinowego, jak to możliwe, oceniając ją na 2 mK. Efektywne oddziaływanie spinowe w tym układzie jest wynikiem wymiany międzyatomowej o częstości sięgającej 40 MHz. Dla porównania, obliczona częstość wymiany międzyatomowej w krzemie jest, jak się okazało, mniejsza od jednego aktu wymiany w ciągu całego czasu istnienia Wszechświata! Chłodziarka rozcieńczalnikowa była tylko pierwszym krokiem Jima w nowym procesie chłodzenia. Następny etap chłodzenia polegał na adiabatycznym zestalaniu ciekłego ^3He , czyli chłodzeniu Pomeranczuka, nazwanym tak od nazwiska rosyjskiego teoretyka, który zaproponował tę metodę w 1950 r., zanim ktokolwiek wytworzył ciekły ^3He ! Pomeranczuk zwrócił uwagę, że ze względu na swój półłukowy spin ciekły ^3He powinien być zwyrodniałą cieczą Fermiego. Z tego powodu dla dostatecznie niskich temperatur jego entropia powinna być liniową funkcją temperatury. Stały ^3He powinien mieć entropię zdominowaną w niskich

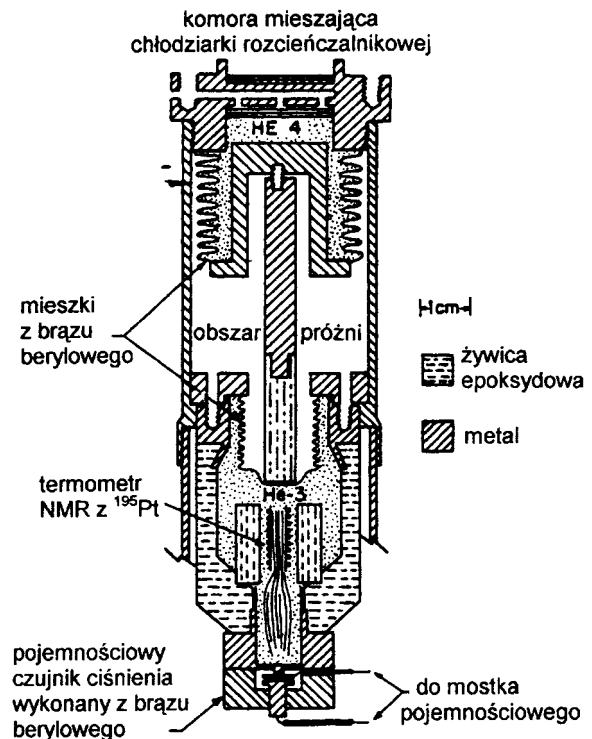
*Wykład noblowski, wygłoszony 7 grudnia 1996 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1997 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

temperaturach przez nieuporządkowane spiny jądrowe, $S_s \approx R \ln 2$ na mol, w związku z czym przy dostatecznie niskich temperaturach entropia cieczy powinna spaść poniżej entropii ciała stałego. W tej raczej niezwyklej sytuacji ciepło topnienia powinno być ujemne, stąd zestalenie części próbki ciekłej przez sprężanie przy stałej entropii powinno obniżyć jej temperaturę. Rzeczywiste ochłodzenie wynosi ok. 1 mK na każdy procent próbki ciekłej doprowadzony do zestalenia. Pomeranczuk argumentował, że proces ten może zachodzić aż do temperatury, w której następuje uporządkowanie spinowe, co czyni zeń idealne narzędzie do badania uporządkowania jądrowego w ciałach stałych [2].

Główny problem z propozycją Pomeranczuka polegał na tym, że praca wykonana nad układem, aby zestalić ciecz $P_t(V_s - V_c)$, w pobliżu temperatury zestalenia przewyższa ciepło przemiany o dwa lub trzy rzędy wielkości. Do jakiego stopnia odwracalny będzie proces sprężania? Anufriew w Rosji już w 1964 r. pokazał, że proces zachodzi [3], ale osiągnął w swych doświadczeniach temperaturę jedynie 20 mK. Nikt nie udowodnił, że proces ten pozwala osiągnąć temperatury istotnie niższe od osiągalnych przez chłodziarki rozcieńczalnikowe, a tym bardziej jeszcze niższe – aż do temperatury uporządkowania spinowego w stałym ^3He . Zarówno grupa Johna Wheatleya w La Jolla (Uniwersytet Kalifornijski, San Diego), jak i nasza na Cornellu obstawiały wynik pozytywny. Pomimo rozmaitych komplikacji układ Sitesa zaczął działać w ciągu drugiego roku moich studiów doktoranckich [4]. Jim doktoryzował się latem 1969 r., przekazując mi swój kriostat. Był jedynym członkiem grupy niskich temperatur, który zdołał ukończyć doktorat w ciągu czterech lat.

W ciągu trzeciego roku studiów doktoranckich ulepszyłem naszą chłodziarkę rozcieńczalnikową i zbudowałem nową komórkę Pomeranczuka, opartą na projekcie wykonanym w roku poprzednim, w czasie rekonwalescencji po operacji kolana, którą przeszedłem po wypadku na nartach. Sites użył dość skomplikowanego układu trzech komór wypełnionych helem i dwu metalowych mieszków, aby zmniejszyć objętość obszaru ^3He , konieczną do sprężenia i zestalenia cieczy. W jego komórce zwoje mieszków zawierających ^3He zamykały się, gdy następowało sprężanie. Gdy ciało stałe tworzyło się w zwojach, następowała jego deformacja

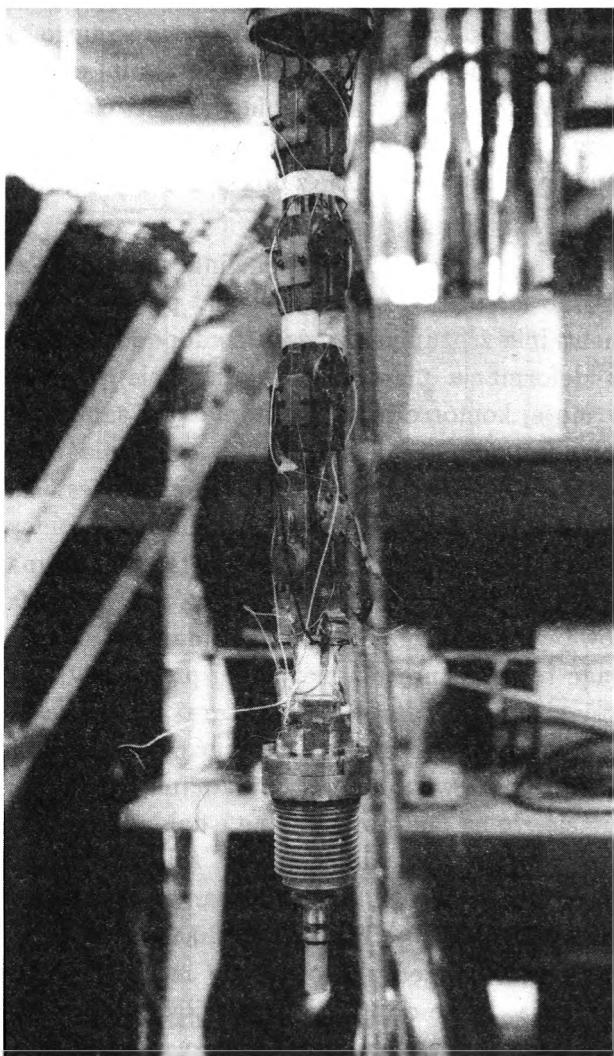
plastyczna, która była źródłem nieodwracalnego ogrzewania. Moja komórka była prostsza; składała się z tylko dwóch komór helowych z mieszkami w postaci prasy hydraulicznej, jak pokazuje rys. 1. Nadciekły ^4He był wprowadzany pod ciśnieniem do układu dużego mieszka u góry, co powodowało przesuwanie tłoka centralnego w dół i wciskanie dolnego mieszka do obszaru wypełnionego ^3He . Fotografję górnego mieszka dołączonego do chłodziarki rozcieńczalnikowej pokazuje rys. 2.



Rys. 1. Schematyczny rysunek komórki Pomeranczuka użytej przy odkryciu nadciekłości w ^3He [11]. Nadciekły ^4He był tłoczony do górnego zespołu mieszków pod ciśnieniem, przemieszczając dolne mieszki do obszaru zajętego przez ^3He . Pojemnościowy czujnik ciśnienia znajduje się u dołu.

Na początku czwartego roku studiów doktoranckich działała już nowa, dwustopniowa chłodziarka, ulepszyłem również nasz układ termometrii NMR. Nie czułem się jeszcze na siłach używać układu do badań fizycznych pracując w pojedynkę, stworzyłem więc zespół z Lintonem Corruccinim, doktorantem z mojej grupy wyprzedzającym mnie o rok. Linton chciał sprawdzić niezwykle efekt przewidziany przez Leggetta i Rice'a [5], wynikający z oddziaływań pól molekularnych, gdy nie dochodzi do zderzeń dzięki temu, że ^3He jest cieczą Fermiego. Spinowy współczynnik dyfuzji w cieczy miałyby się wówczas zmieniać w zależno-

ści od kąta odchylenia spinów w impulsowym pomiarze NMR. Użyliśmy komórki Pomeranczuka, aby ochłodzić pośrednio oddzielną próbkę ciekłego ^3He do temperatury około 6 mK. Doświadczenie udało się [6] i mogliśmy po raz pierwszy oszacować parametr Landaua cieczy Fermiego F_1^* używając teorii Leggetta-Rice'a.



Rys. 2. Fotografia dolnej części chłodziarki rozcieńczalnikowej użytej przy odkryciu, pokazująca kolumnę wymiennika ciepła oraz (na dole) komorę mieszającą z mieszanką komory ^4He i tłokiem dla komórki Pomeranczuka.

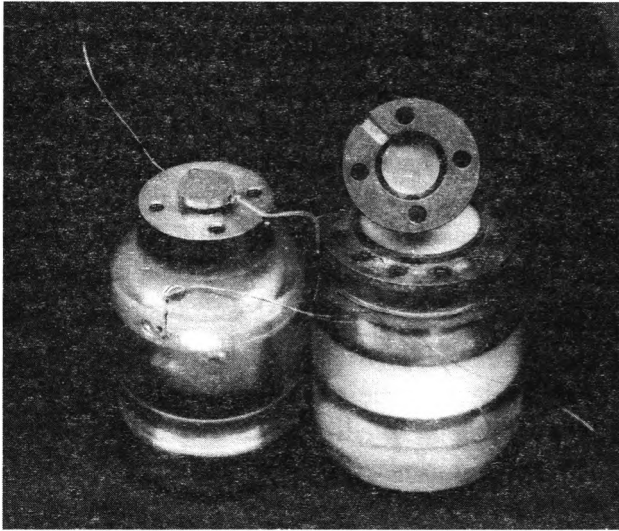
Stało się to na krótko przed piątym i, jak zakładałem, ostatnim rokiem moich studiów doktorskich. Ożeniłem się z Phyllis S.K. Liu w sierpniu 1970 r., w dwa tygodnie po tym, jak obroniła ona pracę doktorską i zaczęła pracować na kontrakcie podoktorskim w biochemii, czekając na ukończenie pracy doktorskiej przeze mnie.

Dave Lee chciał, abym używając mojej aparatury wykrył uporządkowanie spinowe w stałym ^3He . Nie byłem całkiem pewny jak to zrobić, ale wkrótce potem Dave pokazał mi maszynopis artykułu grupy Johna Wheatleya [7] z Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego, w którym zmierzono obniżenie ciśnienia topnienia ^3He w zależności od temperatury dla kilku wartości pola magnetycznego. To obniżenie powinno być bezpośrednią miarą różnicy magnetyzacji pomiędzy cieczą Fermiego i ciałem stałym. Rezultaty grupy sugerowały anomalnie dużą magnetyzację fazy stałej w słabych polach magnetycznych. Postanowiliśmy sprawdzić ten nieoczekiwany wynik przy użyciu naszej aparatury, w której stosowaliśmy zupełnie inną termometrię niż grupa z La Jolla.

Niestety, jak się okazało, wyniki z La Jolla były wynikiem błędu termometrii tej grupy, a stopień obniżenia, który znaleźliśmy, był mały i trudny do pomiaru [8]. Choć nie wyglądało to na dobrą część doświadczalną pracy doktorskiej, pracowałem zawzięcie. W końcu Bill Tomlinson, pracujący w grupie na kontrakcie podoktorskim, i Jim Kelly, inny doktorant, stwierdzili, że monopolizowałem przez dostatecznie długi czas jedyny magnes NMR należący do grupy i teraz nadchodzi ich kolej, aby go użyć. Niechętnie zgodziłem się oddać magnes, ale utrzymywałem niską temperaturę w mojej aparaturze na wypadek, gdyby ich aparatura okazała się nieszczelna, co wtedy zdarzało się często.

Czekając na ich decyzję co do pomiarów postanowiłem zobaczyć, jak niską temperaturę mogę osiągnąć w mojej komórce Pomeranczuka. Wiedzieliśmy, że nasz termometr NMR z drutu miedzianego tracił kontakt cieplny z ciekłym ^3He w komórce nieco poniżej 2.7 mK, ale czułem, że moglibyśmy ekstrapolować naszą temperaturę jeszcze niżej, znając oczekiwane nachylenie krzywej topnienia ^3He , już zmierzone w La Jolla [9] i przeze mnie poniżej 3 mK. Mój pomiar polegał na wytwarzaniu stałego ^3He w stałym, ściśle określonym tempie, i zapisie ciśnienia topnienia w funkcji czasu na rejestratorze. Warto tu dodać, że używałem pojemnościowego czujnika ciśnienia, podobnego do skonstruowanego po raz pierwszy przez Straty'ego i Adamsa [10] z Uniwersytetu stanu Floryda. W urządzeniu takim ciśnienie hydrostatyczne wyginało cienką, metalową przegrodę, do której była przymocowana jedna

z okładek kondensatora płaskiego, którego pojemność mierzono mostkiem pojemnościowym prądu zmiennego. Urządzenie to miało lepszą rozdzielczość od wszystkiego, co stosowano przedtem. Części mojego czujnika ciśnienia pokazuje rys. 3.



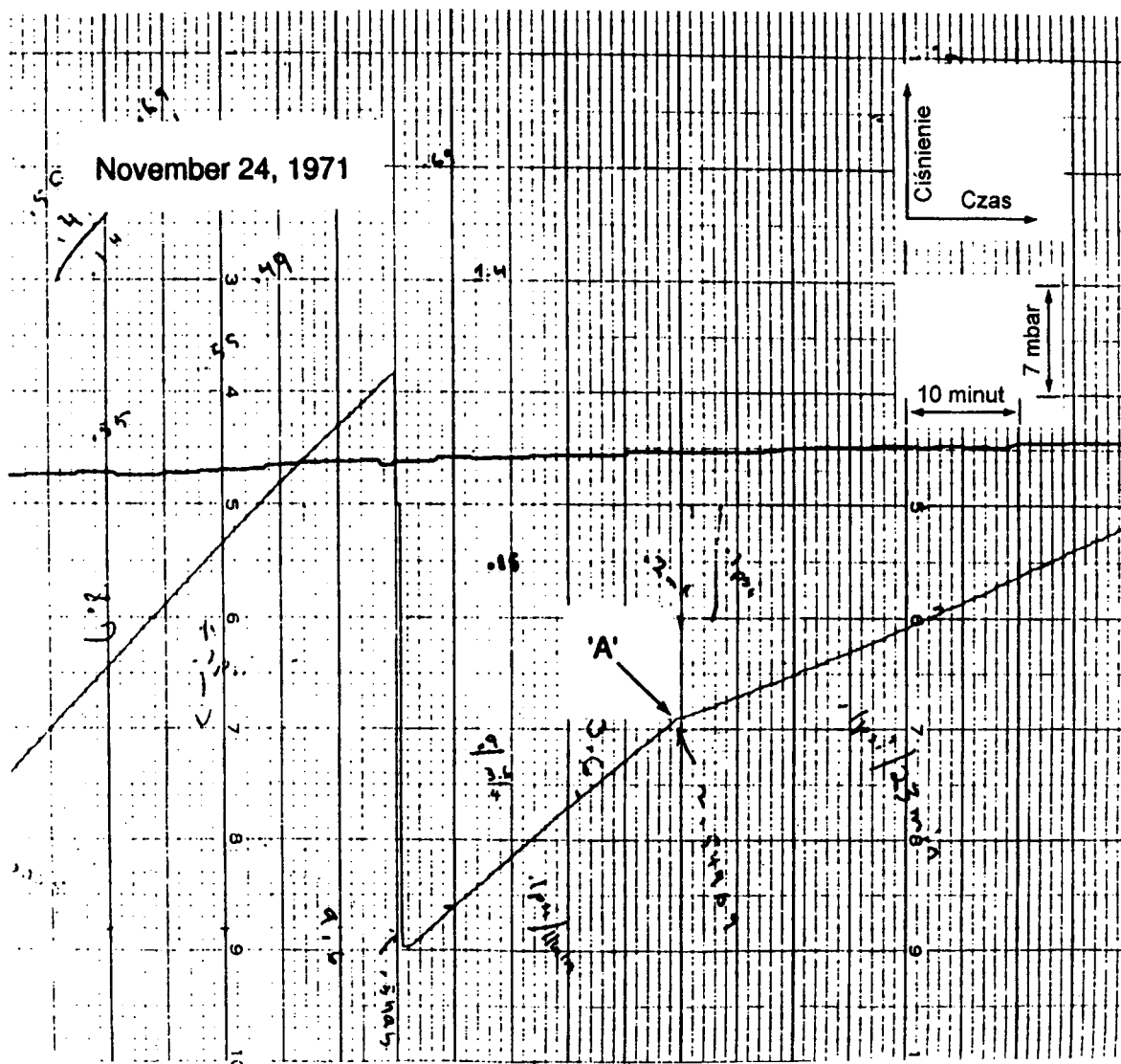
Rys. 3. Fotografia pojemnościowego czujnika ciśnienia w komórce ^3He w trakcie montażu. Z lewej strony ruchoma okładka kondensatora przymocowana do przesyłony metalowej, z prawej – okładka nieruchoma.

Pierwsze takie doświadczenie przeprowadziłem we środę 24 listopada 1971 r., ostatniego dnia przed czterema dniami wolnymi od pracy z okazji amerykańskiego Święta Dziękczynienia. Patrzyłem, jak ciśnienie stopniowo rosło w czasie ochładzania komórki. Nagle, w temperaturze, którą oceniałem na około 2.6 mK, szybkość chłodzenia spadła mniej więcej dwukrotnie. Sądziłem, że spadek szybkości ochładzania sygnalizuje początek ogrzewania wywołanego przez deformację plastyczną stałego ^3He wskutek ruchu mieszka i wkrótce postanowiłem przerwać sprężanie. Fragment wynikającej stąd zależności ciśnienia od czasu, po raz pierwszy wykazującej załamanie, pokazuje rys. 4. Liczby wpisałem odręcznie cztery dni później. Po stopieniu stałego ^3He w komórce wskutek rozprężania, postanowiłem oziębć wstępnie moją komórkę do tak niskiej temperatury, jaką mogła osiągnąć moja chłodziarka rozcieńczalnikowa w ciągu całych czterodniowych świąt, i spróbować wrócić do doświadczenia w poniedziałek. Gdybym zaczął od 15 mK, a nie od 20 mK, to w temperaturze 2.6 mK miałbym o 30% mniej ciała stałego w komórce niż podczas sprężania 24 listopada.

Owego decydującego poniedziałku zjawilem się w laboratorium około południa, zjadłem jak zwykle szybki lunch i około 12:35 zacząłem sprężanie. O 17:50 zbliżałem się do ciśnienia, przy którym uprzednio nastąpił nagły spadek szybkości ochładzania. Nie oczekiwałem, że nagłe załamanie nastąpi przy tym samym ciśnieniu, jeśli w ogóle nastąpi. Tymczasem wkrótce zobaczyłem inne załamanie na wykresie zależności ciśnienia od czasu i było widać, że leży ono blisko tego samego ciśnienia, co poprzednio. Serce podeszło mi do gardła. Wyznaczyłem zaraz obie wartości ciśnienia, przy których pojawiły się te „duchy”, i stwierdziłem, że są one identyczne z dokładnością względną 0.002%!

W tym momencie adrenalina zaczęła gwałtownie płynąć w moich żyłach, ponieważ momentalnie zrozumiałem, że prawdopodobieństwo, iż deformacja plastyczna miałaby się pojawiać w mojej komórce przy dokładnie tym samym ciśnieniu podczas kolejnych cykli sprężania o zupełnie innych warunkach początkowych jest znikome. Bardziej logiczne wyjaśnienie tej koincydencji polegało na przyjęciu, że załamania sygnalizowały jakąś wysoce powtarzalną przemianę fazową w mojej komórce. Czyżby udało mi się osiągnąć temperaturę magnetycznej przemiany fazowej w stałym ^3He ? Temperatura wydawała się zbyt wysoka. Zacząłem powtarzać cykle sprężania i rozprężania wokół punktu załamania, aby upewnić się, że są one powtarzalne i dokładniej zmierzyć wartość ciśnienia. Pierwszą zależność ciśnienia od czasu wokół punktu załamania uzyskaną tego dnia pokazuje rys. 5. Odszukałem Boba Richardsona i przedyskutowaliśmy możliwą naturę przejścia, które odkryłem. Zgodziliśmy się, że jeżeli jest to przemiana fazowa pierwszego rodzaju w ciele stałym, kiedy układ spinów traci do 30% swojej entropii, to wyjaśniałoby to zmianę nachylenia krzywej zależności ciśnienia od czasu. Wynikiem tej dyskusji był możliwy magnetyczny wykres fazowy dla spinów w fazie stałej, naszkicowany w moim zeszycie laboratoryjnym, co pokazuje rys. 6. W tym czasie w ogóle nie braliśmy pod uwagę możliwości przemiany fazowej w ciekłym helu!

Zauważmy, że na rys. 5 daleko z prawej strony leży niewielki, nagły spadek ciśnienia w funkcji czasu. Wkrótce uświadomiłem sobie, iż ta osobliwość, którą zauważałem zawsze, choć przy róż-

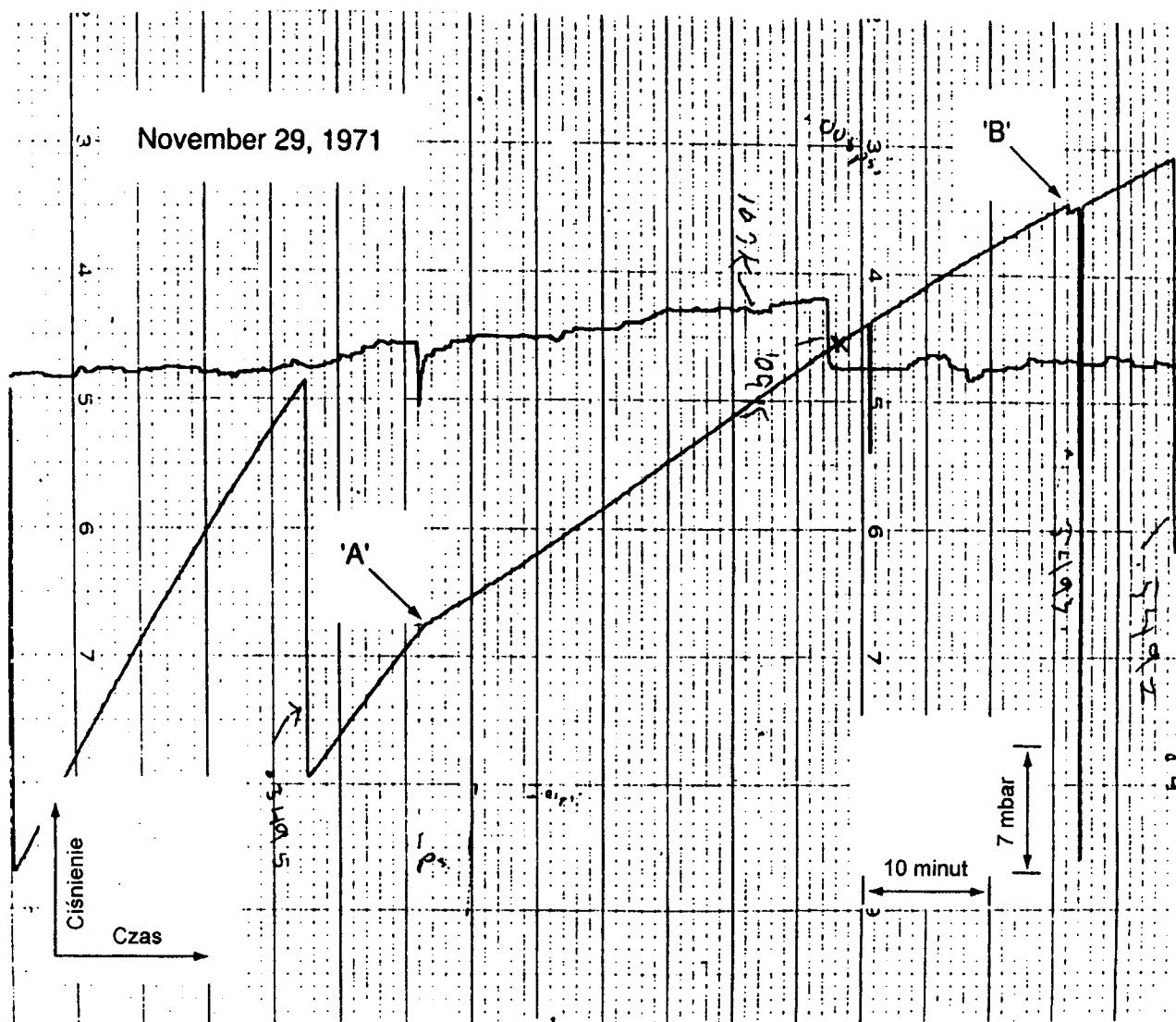


Rys. 4. Krzywa zależności ciśnienia od czasu otrzymana 24 listopada 1971 r., pokazująca pierwszą obserwację przejścia A. Ciśnienie rośnie pionowo do góry, czas – na prawo. Nagłe skoki na zapisie występują wówczas, gdy mostek pojemnościowy ulega zerowaniu. Nierówna linia stanowi zapis temperatury w chłodziarce rozcieńczalnikowej.

nych ciśnieniach, także oznaczała przemianę fazową, która jednakże wykazywała znaczny stopień przechłodzenia. Z tym małym schodkiem było zawsze związane wąskie plateau na przebiegu krzywej ciśnienia przy rozprężaniu podczas ogrzewania, które występowało dla wysoce powtarzalnej wartości ciśnienia. To jawne przejście wydawało się znacznie trudniejsze do wyjaśnienia przez model spinowy w ciele stałym. Nazywaliśmy początkowo przejście w wyższej temperaturze „duchem”, a w niższej – „duchem prim”, ale wkrótce przechrzciliśmy „ducha” na przejście A, a „ducha prim” na przejście B. Te oznaczenia są używane po dziś dzień i, jak zobaczymy, okazały się całkiem prorocze w stosunku

do mikroskopowej identyfikacji obydwu faz nadciekłych.

Wkrótce zauważyliśmy, że gdy kontynuowaliśmy sprężanie po przejściach A i B, to ciśnienie rosło powoli do wartości maksymalnej, a całkowita zmiana ciśnienia od przejścia A przewyższała zmianę możliwą, gdyby przejście A było „oczekiwanym” przejściem do uporządkowanych spinów w ciele stałym lub nawet gdyby jedyne „oczekiwane” przejście zachodziło w temperaturze 2 mK. Faza stała zdawała się trzymać kurczowo swej entropii do zbyt niskiej temperatury. Aby złapać dwie sroki za ogon, założyliśmy, że przy przejściu A dzieje się w ciele stałym coś takiego, co zapobiega dalszemu porządkowaniu spinów jądro-



Rys. 5. Zapis zależności ciśnienia od czasu otrzymany 29 listopada 1971 r., z drugą obserwacją przejścia A. Odnotowujemy, że załamanie A występuje przy tym samym ciśnieniu co na zapisie z rys. 4. Zwróćmy uwagę na słaby, ale bardzo wyraźny spadek ciśnienia oznaczony B. Przejście B zostało zaobserwowane wtedy po raz pierwszy.

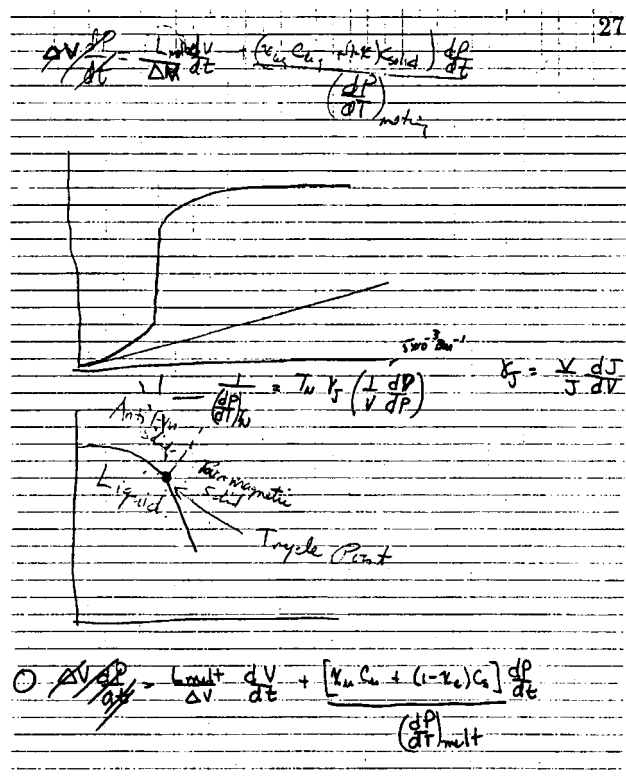
wych. Mogła to być strukturalna przemiana fazowa.

Powyższe rewelacje zupełnie zmieniły bieg mojej pracy doktorskiej. Wkrótce Tomlinson i Kelly zakończyli z powodzeniem swoje pomiary i 2 grudnia znów wszedłem w posiadanie laboratoryjnego magnesu NMR. Postanowiliśmy zbadać wpływ pola magnetycznego na przejścia A i B, gdyż efekt musiałby wystąpić, jeżeli były to przejścia magnetyczne w ciele stałym. W tym czasie może nawet bardziej istotna była nadzieja, że zależność od pola magnetycznego wykluczy możliwość, iż obserwowane przejścia wynikają z działania pojemnościowego czujnika ciśnienia. Rzeczywiście okazało się, że wartości ciśnienia dla obu

przejść zmniejszały się proporcjonalnie do kwadratu natężenia przyłożonego pola magnetycznego. Na dodatek stwierdziliśmy, że przejście A rozszczepia się nieznacznie na dwa przejścia w silnych polach magnetycznych, przy czym rozszczepienie było liniowe względem pola i osiągało $60 \mu\text{K}$ w polu równym 1 T. Udało nam się również wykazać, że temperatura w naszej komórce, mierzona przez termometr NMR, także odzwierciedla zmianę ciśnienia rejestrowaną przy przejściu A.

Dnia 17 grudnia 1971 r. ogrzałem kriostat do 1 K i zacząłem zmieniać ciśnienie, przechodząc przez zakres, w którym obserwowaliśmy przejście A, lecz nie trzymając się krzywej topnienia, aby sprawdzić, czy pomimo wyników pomia-

rów w zewnętrznym polu magnetycznym, przejście A nie jest jednak wynikiem błędów w pomiarze ciśnienia. Wyniki były zachęcające. Ogrzałem zatem kriostat do temperatury pokojowej, aby zamontować nowy platynowy termometr NMR, który, jak mieliśmy nadzieję, będzie w kontakcie cieplnym z cieczą również w niższych temperaturach i zapewni lepszą rozdzielczość. Zaczął się wtedy trudny okres pracy doświadczalnej, który trwał prawie trzy miesiące.



Rys. 6. Wyniki mojej dyskusji z Richardsonem 29 listopada 1971 r., w której przyjmowaliśmy, że załamania A i B odpowiadają przemianom fazowym w ciele stałym.

Dnia 21 grudnia z powrotem oziębiłem kriostat. Trzy dni później stwierdziłem, że platynowy termometr NMR działa i spędziłem parę dni, sprawdzając jego kontakt cieplny z kąpielą ^3He i ogrzewanie przez prądy wirowe o częstotliwości radiowej. W Wigilię Bożego Narodzenia osiągnąłem przejście A, ale wyszedłem z laboratorium wcześniej, już około 10:00 wieczorem. Miałem nadzieję użyć tej samej cewki NMR, aby zbadać sygnał NMR w ^3He , ale sygnał był bardzo słaby. Ostatecznie znalazłem linię NMR w ^3He o 1:55 po północy w noc sylwestrową. Wszystko to wydawało się zupełnie bezużyteczne. Opuściłem laboratorium około trzeciej rano, a gdy wszedłem tam tegoż popołudnia, znalazłem czyjś zapis w zeszy-

cie laboratoryjnym „Szczęśliwego Nowego Roku, Doug”. Dwa dni później sprężyliśmy ^3He i stwierdziliśmy, że nieco stałego ^3He wytworzyło się między drutami platynowymi i termometrem NMR. Nie mogliśmy używać tej samej cewki NMR do pomiarów temperatury i jednoczesnego badania sygnału NMR ^3He !

5 stycznia 1972 r. poleciałem do New Jersey na rozmowę kwalifikacyjną w sprawie pracy w Laboratoriach Bella, bez reszty przekonany, że przejścia A i B zachodzą w układzie spinowym stałego ^3He . Szczęśliwie nikt nie kwestionował tej identyfikacji i po dwóch miesiącach otrzymałem propozycję stałej pracy w ich zespole technicznym. W tym czasie postanowiliśmy opisać nasze rezultaty, bez potwierdzenia naszej interpretacji metodą NMR, i wysłaliśmy do *Physical Review Letters* artykuł pt. „Dowód doświadczalny istnienia nowych faz w stałym ^3He ”. Artykuł przeszedł przez normalny dla tego pisma proces recenzji i wkrótce został opublikowany [11].

Dnia 21 stycznia znów ogrzałem komórkę ^3He , aby zastąpić ją komórką z oddzielną cewką NMR dla ^3He . Wypróbowaliśmy nową żywicę epoksydową na tę komórkę, ale pękła ona przy ochładzaniu. Zrobiłem wtedy inną komórkę z bardziej tradycyjnej żywicy „Stycast 1266”, zastępując nasz berylowo-miedziowy czujnik ciśnienia czujnikiem ze stali nierdzewnej 304, aby się dodatkowo upewnić, że efekty, które stwierdziliśmy nie były wynikiem błędów cechowania naszego tensometru.

Ochładzanie zacząłem ponownie 10 lutego, ale pojawiły się problemy z chłodziarką rozcieńczalnikową. Później okazało się, że korozja wywołana przez spawanie prawie zatkała cienkie kapilary, łączące wymienniki ciepła. Miałem również kłopoty z elektroniką NMR. W końcu 18 lutego (urodziny mojej żony) o godz. 11:58 wieczorem zapisałem w zeszycie laboratoryjnym: „Mam linię NMR ^3He – jest wielka jak stodoła!!!” (Nie podejrzewałem w tamte dni, że te zeszyty mogą mieć znaczenie historyczne!) Ta euforia miała jednak krótkie życie, ponieważ dwa dni później na Uniwersytecie Cornella wysiadło napięcie elektryczne, rzekomo przez wiewiórki, które spowodowały krótkie spięcie linii wysokiego napięcia, i rurka, przez którą pompowaliśmy ^4He do urządzenia, została zablokowana przez zestalone powietrze. Musiałem ją ogrzać do 77 K, aby wyeli-

minować blokadę, ale gdy znów napełniłem dewar ciekłym helem, w kriostacie pojawił się przeciek w głównym kołnierzu próżniowym, który doprowadzał linie pompujące do próżniowej przestrzeni pomiarowej. Przeciek opierał się wszelkim moim próbom usunięcia, i pod koniec lutego zacząłem obrabiać części zamienne dla głównego kołnierza próżniowego – jego wymiana była operacją bardzo trudną i ryzykowną.

Wtedy Willie Gully, student drugiego roku, którego Dave Lee skierował do pracy ze mną, zapytał, czy mógłby spróbować sam usunąć przeciek. Do tego momentu stawałem na głowie, aby utrzymać „nieczyste” ręce Williiego z dala od mego drogiego kriostatu (taka niefortunna postawa utrzymuje się wśród moich własnych doktorantów po dziś dzień). Ponieważ już spisałem kołnierz próżniowy na straty, życzyłem Williamu powodzenia. Zdążyłem już wypróbować starą sztuczkę Wheatleya, polegającą na potraktowaniu feralnego miejsca ciepłą mieszaniną gliceryny i płatków mydlanych, ale Willie zastosował inną mieszankę – wylał zawartość dużej zlewki z ciepłą gliceryną i mydłem na cały kołnierz próżniowy, pokrywając go warstwą o wysokości 1 cm, o ile pamiętam. Kiedy 29 lutego ochłodziliśmy urządzenie, przeciek znikł i nigdy się już nie pojawił. Od tego dnia Willie stał się pełnoprawnym pracownikiem naszego projektu badawczego.

Zbierałem dane NMR przez dwa pierwsze tygodnie marca, rejestrując wysokość maksimum w funkcji czasu w trakcie chłodzenia i podgrzewania przy przejściu przez A. W komórce ^3He wkład cieczy do sygnału NMR był mały i oczekiwaliśmy, iż będzie niezależny od temperatury, podczas gdy sygnał stałego ^3He wzrastał w trakcie chłodzenia prawie jak $1/T$. Czujnik ciśnienia ze stali nierdzewnej wytwarzał spory gradient pola magnetycznego, ale mogliśmy jednoznacznie wykazać, że za każdym razem, kiedy oziębiliśmy układ poza przejście A, stopień wzrostu maksimum NMR w ^3He nieco wzrastał, prawdopodobnie ze względu na wzrastający sygnał stałego ^3He . Zmiana nie była zbyt duża, ale zawsze obecna i silnie skorelowana z załamaniem na krzywej ciśnienia. Znacznie później zrozumieliśmy, że to zwiększenie stopnia przyrostu pojawia się, ponieważ częstość NMR cieczy przesuwają się przy ochłodzeniu poza przejście A i nakładają się na sygnał NMR ciała stałego.

W tym czasie zaczęliśmy sobie stopniowo uświadamiać, że przejście A może zachodzić w cieczy. W związku z tym wziąłem pod uwagę możliwość, że zmiana przewodności cieplnej cieczy przy przejściu A może powodować zmianę szybkości zestalania w obszarze obserwowanym przez cewkę NMR, co powoduje wspomniany niewielki wzrost maksimum. Aby to wykluczyć, należało uzyskać rozdzielczość przestrzenną, więc rozpocząłem pracę nad projektem czwartej komórki. Cewka NMR w ^3He składała się w niej z pięciu oddzielnych solenoidalnych cewek NMR, ustawionych w pionie na łącznej długości 2.5 cm. Idea polegała na zbadaniu zestalania się ^3He w każdej z pięciu cewek. Aby rozróżnić sygnały od różnych cewek, włożyłem paski z miękkiego żelaza pomiędzy bieguny magnesu NMR tak, by poziome pole magnetyczne NMR było większe na dnie komórki niż u góry. Dzięki temu sygnał NMR każdej cewki występował przy innej częstości. Ochłodziliśmy naszą komórkę 27 marca; zobaczyłem pięć spodziewanych maksimum NMR 3 kwietnia, ale ogrzałem układ jeszcze raz, aby dokonać znacznie lepszej, ostatecznej modyfikacji komórki ^3He . Czytając zeszyt laboratoryjny po 25 latach jestem mile zdumiony, jak często byłem gotów poddawać cyklowi termicznemu tak kruchy element aparatury!

W tym czasie rozmawiałem z Michaeliem Fisherem o tym, czego możemy oczekiwać po procesie wzrostu stałego ^3He w komórce Pomeranczuka. Prawie każdy wyobrażał sobie spontaniczną nukleację ciała stałego w najcieplejszym punkcie komórki (ponieważ tam ciśnienie powinno być wyższe od ciśnienia topnienia), co spowodowałoby śnieg ^3He . Michael spokojnie opowiedział mi o energii powierzchniowej związanej z powierzchnią międzyfazową ciecz-ciało stałe i o tym, jak zapobiega ona spontanicznej nukleacji ciała stałego. Oczekiwał on, że ciało stałe podlega nukleacji tylko na powierzchni, i to jedynie w paru miejscach, z postępującym wzrostem ciała stałego tylko z tych zarodków. Aby wykorzystać tę cechę wzrostu, wymieniłem jeszcze raz cewkę NMR w ^3He , tym razem na pojedynczy, pionowy solenoid, o średnicy z grubsza 0.5 cm i długości 2.5 cm. W tej geometrii gradient pola pozwalał na występowanie rezonansu tylko w cienkiej warstwie poziomej, którą można było przesuwac w dół lub w górę przez przemieszczanie częstością NMR,

co pozwalało nam otrzymać prawdziwy jednowymiarowy profil magnetyzacji w obszarze objętym cewką NMR.

7 kwietnia zacząłem znów składać kriostat, jednak około północy, kiedy zacisnąłem śruby mocujące dewar helowy, naczynie to nagle eksplodowało, rozsypując deszcz odłamków szkła. Nasz jedyny zapasowy dewar był zbyt krótki do mojego długiego kriostatu i miałem szczęście, że zauważyłem to, zanim go jeszcze nie zniszczyłem! Po odpowiednim dopasowaniu obniżyłem pozycję dewara helowego, ustawiłem ponownie całość, ale wtedy zaczęły się kłopoty z przekaźnikiem ciśnienia.

W tym czasie zacząłem naprawdę odczuwać presję. Ukazała się nasza praca w *Physical Review Letters* i ludzie zaczęli krytykować naszą interpretację, że przejście w ciele stałym jest pierwszego rodzaju. Na dodatek John Goodkind i Wiktor Wwiedeński zasugerowali, że zachowanie się ciśnienia przy przejściu A odpowiada przejściu BCS w cieczy. Chociaż taka interpretacja nie mogła wyjaśnić wysokich wartości ciśnienia topnienia, które zmierzliśmy (i które sugerowały większą entropię ciała stałego niż można było oczekiwać przy przejściu fazowym w temperaturze 2 mK), poczułem, że musimy definitywnie sprawdzić nasz model za pomocą NMR, i to szybko!

10 kwietnia udało mi się wreszcie ochłodzić kriostat, a 14 kwietnia przystąpiłem do sprężania, aby sprawdzić, czy idee Michaela Fishera co do zestalania były prawdziwe. Byłem zdenerwowany, kiedy zaczęło się wytwarzać ciało stałe. Szybko stwierdziliśmy z wielką ulgą, że Michael miał zupełną rację! Prawie za każdym razem widzieliśmy dwa albo trzy miejsca pojawienia się ciała stałego w obszarze NMR, przy sygnale charakterystycznym dla cieczy pomiędzy sygnałami pochodzącymi od ciała stałego.

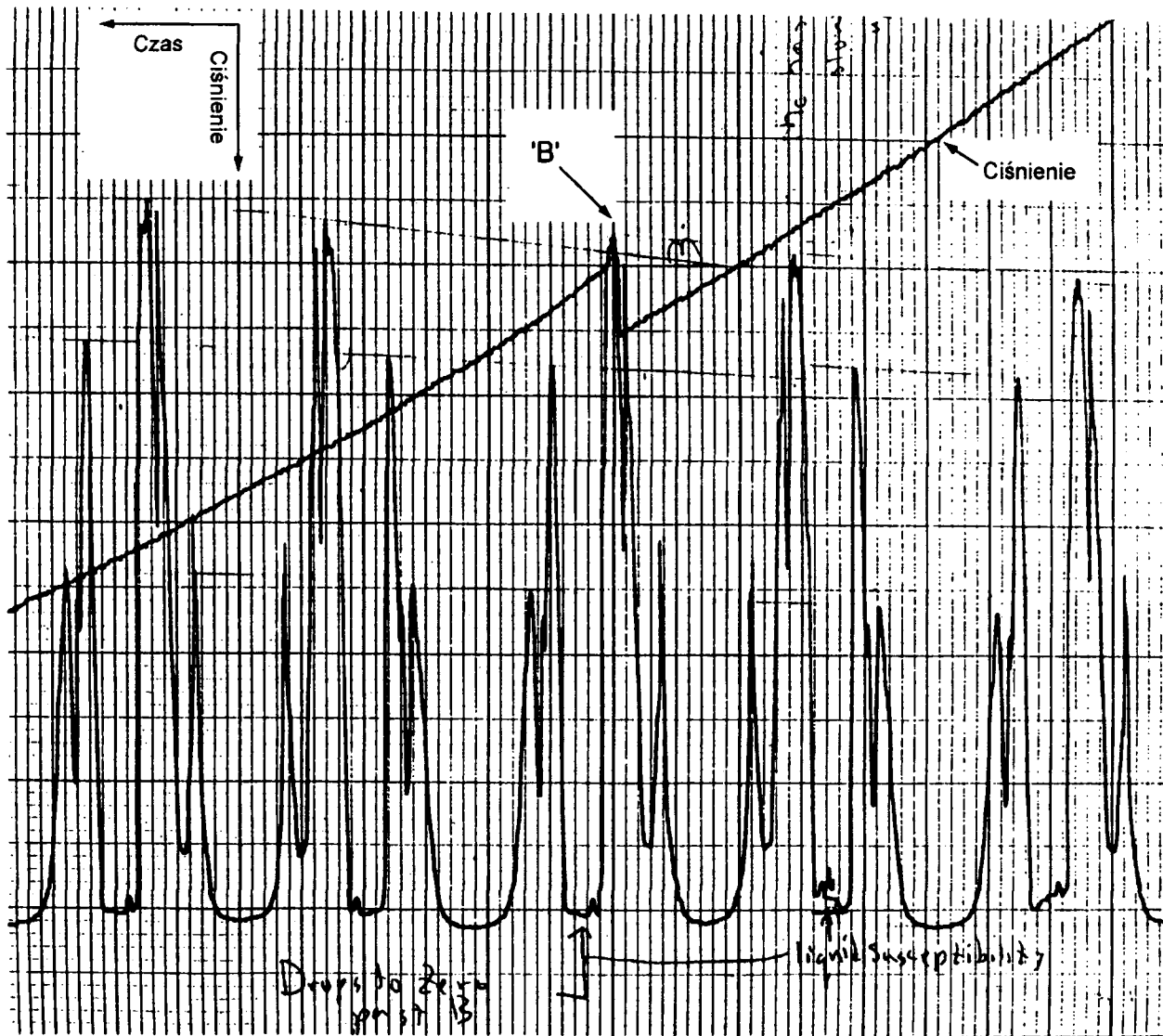
Badalem właściwości wzrostu ciała stałego aż do połowy kwietnia. Ku mojej wielkiej uldze, zwiększenie stopnia wzrostu wysokości maksimów ciała stałego przy oziębianiu układu przy przejściu A było jednakowo wyraźne dla wszystkich naszych – teraz przestrzennie rozdzielonych – maksimów. Na dodatek pojawił się jednakże dziwny, chociaż mały, spadek wysokości maksimów ciała stałego, skorelowany ze schodkiem ciśnienia obserwowanym w przejściu B, zwykle 2 – 3% całkowitej wysokości maksimum. W kolejnych przebiegach trzeba było zmniejszać czułość rejestra-

tora, aby maksima ciała stałego o ciągle zwiększającej się wysokości nie wypadły ze skali. Nocą 20 kwietnia moje oczy przyciągnęła maleńka linia cieczy pomiędzy maksimami ciała stałego, zarejestrowana 17 kwietnia, a reprodukowana na rys. 7.

To, co zobaczyłem w cieczy przy przejściu B podziało na mnie jak olśnienie: podczas gdy sygnał NMR ciała stałego wydawał się odpowiadać przejściu B, z bardzo małą zmianą wysokości maksimum, sygnał cieczy niemal całkowicie zniknął w tym punkcie! Rysunek 8 pokazuje fragment mojego zeszytu laboratoryjnego, zapisany tej nocy: „2:40 rano. Dziś w nocy odkryłem przejście BCS w ciekłym ^3He . Zjawiskom ciśnieniowym związanym z B i B' towarzyszą zmiany podatności ^3He , zarówno w maksimach, jak i poza nimi, równe w przybliżeniu całej podatności cieczy”. Sprawdziłem wszystkie inne dane i zacząłem szukać kogoś, z kim mógłbym podzielić się dobrą nowiną. Nikogo nie było w całym budynku. O godzinie 4:00 rano zdecydowałem się zatelefonować do Dave'a Lee i Boba Richardsona, co jest pewnie ryzykownym posunięciem jak na doktoranta. Obydwaj zgodzili się, że identyfikacja była pewna, a o 6:00 rano Dave oddzwonił z pytaniami o dalsze szczegóły.

Działo się to tuż przed kwietniowym spotkaniem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Waszyngtonie. Dave i Bob postarali się, już po normalnym terminie, abym wygłosił na zaproszenie referat o naszej pracy. Ciągle wierzyliśmy, że przejście A zachodzi w ciele stałym, wobec czego ogłosiłem, że odkryliśmy przejście fazowe zarówno w stałym, jak i ciekłym ^3He . Kiedy wróciłem z Waszyngtonu, zacząłem badać ze wzmożonym zainteresowaniem właściwości przechłodzenia przy przejściu B, i jeszcze raz oddałem magnes NMR Jimowi Kelly'emu. W tym czasie wprowadziłem układ przełączania pozwalający mi oglądać sygnał NMR z dwóch miejsc w komórce prawie równocześnie.

Kiedy odzyskałem magnes na początku maja, stosując mój układ wykazałem, że przejście B zachodzi najpierw na dnie komórki, a powierzchnia międzyfazowa A-B porusza się do góry z prędkością wielu centymetrów na sekundę. Znaleźliśmy również bardzo dziwną charakterystykę magnetyczną międzyfazy A-B w trakcie jej ruchu do góry przez obszar rezonansu NMR. Sygnał absorpcji



Rys. 7. Zapis pomiarów ciągłych NMR w komórce, pokazujący zmiany podatności fazy stałej (maksima) i cieczy (obszary między najwyższymi maksimami) przy przejściu B. Zauważmy subtelny zmianę sygnału cieczy przed i po przejściu B.

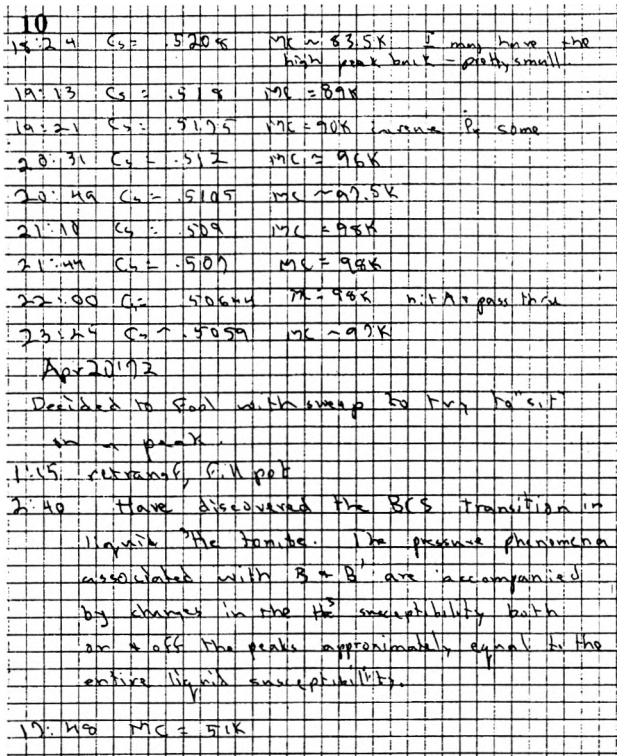
NMR najpierw mianowicie wzrastał powyżej sygnału cieczy normalnej, a potem opadał wyraźnie poniżej tego poziomu. Zjawisko to wydawało się bardzo trudne do wytłumaczenia, i w końcu musieliśmy sprowadzić teoretyków z czwartego piętra na dół, mając nadzieję, że uzyskamy wyjaśnienie dzięki piwu i dmuchanej kukurydzy. Przyszli, zjedli kukurydżę, wypili piwo, a potem uściśleli nam ręce i poszli sobie.

Coraz bardziej świadomy potencjalnego znaczenia tych doświadczeń, postanowiłem nakręcić filmy, pokazujące w czasie rzeczywistym otrzymywane wyniki. Te szpule taśmy filmowej, których prawie nikt nie oglądał, ciągle leżą w szafce w pralni mojego domu. Zrobiłem również autoportret przy kriostacie. Reprodukuję tę fotografię

na rys. 9. Wyras skrajnego zmęczenia na mojej twarzy jest całkowicie autentyczny.

Ostatnia rewelacja w naszej odysei nadeszła gdzieś na początku czerwca. Rzecz dziwna, nie ma o niej nic w zeszycie laboratoryjnym. Dave Lee zachęcił mnie do wyjęcia pasków z miękkiego żelaza pomiędzy biegunów magnesu, aby wyeliminować gradient pola magnetycznego. Chciał sprawdzić przesunięcie częstości NMR, jaka występuje w układach uporządkowanych magnetycznie. Wdzieliśmy już wszakże „zniekształcenia” profilu linii NMR cieczy z powodu gradientu pola. Zarówno Dave, jak i Bob byli w laboratorium, kiedy chłodziłem układ, przechodząc przez punkt A. To, co zobaczyliśmy prawie nie dało się wyrazić słowami: kiedy ochłodziliśmy układ poniżej przej-

ścia A, mała linia satelitarna zaczęła się przesuwać stopniowo w kierunku coraz wyższych czę-

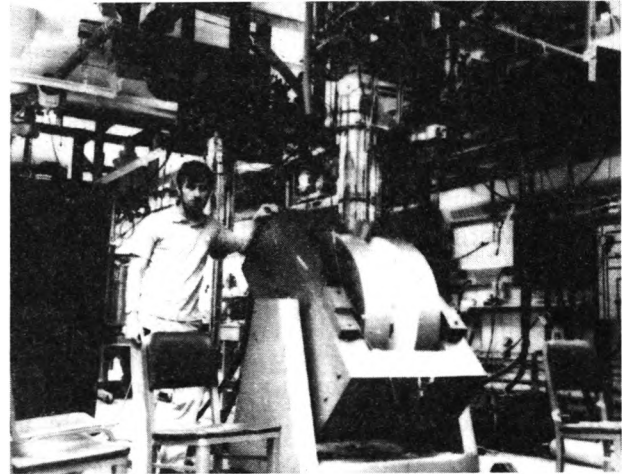


Rys. 8. Fotografia strony mojego zeszytu laboratoryjnego, pokazująca początek zapisu nocą 20 kwietnia 1972 r., kiedy uświadomiłem sobie, że przejście B zachodzi w cieczy.

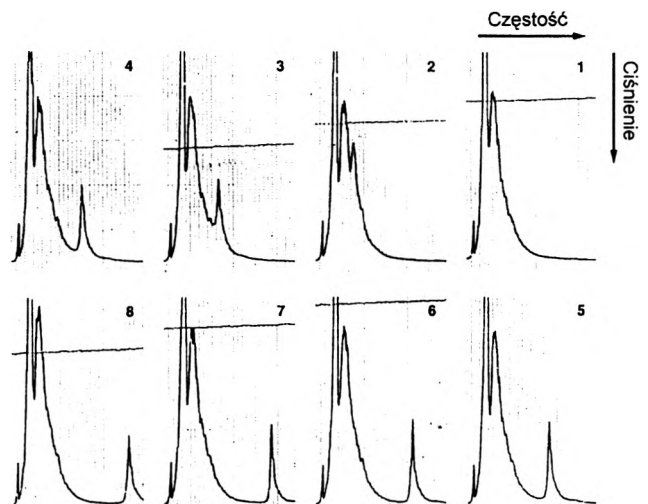
ści, powyżej szerokiej linii ciała stałego. Przypominało to pełny sygnał cieczy zarówno pod względem kształtu, jak i pola sygnału. Potem, kiedy krzywa sprężania doszła do przejścia B, linia satelitarna zniknęła! Rysunek 10 pokazuje z grubszą co trzeci zapis NMR jako funkcję czasu podczas sprężania 13 czerwca. Wniosek nasuwał się sam: przejście A także zachodziło w cieczy.

Willie Gully i ja spędziliśmy niemal cały czerwiec badając to bezprecedensowe przesunięcie zwykłej częstości ν_c w cieczy. Dzięki sugestii Boba Silsbee stwierdziliśmy, że spełniało ono coś, co Dave Lee nazwał związką „pitagorejskim”: różnica $\nu_c^2 - \nu_L^2$ zależała tylko od temperatury. Częstość Larmora ν_L jest w tym przypadku częstością precesji spinów w stanie normalnym. Różnica ta wzrastała od zera przy przejściu A do około 10^{10} Hz^2 przy najniższych osiągalnych temperaturach. Vinay Ambegaokar zapewniał nas, że nie można otrzymać takiego przesunięcia przy żadnym zwyczajnym przejściu BCS. Miał rację. 14 lipca zakończyliśmy cykl badań i zaczęłem go-

rażkowo pisać pracę doktorską, a Willie Gully zabrał się za modyfikowanie komórki Pomeranczuka, aby włączyć do niej wiskozymetr z drgającym drutem.



Rys. 9. Autoportret wykonany w kwietniu 1972 r. z lewą ręką na magnesie NMR używanym w naszych pomiarach. Kriostat, podwieszony u góry, znajduje się wewnątrz dewary szklanego, widocznego u wejścia do obszaru pola magnetycznego.



Rys. 10. Seria zapisów NMR bez przyłożonego gradientu pola magnetycznego, kiedy temperatura z wolna opada poniżej temperatury przejścia A. Podczas oziębiania cieczy linia satelitarna przesuwa się, jak widać, w kierunku wysokich częstości. Linia prawie pozioma odpowiada zapisowi ciśnienia w komórce, zwiększającego się powoli od zapisu 1 do 8. Między zapisami 3 i 4 mostek pojemnościowy został wyzerowany.

Zdając sobie sprawę, jak istotne jest nasze nowe zrozumienie przejść A i B, w szczególności w świetle naszej błędnej interpretacji opublikowanej wcześniej, szybko opracowaliśmy nowy ręko-

pis i wysłaliśmy go na początku lipca do *Physical Review Letters*. Pamiętając o naszej poprzedniej wpadce i nie mogąc zinterpretować przesunięcia częstości, które odkryliśmy, skupiliśmy się na przedstawieniu wyników, unikając jakiegokolwiek sugestii, że może to być przejście do stanu nadciekłości. Jak na ironię, chociaż wcześniej rękopis pomyślnie przeszedł proces recenzji, nowy artykuł, w którym mieliśmy znacznie więcej wyników do przedstawienia i byliśmy znacznie ostrożniejsi we wnioskach, został odrzucony. Jak stwierdził recenzent: „Przeczytałem bardzo uważnie poprzedni list (*PRL* 28, 885 (1972)) i porównałem go z zawartością obecnego listu. Choć list jest napisany jasno i, jak sądzę, wystarczająco ukazuje prace innych autorów, myślę, że różnica wyników nie jest dostatecznie duża, aby uzasadnić szybką publikację, zwłaszcza jeżeli wziąć pod uwagę waszą regułę unikania publikacji seryjnych”. W końcu, mimo poparcia wniosku recenzenta przez dwóch redaktorów, Jim Krumhansl, zastępca redaktora naczelnego *Physical Review Letters* interweniował na naszą korzyść i praca została opublikowana [12].

W sierpniu 1972 r. odbyła się 13. Międzynarodowa Konferencja Fizyki Niskich Temperatur w Boulder w stanie Kolorado. Uczestniczyłem w konferencji przed złożeniem podania o pracę w Laboratoriach Bella. Dave Lee przedstawił nasze wyniki w referacie plenarnym na zaproszenie. John Wheatley, który był tak szybki w sprawdzaniu naszych wyników, jak my w sprawdzaniu jego, także wystąpił z potwierdzeniem naszych rezultatów. Ale najbardziej spektakularnym wydarzeniem konferencji, przynajmniej dla mnie, było wystąpienie Tony’ego Leggetta, odczytane przez jego kolegę Mike’a Richardsa. Tony pokazał, jak nasze przesunięcie częstości NMR można wytłumaczyć przez stan BCS w fali cząstkowej p w cieczy. Moje własne wystąpienie wypadło w ostatnie popołudnie konferencji; musiałem nawet zmienić rezerwację samolotu, aby być na sesji w prawie pustej sali! Ale dzięki Tony’emu Leggettowi znaleźliśmy się na drodze prowadzącej do zrozumienia tych nowych, dziwnych cieczy.

2. Zrozumienie

W ciągu następnych trzech lat prawie każde laboratorium niskotemperaturowe, zdolne osią-

gnąć dostatecznie niskie temperatury, badało aspekty nadciekłości ^3He , ale przez większość tego czasu teoretycy wyprzedzali eksperymentatorów. Postawiono kilka pytań. Czy rzeczywiście były to stany BCS par p , jak sugerował Leggett? Jaki był mechanizm łączenia się w pary? W jaki sposób mogą istnieć dwie oddzielne fazy nadciekłe? Jakie są mikroskopowe identyfikacje faz A i B? Czy stany BCS rzeczywiście podtrzymują nie tłumiony strumień cząstek? Do jakiego stopnia ciepło właściwe zgadza się z teorią BCS? Jak wygląda propagacja ultradźwięków w fazach nadciekłych? W dodatku Leggett wkrótce przewidział [13] całkowicie nowy, „podłużny” mod NMR, który powinien być niezależny od zewnętrznego pola magnetycznego, zaś Ambegaokar, de Gennes i Rainer [14] wysunęli hipotezę, że faza A będzie prawdopodobnie wykazywała tekstury, podobnie do ciekłych kryształów. Czy te i inne przewidywania miały być potwierdzone doświadczalnie?

Odpowiedzi na te pytania zaczęły pojawiać się szybko, głównie dlatego, że istniało tak wiele teorii i doświadczeń, z których można było wybierać. W roku 1960 John Wheatley i inni zbadali dokładnie wiele właściwości zwykłego ciekłego ^3He [15]. W roku 1961 Anderson i Morel [16] rozważali mnogość możliwych stanów p BCS mających tę dziwną własność, że momenty pędu wszystkich par Coopera były zorientowane w jednym kierunku, a pary tworzyły się jedynie z równoległych spinów. Stan ten został potem zidentyfikowany jako związany z nadciekłym A ^3He . W roku 1963 Balian i Werthamer [17] wykazali, że spośród całej różnorodności stanów p to stan o najniższej energii swobodnej w granicy słabego sprzężenia BCS jest stanem, w którym pary mają moment orbitalny $L = 1$, moment spinowy $S = 1$, ale całkowity moment pędu $J = 0$. Pewna odmiana tego stanu została ostatecznie zidentyfikowana jako związana z nadciekłym B ^3He i każdy, kto zaczynał zajmować się tą dziedziną, przyjmował formalizm wprowadzony przez Baliana i Werthamera. W roku 1965 Leggett [18] badał oczekiwaną podatność magnetyczną jąder tej fazy, w tym poprawki związane z oddziaływaniem Landauowskim. W roku 1971 Layzer i Fay [19] pokazali, w jaki sposób ferromagnetyczne fluktuacje spinowe w ciekłym ^3He mogą dla par o nieparzystym l prowadzić do oddziaływania przyciągają-

cego pomiędzy kwazicząstkami, co – jak przewidywali – miało powodować nadciekłość w stanie p. Artykuł ten prawidłowo przewidział mechanizm nadciekłości z parami p, tak jak go rozumiemy obecnie.

Na pytanie, jak mogą istnieć dwie różne fazy nadciekle odpowiedzieli bardzo elegancko Anderson i Brinkman [20]. Założyli oni, że ferromagnetyczne fluktuacje spinowe w cieczy są źródłem oddziaływania przyciągającego, prowadzącego do tworzenia par Coopera, ale zwrócili uwagę, że w ^3He , choć nie w zwykłych nadprzewodnikach, utworzenie funkcji falowej kondensatu modyfikuje oddziaływanie prowadzące do tworzenia się par. Doszli oni do wniosku, że faza A powinna być stanem Andersona-Morela, nazywanym teraz stanem Andersona-Brinkmana-Morela lub ABM, podczas gdy faza B powinna być stanem Baliana-Werthamera (BW).

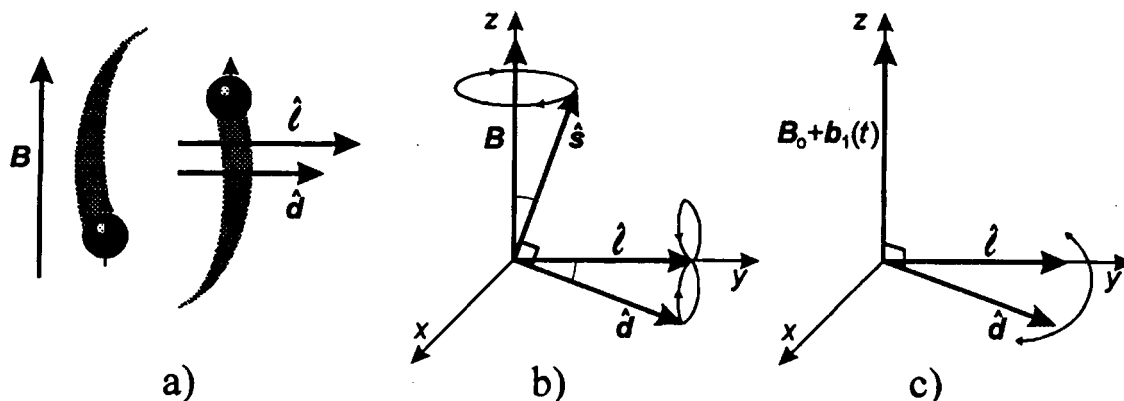
W Laboratoriach Bella zastałem pustą pracownię i dostateczną ilość pieniędzy, aby zapełnić ją każdą potrzebną mi aparaturą i kontynuować badania nowych faz ^3He . Na dodatek pozwolono mi zatrudnić Wolfganga Sprengera, znakomitego technika, który pracował u Roberta Pohla na Cornellu. Jednak oddane mi miejsce było zajęte przez kogoś od Bernda Matthiasa, kto nie chciał opuścić laboratorium, zanim nie skompletuje nowego, i jak się wydawało, nie spieszył się z ukończeniem prac projektowych. Matthias miał tak duże wpływy w Laboratoriach Bella, nawet po przejściu na Uniwersytet Kalifornijski w San Diego, że jedyną rzeczą, którą mogłem zrobić, to czekać. Jednak nawet w tych warunkach do lipca 1973 r. udało się zainstalować i uruchomić moją chłodzarkę rozcieńczalnikową, głównie dzięki wysiłkom Sprengera. We wrześniu osiągnąłem przejście A w mojej nowej komórce Pomeranczuka.

Moje główne zainteresowanie skupiało się na mikroskopowej identyfikacji faz A i B. Anderson i Brinkman sugerowali możliwą identyfikację faz, ale wymagała ona potwierdzenia doświadczalnego. Chciałem także zbadać wąski obszar utworzony przy rozszczepieniu przejścia A w silnym polu magnetycznym, ale potrzebowałem do tego magnezu nadprzewodzącego o wysokiej jednorodności pola. Musiałbym czekać półtora roku na dostawę takiego magnezu. Wydawało się, że są tylko dwie możliwości: pierwsza – dokładny pomiar podatności NMR w fazie B i porównanie jej z przewi-

dywaniami Leggetta z 1965 r.; druga – poszukiwanie podłużnego rezonansu NMR przewidzianego przez Leggetta [13] i porównanie jej z przesunięciami NMR obserwowanymi przez nas na Cornellu w fazie A.

Aby zrozumieć dynamikę spinową cieczy nadciekłych z parami p, powinniśmy sobie uświadomić, że tworzenie par Coopera zapobiega uśrednieniu do zera energii jądrowego oddziaływania dipol-dipol, co Leggett nazwał „spontanycznym naruszeniem symetrii spinowo-orbitalnej”. Aby to sobie wyobrazić, rozważmy fikcyjną parę Coopera, w której atomy krążą jeden wokół drugiego, jak pokazuje rys. 11a. Energia oddziaływania dipol-dipol w czasie pełnego okresu orbity będzie najmniejsza, gdy rzut całkowitego spinu na kierunek orbitalnego momentu pędu będzie równy zeru. Kierunek spinu jest zazwyczaj oznaczany jako \hat{d} ; w równowadze \hat{d} musi być równoległy do orbitalnego momentu pędu pary Coopera. W stanie ABM orbitalne momenty pędu wszystkich par Coopera są lokalnie zgodnie zorientowane w kierunku, który oznaczamy $\hat{\ell}$. Stąd można oczekiwać, że w fazie A \hat{d} będzie równoległe do $\hat{\ell}$. Ponieważ rzut spinu na oś \hat{d} jest zerowy, energia Zeemana jest minimalna, gdy \hat{d} jest prostopadłe do statycznego pola magnetycznego \mathbf{B} . To zmusza zarówno \hat{d} , jak i $\hat{\ell}$ do ustawiania się prostopadle do \mathbf{B} w całej objętości cieczy A [21].

W pomiarach NMR stosuje się zmienne pole magnetyczne, oscylujące z częstością precesji spinów jądrowych w statycznym polu magnetycznym \mathbf{B} , które powoduje odchylenie magnetyzacji od kierunku \mathbf{B} i jej precesję wokół niego. Ten brak równowagi zaburza układ spinowy powodując, że \hat{d} oscyluje, jak pokazuje rys. 11b dla słabego pola zmiennego. Dla zwykłego czyli „poprzecznego” NMR, przy którym pole zmienne leży w płaszczyźnie prostopadłej do \mathbf{B} , \hat{d} oscyluje w płaszczyźnie rozpiętej na wektorach $\hat{\ell}$ oraz \mathbf{B} . Jeżeli jednak przyłożymy pole zmienne wzdłuż \mathbf{B} , to \hat{d} dąży do obrotu w płaszczyźnie prostopadłej do \mathbf{B} , jak pokazuje rys. 11c. Właśnie takie zjawisko powinno zajść przy rezonansie podłużnym. Gdy \hat{d} oddala się od swego kierunku równowagi, przy rezonansie poprzecznym wytwarza moment siły działający na wektor magnetyzacji, który wykonuje precesję; w wyniku tego pojawia się przesunięcia rezonansu poprzecznego. Przy rezonansie podłużnym oscylacje wektora \hat{d}



Rys. 11. Dynamika spinowa w nadciekłej fazie A. (a) Fikcyjna para Coopera. Energia dipolowa dwóch jąder atomowych obracających się wzajemnie wokół siebie osiąga minimum, gdy składowa m_s ich całkowitego spinu wzdłuż kierunku $\hat{\ell}$ orbitalnego momentu pędu jest równa zero. (b) W rezonansie poprzecznym magnetyzacja S wykonuje precesję wokół pola magnetycznego B , powodując, że \hat{d} zakreśla linię płytkiej ósemki, prawie leżącej w płaszczyźnie utworzonej przez B oraz $\hat{\ell}$. (c) Gdy pole zmienne $b_1(t)$ jest równoległe do pola statycznego, część nierównowagowa magnetyzacji oscyluje wzdłuż osi z , powodując, iż \hat{d} oscyluje tam i z powrotem w płaszczyźnie xy .

powodują, że magnetyzacja wzdłuż B także oscyluje.

Oczekiwałem, że rezonans podłużny będzie trudny do znalezienia ze względu na to, że jego częstość powinna być niezależna od przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Nie można go było zatem znaleźć przez przemiatanie pola. Były pewne spekulacje, że ten rezonans będzie niezwykle ostry. Jeżeli faza A byłaby stanem ABM, to częstość rezonansu podłużnego ν_p spełniałaby związek $\nu_p^2 = \nu_c^2 - \nu_L^2$, gdzie ν_c jest częstością zwykłego (czyli poprzecznego) rezonansu, którą zmierzaliśmy w fazie A. Sugerowało to wartość, która zmieniałaby się od zera do około 100 kHz przy najniższych temperaturach. Szukałem długo i bezskutecznie tego modu. W końcu odrzuciłem hipotezę, że mod będzie bardzo ostry i założyłem, że przeciwnie, będzie bardzo szeroki. W tym przypadku nie można go wykryć zmieniając częstość NMR ze względu na małą czułość obwodu drgającego NMR. Postanowiłem zachować stałą częstość i zmieniać temperaturę, w ten sposób szukając rezonansu podłużnego za pomocą częstości próbnej. Ta strategia przyniosła sukces, ponieważ rezonans był bardzo szeroki. Wyniki te [22] wydawały się potwierdzać, że faza A jest stanem ABM, wkrótce zaś grupa z Cornell [23] włączyła się do badań nowego modu rezonansowego.

Okazało się, że trudniejsza była identyfikacja fazy B ze stanem Baliana-Werthamera (BW). Faza B była stanem kwaziizotropowym, składa-

jącym się z par Coopera o $J = 0$, tyle że Leggett [21] wykazał, iż aby zminimalizować jądrową energię oddziaływania dipol-dipol dla tego stanu, trzeba obrócić spinowy układ współrzędnych, w którym pary powstały, względem orbitalnego układu współrzędnych, wokół dowolnej osi \hat{n} o kąt $\arccos(-1/4) \approx 104^\circ$. Wówczas jedna trzecia par Coopera powinna być w stanie $m_s = 0$ względem zewnętrznego pola magnetycznego i, zanedbując oddziaływanie Landaua, powinniśmy otrzymać 2/3 podatności normalnej cieczy χ_B w temperaturze $T = 0$. Poprawki oddziaływania Landaua, wprowadzone przez Leggetta w 1965 r. [18], zmniejszyły tę wielkość do 1/3 wartości podatności w stanie normalnym.

Przejrzałem jeszcze raz wyniki pomiarów absorpcji NMR, które udało mi się odszukać wśród starych materiałów i doszedłem do wniosku, że χ_B jest co najmniej bliska wartości oczekiwanej w stanie BW. Jednak wkrótce potem grupa Wheatleya na Uniwersytecie Kalifornijskim w San Diego (La Jolla) dzięki pomiarom statycznej magnetyzacji fazy B przy użyciu magnetometru zbudowanego na nadprzewodzących układach interferencji kwantowej (SQUID) dla częstości radiowej ustaliła, że spadek magnetyzacji jest znacznie większy niż przewidziany dla fazy B [24]. Później Lonasmaa ze współpracownikami z Helsinek doniósł [25] o większym spadku χ_B w pomiarach NMR niż oczekiwano. Pojawiły się sugestie, że – być może – faza B jest mieszaniną stanów p oraz d.

Kiedy zacząłem się przyglądać podatności NMR w fazie B, zauważyłem coś bardzo dziwnego: jeżeli ją mierzyłem w słabych polach magnetycznych, to okazywała się ona bardzo mała w stosunku do fazy normalnej, jeżeli natomiast mierzyłem ją w silnych polach magnetycznych, to była znacznie bliższa przewidywaniom Leggetta dla stanów BW. Na dodatek zawsze pojawiał się „ogon” po stronie wysokich częstotliwości w linii NMR dla fazy B. Był to dokładnie ten sam efekt, który stanowił plagę wcześniejszych pomiarów w Helsinkach.

W tym czasie zwróciłem się do Billa Brinkmana, aby pomógł mi zrozumieć moje dziwne obserwacje. W ramach teorii Leggetta częstota NMR w stanie BW musiała zależeć od orientacji osi obrotu \hat{n} względem B . Powinno tam występować przesunięcie proporcjonalne do $\sin^2 \theta$, gdzie θ jest kątem między B i \hat{n} . W próbce objętościowej w fazie BW wektor \hat{n} powinien ustawić się równoległe do B , aby zminimalizować energię dipolową w wyniku rozseparowania składowej spinowej, dla której $m_s = 0$, i jej ustawienia się wzdłuż pola magnetycznego [21]. Stąd w próbce objętościowej faza BW nie powinna wykazywać przesunięcia częstotliwości NMR. Jeżeli jednak obecność powierzchni preferowałaby inną orientację, mógłby wystąpić poprzeczny gradient orientacji w próbce, którego wynikiem byłyby szeroki „ogon” wysokich częstotliwości na linii NMR, powodujący zmniejszenie wagi spektralnej częstotliwości Larmora. Mogłoby to wyjaśnić moje obserwacje NMR w fazie B. Jednak dzięki przykładaniu silnych pól (około 0.1 T) byliśmy w stanie określić dolną granicę podatności NMR w fazie B, i granica ta była znacznie bliższa przewidywanych wartości w stanie BW niż wartości uzyskanej w La Jolla, opartej na pomiarach podatności statycznej [22].

Zarówno ja, jak i inni koledzy wykonywaliśmy coraz lepsze pomiary podatności NMR w fazie B [26,27], podczas gdy Wheatley i inni mierzyli coraz dokładniej magnetyzację statyczną [28]. Pomiary te nigdy nie dawały zbliżonych wyników. Choć panuje dość powszechna zgoda, że faza B jest stanem BW i że pomiary podatności NMR to potwierdzają, to wydaje się, że nie udało się nigdy zrozumieć zmiany magnetyzacji statycznej w przejściu A-B, która przewyższa wkład spinów jądrowych.

Przed rokiem 1974 Pierre Gilles de Gennes [29] zdążył już zaproponować, jak przenieść koncepcje energii deformacji Ginzburga i Landaua z ciekłych kryształów do stanu ABM, aby opisać tekstury typu ciekłokrystalicznego w fazie A. Brinkman, Smith i Blount [30] stworzyli podobny opis dla stanu BW, próbując zrozumieć moje wcześniejsze doświadczenie z fazą B. Udało im się pokazać, że dla geometrii walcowej zastosowanej w moim doświadczeniu ich teoria potwierdza dane doświadczalne pod warunkiem, że założymy, iż oś \hat{n} w pobliżu ścian cylindra nie jest równoległa do pola magnetycznego, skierowanego wzdłuż osi cylindra. Był to nasz spory triumf, ponieważ dopiero znacznie później koncepcje te mogły być sprawdzone w fazie A ze względu na znacznie silniejsze zjawiska kierunkowe w tej fazie.

Późniejsze doświadczenia w Laboratoriach Bella i w Helsinkach wykryły specyficzne zjawiska porządkowania przez powierzchnie w teksturach fazy B [31,32]. W Laboratoriach Bella zaobserwowaliśmy mody fal spinowych, zamknięte w teksturze fazy B, pojawiającej się między powierzchniami równoległymi [33]. W tym czasie grupa z Helsinek wykryła mod spinowy związany z falami spinowymi zamkniętymi przez wiry kwantowe w fazie A [34]. Przesunięcia częstotliwości cieczy B pomiędzy blisko położonymi płaszczyznami, wynikające z orientacji powierzchniowej \hat{n} , sugerowało, że jest to częstota rezonansu podłużnego w fazie B. Było to zgodne z jej bezpośrednimi pomiarami [35], które zgadzały się z kolei z wartościami podłużnej częstotliwości rezonansowej w fazie A, obliczonej ze związków Leggetta.

Przez większość tego okresu grupa z Helsinek były jedyną, która do ochładzania używała adiabatyicznego rozmagnesowania jądrowego w miedzi. W związku z tym byli jedynym zespołem, który mógł zaobserwować nadciekłość ^3He przy zerowym ciśnieniu; zrobili to bardzo szybko, rozszerzając wykres fazowy wyznaczony przez grupę z La Jolla do ciśnienia zerowego. Temperatura przejścia do stanu nadciekłości malała od ok. 2.5 mK przy ciśnieniu topnienia do ok. 0.9 mK przy ciśnieniu zerowym. Podobnie temperatura przejścia B' wzrastała niemal liniowo przy spadku ciśnienia, aż poniżej 21 bar tylko faza B była stabilna w słabym polu magnetycznym. Grupy z La Jolla i Helsinek mierzyły ciepło właściwe cieczy

przy przejściu fazowym do stanu nadciekłości i stwierdziły, że fazy nadciekłe są bardzo podobne do stanu słabego sprzężenia BCS przy niskich ciśnieniach, choć zjawiska silnego sprzężenia przy wysokich ciśnieniach powodują, że przerwa dla fazy A rośnie szybciej niż przy niskich ciśnieniach. Na dodatek grupa z Helsinek rozszerzyła wiele z wyników moich pomiarów NMR wzdłuż krzywej topnienia również na niższe ciśnienia [36].

Pod koniec 1974 r. mój magnes NMR o wysokiej jednorodności w końcu nadszedł i postanowiłem przyjrzeć się bliżej małej obszarowi zwanemu fazą A_1 , powstałemu dzięki rozszczepieniu fazy A w polu magnetycznym. Zakładaliśmy, że w tym obszarze tylko jeden z dwóch rzutów spinu ulegał sprzężeniu w pary, choć nie wiedzieliśmy który. Gdy planowałem rozwój mojego laboratorium, obawiałem się, że kiedy wreszcie ono wreszcie działać, do zbadania zostanie już tylko faza A_1 . Chciałem zmierzyć nachylenie $d(\nu_c^2 - \nu_f^2)/dT$ przesunięcia częstości w funkcji temperatury w tej fazie i porównać z analogicznym nachyleniem w fazie A dla słabych pól. Zrobiło się jednak z tego gigantyczne zadanie, ponieważ – jak się okazało – maksymalne przesunięcie w obszarze A_1 było jedynie rzędu 3 Hz, niezależnie od pola magnetycznego. Jak zwykle miałem szczęście, bo ustaliłem, że ze względu na miedzianą folię, której używałem do ekranowania oscylującego pola NMR od fazy stałej ^3He w komórce, część linii NMR była niezwykle wąska, co pozwalało mierzyć przesunięcia częstości z dokładnością do 0.1 Hz i to przy częstości NMR równej 24 MHz. W końcu wyznaczyłem stosunek nachyleń (0.188), ale zupełnie nie wiedziałem, co ta liczba oznacza.

Zwróciłem się do Phila Andersona o pomoc w interpretacji wyników dla fazy A_1 . Opracował teorię w jedno niedzielne popołudnie. Nie tylko wykazała ona, że wyznaczony stosunek jest zgodny z identyfikacją Andersona i Brinkmana faz A i B, ale też poprawnie przewidziała kształt krzywych, które zmierzyłem [37]. Niestety, to połączenie teorii i doświadczenia w dalszym ciągu nie wskazało, które spiny ulegają sparowaniu w fazie A_1 . Chociaż obecnie istnieją pewne dowody doświadczone, że są to spiny równoległe do pola magnetycznego, to nie są one całkowicie przekonujące [38,39]. Jak na ironię, najbardziej istotną wartością tych pierwszych prac nie były prawdopodobnie szczegółowe pomiary, ale po

prostu w ogóle obserwacja przesunięcia poprzecznego. W 1975 r. David Mermin [40] wykazał, że w najbardziej prawdopodobnym kandydacie do fazy A_1 , stanie f o $L = 3$, nie występuje w ogóle przesunięcie poprzeczne. Jest to prawdopodobnie w dalszym ciągu najlepszy dowód, że fazy A i B nie mogą być stanami f .

W połowie 1974 r. nowe fazy badały już co najmniej cztery grupy. Grupy na Cornellu, w Argonne i w La Jolla stwierdziły, że mogą wzbudzać mody normalne nadciekłego parametru porządku ultradźwiękami, i ta metoda stanowiła kolejne czułe narzędzie do badania nadciekłości. Grupa z Cornella znalazła później bardzo interesujące zjawiska nieliniowe w obecności fal akustycznych, podczas gdy grupa z La Jolla badała liniowe i nieliniowe „dzwonienie” magnetyzacji w fazach nadciekłych, kiedy nagle wyłączano słabe pole magnetyczne.

Latem 1974 r. Linton Corruccini, z którym pracowałem na Cornellu jako doktorant, przybył do Laboratoriów Bella i lato spędziliśmy bardzo twórczo. Henrik Smith z Kopenhagi był też z nami i pracował razem z Brinkmanem nad teorią nadciekłego ^3He . Wraz z Corruccinim postanowiliśmy poprobować doświadczeń z impulsowym NMR, do tej pory nie stosowanym do badania faz nadciekłych. Konieczne było do tego całkowite ekranowanie stałego ^3He , wytworzonego w czasie sprężania, od oscylującego pola magnetycznego, więc zaprojektowaliśmy bardzo wymyślny układ, aby to osiągnąć.

Wraz z Corruccinim zmierzaliśmy jako pierwsi podatność magnetyczną fazy B w impulsowym NMR [27] i otrzymaliśmy wyjątkowo dobrą zgodność z poprzednimi wynikami, otrzymanymi metodą ciągłej fali NMR. Następnie zaczęliśmy badać dynamikę spinową przy magnetyzacji silnie odchyłonej od położenia równowagi. Brinkman i Smith przewidzieli, jak częstość w fazie A powinna zależeć od kąta odchylenia i ustaliliśmy, że ich przewidywania sprawdzają się bardzo dobrze w naszych pomiarach [41]. Gdy jednak spytaliśmy ich o fazę B, ich przewidywania bardzo odbiegały od naszych wyników. Kiedy zwiększaliśmy kąt odchylenia magnetyzacji od pola statycznego, nie obserwowaliśmy żadnego przesunięcia częstości, dopóki nie osiągnęliśmy kąta około $(104 \pm 1.5)^\circ$, od którego następowało szybko rosnące przesunięcie częstości [42]. Kąt ten odpo-

wiadał zatem dokładnie kątowni, o który należy obrócić spinowe osie współrzędnych względem osi orbitalnych, aby zminimalizować energię dipolową w stanie BW, i Bob Richardson nie mógł się doczekać bezpośredniego pomiaru. Brinkmanowi i Smithowi [43] udało się określić, jak układ spinowy zachowuje się w naszym doświadczeniu, i stało się jasne, że rzeczywiście zmierzaliśmy kąt obrotu. Nie potrafili oni jednak nigdy naprawdę zrozumieć, dlaczego układ spinowy właśnie tak się zachowuje. Ostatecznie zrozumienie tego zawdzięczamy rosyjskiemu teoretykowi Igorowi Fominowi [44]. Wraz z Corruccinim przeprowadziliśmy także pierwsze badania podłużnej relaksacji spinowej w obydwu fazach nadciekłych [45]. Łącznie praca tego lata zaowocowała siedmioma publikacjami, w tym trzema w *Physical Review Letters*.

W trakcie naszych impulsowych pomiarów NMR zaobserwowaliśmy z Corruccinim w fazie B, że przy dostatecznie dużych kątach odchylenia magnetyzacja podlega spójnej precesji przez czas znacznie dłuższy, niż można było uznać za możliwe dla gradientów pola magnetycznego w naszym układzie. Nazwaliśmy to zachowanie „falą spinową o zerowym k ”, ale nigdy nie udało nam się go naprawdę zrozumieć, więc jej istnienie zostało pogrzebane w sprawozdaniach konferencyjnych [42,46]. Kilka lat później Bunkow ze współpracownikami w Rosji odkryli na nowo to zjawisko [47], a Fomin [48] wyjaśnił je jako wynik spinowego superprądu w cieczy B, wzbudzanego przez gradient parametru porządku, jako że wektor magnetyzacji w obszarze gradientu pola zakreśla linię śrubową. Te superprądy spinowe efektywnie zwiększają kąt odchylenia w obszarze słabego pola magnetycznego. Jeżeli kąt odchylenia przekracza 104° , częstość NMR w tej części próbki powinna się zwiększać. Jeżeli częstość w tym miejscu staje się równa częstości w obszarach silniejszego pola magnetycznego, to prąd spinowy ustaje i cała próbka wykonuje precesję o zgodnej fazie. Rosjanie nazwali ten pięknie zorkiestrowany taniec „jednorodną precesją domeny” i wykorzystali go do badania wielu niezwykłych zjawisk w nadciekłym B ^3He .

Nie ma dość miejsca i czasu, aby nawet w formie skróconej opowiedzieć całą historię naszych postępów w zrozumieniu tych niezwykłych cieczy. Zachęcam Czytelnika, aby dowiedział się więcej z wielu znakomitych artykułów przeglądowych,

napisanych w okresie odkryć przez tych, którzy ich dokonali [49]. Chciałbym jednakże wspomnieć na koniec krótko o tym, jakie były losy poszukiwania antyferromagnetyzmu w stałym ^3He ; był to temat, który Dave Lee zaproponował na moją pracę doktorską.

W 1974 r. Bill Halperin [50], jeden z doktorantów Boba Richardsons, użył chłodzenia Pomeranczuka, aby zaobserwować spadek entropii spinowej, który sygnalizował uporządkowanie jądrowe w stałym ^3He , choć nie przy 2 mK, jak oczekiwano na podstawie pomiarów powyżej T_c , ale przy około 1 mK. Na dodatek przemiana była wyraźnie pierwszego, a nie drugiego rodzaju, jak oczekiwano. Aby rozszerzyć pomiary krzywej topnienia o zakres poniżej temperatury porządkowania w fazie stałej, Halperin opracował wymyślną metodę samouzgodnioną, która nie była oparta na żadnym termometrze wtórnym. Później grupa Dwighta Adamsa z Uniwersytetu stanu Floryda [51] miała zastosować tę metodę w silnych polach magnetycznych. Odkryto przy tym, że powyżej około 0.4 T występuje druga uporządkowana magnetycznie faza stała o magnetyzacji znacznie wyższej niż w fazie niskopolowej. Teoretycy odgadli najpierw naturę porządku magnetycznego w fazie wysokopolowej [52], zaś natura fazy niskopolowej nadal pozostawała tajemnicą.

W końcu, w 1979 r., znów zacząłem myśleć o cieple stałym, podobnie jak Dwight Adams na Uniwersytecie stanu Floryda. Dzięki zapożyczeniom i modyfikacjom strategii, o której słyszałem po raz pierwszy od Billa Halperina, oraz zastosowaniu jądrowego rozmagnesowania miedzi do chłodzenia, nauczyłem się hodować monokryształy ^3He w magnetycznie uporządkowanej fazie stałej bezpośrednio z fazy nadciekłej. Pomiary rezonansu magnetycznego przeprowadzone na Florydzie [53] i w Laboratoriach Bella [54] wykazały bogate widmo NMR w uporządkowanej fazie niskopolowej, dowodząc bezpośrednio, że struktura podsięci ma symetrię niższą od sieci regularnej. Mike Cross, Daniel Fisher i ja byliśmy w stanie określić symetrię stanu uporządkowanego na podstawie naszych widm NMR i definitywnie odgadnąć dokładną strukturę podsięci. Stwierdziliśmy, że faza niskopolowa składa się z ferromagnetycznych płaszczyzn o spinach prostopadłych do kierunku którejkolwiek z głównych osi sieci, z orientacją naprzemienną spinów: dwie płaszczy-

znych o spinach do góry, dwie płaszczyzny o spinach w dół, itd. [55]. Praca ta została wykonana w czasie, gdy wszedł na ekrany film „Wojny gwiazdne”, i na cześć robota R2D2 w filmie nazwaliśmy fazę uporządkowaną „U2D2”, co oznaczało „2 do góry 2 w dół”.

W stałym ^3He międzyatomowa energia wymiany, powodująca uporządkowanie spinowe, jest o prawie cztery rzędy wielkości większa niż energia bezpośredniego magnetycznego oddziaływania dipol-dipol, i o cztery rzędy wielkości mniejsza niż charakterystyczna energia sieciowa, czyli energia Debye’a. Czyni to te układy magnetyczne szczególnie wygodnymi układami modelowymi do badania kooperatywnego zachowania się magnetycznego [56]. Bezspornie mieliśmy dużo szczęścia, że w zakresie temperatur od zera bezwzględnego do zaledwie trzech tysięcznych kelwina istnieje łącznie pięć wspaniałych uporządkowanych faz stałego i ciekłego ^3He , których zachowanie stanowi wciąż jeszcze zagadkę oraz dostarcza materiału doświadczalnego dla nowych koncepcji.

Tłumaczył Jerzy Czerwonko
Instytut Fizyki PWr
Wrocław

Literatura

- [1] I. Pomeranczuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 919 (1950).
 [2] R.C. Richardson, *Postępy Fizyki* **48**, 311 (1997).
 [3] Y.D. Anufriyev, *JETP Lett.* **1**, 155 (1965).
 [4] J.R. Sites, D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 836 (1969).
 [5] A.J. Leggett, M.J. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 586 (1968); **21**, 506 (1968); A.J. Leggett, *J. Phys. C* **3**, 448 (1970).
 [6] L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, D.M. Lee, R.C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 650 (1971).
 [7] R.T. Johnson, R.E. Rapp, J.C. Wheatley, *J. Low Temp. Phys.* **6**, 445 (1971).
 [8] D.D. Osheroff, nie opublikowana rozprawa doktorska, Cornell University (1973).
 [9] R.T. Johnson, O.V. Lounasmaa, R. Rosenbaum, O.G. Symko, J.C. Wheatley, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 403 (1970).
 [10] G.C. Straty, E.D. Adams, *Rev. Sci. Instrum.* **40**, 1393 (1969).
 [11] D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
 [12] D.D. Osheroff, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1972).
 [13] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 352 (1973).
 [14] V. Ambegaokar, P.G. de Gennes, D. Rainer, *Phys. Rev. A* **9**, 2676 (1974).
 [15] Patrz na przykład wykład J.C. Wheatleya po otrzymaniu nagrody Londona: *Proc. 14th Intern. Conf. on Low Temperature Physics*, red. M. Krusius, M. Vuorio (North-Holland, Amsterdam 1975), t. 5, s. 6 oraz literaturą tam zamieszczoną.
 [16] P.W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
 [17] R. Balian, N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963). Istnieje wcześniejsze określenie tego stanu przez Yu. Wdowina, jednak użyty przez niego formalizm nie był szerzej stosowany i jego rezultaty nie były dobrze znane na Zachodzie: Yu.A. Wdowin, w: *Zastosowania metod kwantowej teorii pola do zagadnień wielu cząstek*, red. A.I. Aleksiejewa (Gosatomizdat, Moskwa 1963), s. 94 (w jęz. rosyjskim).
 [18] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 536 (1965).
 [19] A. Layzer, D. Fay, *Int. J. Magn.* **1**, 135 (1971).
 [20] P.W. Anderson, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973); W.F. Brinkman, J. Serene, P.W. Anderson, *Phys. Rev. A* **10**, 2386 (1974).
 [21] A.J. Leggett, *Annals of Phys.* **85**, 11 (1974).
 [22] D.D. Osheroff, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 584 (1974).
 [23] W.J. Gully, C.M. Gould, R.C. Richardson, D.M. Lee, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 563 (1976).
 [24] D.N. Paulson, R.T. Johnson, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 746 (1973).
 [25] A.I. Ahonen, T.A. Alvesalo, M.T. Haikala, M. Krusius, M.A. Paalanen, *Phys. Lett.* **51A**, 279 (1975).
 [26] A.I. Ahonen, M. Krusius, M.A. Paalanen, *J. Low Temp. Phys.* **25**, 421 (1976).
 [27] L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 695 (1975).
 [28] Inseob Hahn, S.T.P. Boyd, H.M. Bozler, C.M. Gould, *J. Low Temp. Phys.* **101**, 781 (1995) i literatura w tej pracy.
 [29] P.G. de Gennes, *Phys. Lett.* **44A**, 271 (1973).
 [30] W.F. Brinkman, H. Smith, D.D. Osheroff, E.I. Blount, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 624 (1974).
 [31] D.D. Osheroff, S. Engelsberg, W.F. Brinkman, L.R. Corruccini, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 190 (1975).
 [32] A.I. Ahonen, T.A. Alvesalo, M.T. Haikala, M. Krusius, M.A. Paalanen, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **8**, L269 (1975).
 [33] D.D. Osheroff, W. van Roosbroeck, H. Smith, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 134 (1977).
 [34] P.J. Hakonen, O.T. Ikkala, S.T. Islander, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1838 (1982).
 [35] D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1009 (1974).
 [36] Co do przeglądu stanu wiedzy z roku 1975 patrz O.V. Lounasmaa, *Contemp. Phys.* **15**, 353 (1974); J.C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975); A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975). Co do aktualnego przeglądu tej dziedziny patrz D. Vollhardt, P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3* (Taylor and Francis, London 1990).

- [37] D.D. Osheroff, P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 686 (1974).
- [38] L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2029 (1980).
- [39] R. Ruel, H. Kojima, *Phys. Rev. B* **28**, 6582 (1983); Q. Jiang, H. Kojima, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 317 (1992).
- [40] N.D. Mermin, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1651 (1975); *Phys. Rev. B* **13**, 112 (1976).
- [41] D.D. Osheroff, L.R. Corruccini, *Phys. Lett. A* **51**, 447 (1975).
- [42] D.D. Osheroff, L.R. Corruccini, w: *Proc. 14th Intern. Conf. on Low Temperature Physics*, red. M. Krusius, M. Vuorio (North-Holland, Amsterdam 1975), t. 1, s. 100.
- [43] W.F. Brinkman, H. Smith, *Phys. Lett.* **53A**, 43 (1975).
- [44] I.A. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **31**, 509 (1978).
- [45] L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 564 (1975).
- [46] D.D. Osheroff, w: *Quantum Fluids and Solids*, red. S.B. Trickey, E.D. Adams, J.W. Duffy (Plenum Press, Nowy Jork 1977), s. 161.
- [47] A.S. Borowik-Romanow, Yu.M. Munkov, V.V. Dmitriev, Yu.M. Mikharskii, *JETP Lett.* **40**, 1033 (1985).
- [48] I.A. Fomin, *JETP Lett.* **40**, 1037 (1985).
- [49] A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975); J. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975); P.W. Anderson, W.F. Brinkman, w: *Physics of Liquid and Solid Helium, Part II*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson (J. Wiley and Sons, Nowy Jork 1978), s. 177; D.M. Lee, R.C. Richardson, w: *Physics of Liquid and Solid Helium, Part II*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson (J. Wiley and Sons, Nowy Jork 1978), s. 287.
- [50] W.P. Halperin, C.N. Archie, F.B. Rasmussen, R.A. Buhrman, R.C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 927 (1974).
- [51] R.B. Kummer, E.D. Adams, W.P. Kirk, A.S. Greenberg, R.M. Mueller, C.V. Britton, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 527 (1975).
- [52] J.N. Delrieu, M. Roger, J.H. Hetherington, *J. Phys. (Paris)* **41**, C7-231 (1978).
- [53] E.D. Adams, E.A. Schubert, G.E. Haas, D.M. Bakalyar, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 789 (1980).
- [54] D.D. Osheroff, M.C. Cross, D.S. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 792 (1980).
- [55] O aktualnych danych dotyczących własności magnetycznych stałego ^3He patrz artykuł przeglądowy: D.D. Osheroff, „Magnetic properties of solid helium three”, *J. Low Temp. Phys.* **87**, 297 (1992).
- [56] Y.P. Feng, P. Schiffer, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. B* **49**, 8790 (1994).

Nowy sprawdzian Modelu Standardowego*

David Hitlin

California Institute of Technology, Pasadena, California, USA

A new test for the Standard Model

Abstract: Why is there so much more matter than antimatter in the universe? Experiments now being built will discover if the answer provided by the Standard Model of particle physics is correct.

1. Wstęp

Wszelkie dane mówią nam, że Wszechświat składa się głównie z materii, a antymaterii jest bardzo mało. Istotnie, aby wytworzyć na Ziemi choćby małą ilość antymaterii, potrzebne są olbrzymie akceleratory cząstek. Ale podstawowy dogmat kosmologii Wielkiego Wybuchu mówi, że na samym początku było we Wszechświecie tyle samo materii, co antymaterii. Jak więc Wszechświat stracił swoją antymaterię?

Aby odpowiedzieć na to pytanie, musimy pamiętać o głębokim związku między kosmologią a fizyką cząstek elementarnych. Szczegółowe badanie tego podstawowego związku dostarczy dalszych sprawdzianów doświadczalnych Modelu Standardowego, wybitnej teorii cząstek elementarnych (Uzupełnienie 1). Może ono także pogłębić nasze zrozumienie wydarzeń, które zaszły wkrótce po Wielkim Wybuchu.

2. Gdzie się podziała antymateria?

W roku 1967 nieżyjący już obecnie Andriej Sacharow pokazał, że aby we Wszechświecie przeżyła materia, muszą być spełnione trzy warunki. Po pierwsze, muszą istnieć procesy mogące zmieniać liczbę barionową, czyli różnicę między liczbą barionów i antybarionów. Wszystkie obserwowane w laboratoriach reakcje między cząstkami

elementarnymi zachowują liczbę barionową, choć nie znamy po temu podstawowego powodu (dla leptonów obserwujemy podobne, nie wyjaśnione zachowanie liczby leptonowej). Ale niezachowanie liczby barionowej jest potrzebne, by umożliwić wytworzenie większej liczby barionów, niż antybarionów, a zatem więcej materii, niż antymaterii.

Drugi warunek polega na tym, by oddziaływanie elektroslabe, odpowiedzialne za rozpad ciężkich kwarków na lżejsze, naruszało symetrię CP (parzystości kombinowanej). Symetria CP oznacza, że fizyka oddziaływania nie zmienia się, jeśli cząstkę zamienimy na jej antycząstkę i odbijemy w zwierciadle. Procesy naruszające symetrię CP są potrzebne jako źródło mechanizmu zmiany liczby barionowej Wszechświata.

Po trzecie, Wszechświat nie może być w stanie równowagi cieplnej. To pozwala, by reakcje zachodziły w określonym kierunku; równowaga cieplna prowadziła do całkowicie odwracalnych reakcji, w których powstawałyby równe ilości materii i antymaterii.

Inflacyjne teorie kosmologiczne opisujące tworzenie się Wszechświata bez trudu pozwalają na odejście od równowagi cieplnej. Wiele teorii wielkiej unifikacji w fizyce cząstek elementarnych – teorii jednoczących oddziaływania elektromagnetyczne, słabe i silne – także pozwala na naruszenie liczby barionowej przy wielkich energiach. W większości tych teorii występują oddziaływa-

* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 10, nr 2, 37 (1997), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1997 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

nia, które naruszają zachowanie zarówno liczby barionowej (B), jak i leptonowej (L), ale zachowują wielkość $B - L$.

Fizycy doświadczalni, szukając dowodów tego naruszenia, poszukiwali rozpadu protonu, najlżejszego barionu, który powinien być całkowicie trwały w przypadku zachowania liczby barionowej. Rozważa się możliwość rozpadu protonu np. na pozyton i pion π^0 , czyli stan związany kwarków u i \bar{u} (lub d i \bar{d}). Ten proces, $p \rightarrow e^+ \pi^0$, nie zachowuje ani liczby barionowej, ani leptonowej, ale zachowuje $B - L$. Nie ma jednak dotąd żadnych poszlak, że taki proces zachodzi. Jest jednak pocieszające, że teorie wielkiej unifikacji, uważane za atrakcyjne z wielu różnych powodów, dopuszczają oddziaływania nie zachowujące liczby barionowej.

Ten ostatni element układanki, niezachowanie CP, odkryto doświadczalnie ponad 30 lat temu (Uzupełnienie 2). Uczeni z Uniwersytetu w Princeton (USA) stwierdzili, że ok. 0.2% długo żyjących obojętnych mezonów K rozpada się na pary naładowanych pionów: $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Mezon K_L^0 ma ujemną parzystość kombinowaną CP. Ale stan dwupionowy nie zmienia się pod wpływem transformacji CP, ma więc dodatnią parzystość kombinowaną. Samo istnienie takiego rozpadu, który zachodzi za pośrednictwem oddziaływania elektrosłabego, dowodzi, że to oddziaływanie nie wykazuje symetrii względem CP. James Cronin i Val Fitch z Uniwersytetu w Princeton otrzymali za to odkrycie Nagrodę Nobla w 1979 r. W uzasadnieniu nagrody odwoływano się zwłaszcza do kosmologicznych następstw tego zjawiska.

Tak więc wszystkie składniki podanego przez Sacharowa przepisu na wszechświat zdominowany przez materię istnieją, teoretycznie lub doświadczalnie. Istnieje jednak nadal kilka intrygujących problemów. Model Standardowy pozwala na naruszenie CP w bardzo naturalny sposób przez określone przejścia między kwarkami, ale ani go nie wymaga, ani nie precyzuje stopnia naruszenia.

Chodzi o to, że oddziaływania naruszające CP dozwolone w Modelu Standardowym są zbyt słabe, by usunąć antymaterię ze Wszechświata w takim stopniu, jak to obserwujemy. Ponadto nadal nie ma dowodów na to, że mechanizm naruszenia CP w Modelu Standardowym jest zgodny z obserwowaną doświadczalnie wielkością naruszenia. Ta rozbieżność mogłaby więc

sugerować, że wyjaśnienie w ramach Modelu Standardowego jest błędne. Być może jest to klucz pozwalający nam sięgnąć poza Model Standardowy – teorię, która wytrzymała wszystkie poprzednie sprawdziany doświadczalne.

Trudność weryfikacji doświadczalnej opisu naruszenia CP w Modelu Standardowym tkwi w zawiłym sposobie powiązania oddziaływań między kwarkami, według przepisu Modelu Standardowego, z obserwowanym zachowaniem się cząstek elementarnych. Rozważmy na przykład rozpad $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Obojętny mezon K_L^0 składa się z jednego kwarka d i jednego s , zaś każdy z naładowanych pionów zawiera kwark u i d . Rozpad elektrosłaby kwarków s (dziwnych) na kwarki u narusza symetrię CP, ale kwarki nie są cząstkami swobodnymi. Są one związane w mezony K_L^0 i piony przez oddziaływanie silne, opisane przez chromodynamikę kwantową (QCD).

Chromodynamika kwantowa jest bardzo dokładną teorią przy bardzo wysokich energiach (powyżej dziesiątków GeV), ale ma małą moc przewidywania przy niższych energiach (rzędu 1 GeV), odpowiadających wiązaniu kwarków w bariony i mezony. Procesy opisywane przez Model Standardowy na poziomie kwarkowym można badać doświadczalnie jedynie w elektrosłabych rozpadach mezonów. Brak szczegółowej wiedzy o oddziaływaniu wiążącym kwarki w mezony wprowadza to, co nazywamy „niepewnościami hadronowymi”. Z grubsza biorąc, te niepewności pochodzą stąd, że nie znamy dostatecznie dokładnie funkcji falowych kwarków wewnątrz mezonów i barionów. Dla rozpadów mezonów K_L^0 te niepewności są tak duże, że trudno jest porównywać wyniki doświadczalne z przewidywaniami teoretycznymi.

Sposobem na ominięcie tej trudności jest badanie rozpadów obojętnych mezonów B , zwanych B_d^0 , które zawierają kwarki \bar{b} i d . Pewne kanały rozpadu tych mezonów są w dużym stopniu wolne od niepewności hadronowych, co pozwala na to, by efekty niezachowania CP dało się jednoznacznie zinterpretować w ramach Modelu Standardowego. Co prawda funkcje falowe też nie są tu dobrze znane, ale gdy przychodzi do interpretacji wyników doświadczalnych z rozpadów B_d^0 w języku parametrów podstawowych, niepewności znoszą się. Ponadto Model Standardowy przewiduje, że asymetrie pochodzące z na-

ruszenia CP są całkiem duże w rozpadach B_d^0 – rzędu 10%, a to można bez trudu zmierzyć, natomiast w rozpadach K_L^0 efekt jest rzędu ułamek procenta.

3. Doświadczenia z mezonami B

Nienależdowane mezony B odkryto w 1987 r. w eksperymencie CLEO na Uniwersytecie Cornell (USA). Czemu więc po dziesięciu latach ciągle czekamy na pomiary rozpadów B_d^0 , które są tak istotne dla Modelu Standardowego i kosmologii?

Problem polega na tym, że sposoby rozpadu B_d^0 , które są wolne od niepewności hadronowych, są dość rzadkie. Musimy badać te kanały rozpadu, w których powstają tzw. stany własne CP – takie jak $\pi^+ \pi^-$, które nie ulegają zmianie pod wpływem transformacji CP. Ale takie rozpady zachodzą tylko raz na $10^4 - 10^6$ przypadków, a typowe prawdopodobieństwo ich zarejestrowania jest rzędu dziesięciu procent. Nawet dla asymetrii CP wynoszącej 10% znaczy to, że trzeba zaobserwować ok. 10^8 rozpadów, aby zrekonstruować kilkaset, które nas interesują, czyli najmniejszą liczbę, przy której pomiar jest znaczący statystycznie.

Mimo stałego postępu, w obecnych eksperymentach powstaje zbyt mało mezonów B_d^0 , aby można było wykonać takie pomiary. Inny problem to zjawisko zwane „mieszaniem”, które pozwala, by mezon B_d^0 rozpadał się tak, jak jego antycząstka \bar{B}_d^0 , i na odwrót. Ponieważ zarówno B_d^0 , jak \bar{B}_d^0 rozpadają się do tego samego stanu końcowego, układ doświadczalny musi pozwalać na odróżnienie rozpadów cząstki i antycząstki. To zwiększa liczbę mezonów B_d^0 potrzebną do zmierzenia stopnia niezachowania CP jeszcze o rząd wielkości.

Znaczenie pomiaru asymetrii CP w rozpadzie B_d^0 doprowadziło do nowego pokolenia doświadczeń w laboratoriach fizyki cząstek elementarnych. Można tu wykorzystać zarówno zderzacze $e^+ e^-$, jak i akceleratory protonowe.

Eksperymenty, których głównym celem jest pomiar asymetrii CP w rozpadach B_d^0 , ustawia się w Laboratorium Stanforda (Stanford Linear Accelerator Center – SLAC) w USA i w Narodowym Laboratorium Fizyki Wysokich Energii (KEK) w Tsukubie (Japonia). Te tzw. asymetryczne fabryki mezonów B to pierścienie aku-

mulacyjne elektron-pozyton i najnowocześniejsze detektory: pierścień PEP-II i detektor BABAR w SLAC-u, oraz pierścień KEK-B i detektor BELLE w KEK-u. Pomiary powinny rozpocząć się w ciągu najbliższych dwóch lat.

Projekty przygotowywane przy akceleratorach protonowych to m.in. eksperymenty CDF i D0 przy Tevatronie w Laboratorium Fermiego, które udoskonala się, by można było badać rozpady mezonów B produkowanych w zderzeniach proton-antypoton. Eksperyment HERA-B w laboratorium DESY w Hamburgu wykorzysta pierścienie akumulujące protony do produkcji mezonów B w rozpraszaniu protonów na cienkich drucikach w komorze próżniowej pierścienia. Pomiar asymetrii CP jest też celem eksperymentów ATLAS, CMS i LHC-B proponowanych dla wielkiego zderzacza hadronowego LHC w CERN-ie, europejskim laboratorium fizyki cząstek elementarnych pod Genewą.

4. Asymetryczne fabryki mezonów B

Asymetryczne fabryki mezonów B posłużą nam jako ilustracja tego, jak można zmierzyć asymetrię wynikającą z naruszenia CP. Te nowe pierścienie akumulacyjne mają dwie niezwykle cechy. Po pierwsze, ich świetność, która jest proporcjonalna do szybkości produkcji mezonów B, jest od 10 do 30 razy większa, niż w obecnie istniejących pierścieniach. To znaczy, że w ciągu roku można wyprodukować wystarczająco dużo mezonów B_d^0 , by uzyskać jednoznaczny wynik.

Po wtóre – energie wiązek elektronów i pozytonów nie są jednakowe (skąd pochodzi nazwa „asymetrycznych fabryk B”). To znaczy, że potrzebne są dwa niezależnie pierścienie akumulacyjne; dwie wiązki będą zderzać się w pewnym punkcie w środku detektora, i tu właśnie będzie się rejestrować rozpady mezonów B_d^0 . Pierścienie PEP-II w SLAC-u dają elektrony o energii 9 GeV i pozytony o energii 3.1 GeV.

Poprzednie doświadczenia w symetrycznych pierścieniach $e^+ e^-$, w których badano rozpad B_d^0 – np. ARGUS w DESY i CLEO w CESR (USA), wykorzystywały tzw. rezonans $\Upsilon(4S)$. Jest to maksimum całkowitego przekroju czynnego na anihilację przy energii 10.58 GeV, odpowiadające produkcji równych ilości mezonów B_d^0 i \bar{B}_d^0 , lub B^+ i B^- . Potrzebna jest próbka bogata w mezony

B_d^0 i \bar{B}_d^0 , by zminimalizować procesy „tła”, mogące osłabić efekt, który chcemy zmierzyć.

W powyższych doświadczeniach nie udało się jednak zmierzyć asymetrii CP z dwóch zasadniczych powodów. Po pierwsze, nie powstaje w nich wystarczająco dużo mezonów B, czemu ma zaradzić zwiększona świetlność nowych pierścieni akumulacyjnych. Po drugie, mezon B_d^0 ma bardzo krótki czas życia (ok. 1.5×10^{-12} s), i dlatego właśnie nowe akceleratory mają wiązki o różnych energiach.

Nierówne energie wiązek w asymetrycznych fabrykach B są kluczem do pokonania problemu krótkiego czasu życia B_d^0 . Wynikająca z niezachowania CP asymetria w rozpadzie mezonu B przy energii odpowiadającej rezonansowi $\Upsilon(4S)$ jest proporcjonalna do wyrażenia $\sin(t_1 - t_2)$; od chwili powstania do chwili rozpadu w układzie spoczynkowym rezonansu $\Upsilon(4S)$ upływa czas t_1 (dla mezonu B_d^0) i t_2 (dla mezonu \bar{B}_d^0). W zwykłych pierścieniach akumulacyjnych różnica $t_1 - t_2$ jest niemierzalnie mała ze względu na krótki czas życia mezonu B. Ponadto dowolny z tych dwóch mezonów może rozpaść się pierwszy. Tak więc pomiar, który uwzględni wszystkie możliwe chwile i kolejności rozpadu jest w gruncie rzeczy całkowaniem $\sin(t_1 - t_2)$ po $t_1 - t_2$ z przedziału od $-\infty$ do $+\infty$. Sinus jest funkcją symetryczną, i dostajemy wynik doświadczalny równy zeru.

Aby uzyskać wynik różny od zera, musimy wykonać pomiar, który nie jest symetryczny względem $t_1 - t_2$. Ponieważ mierzymy czasy rozpadu poprzez pomiar odległości, którą mezon B o znanej prędkości pokonuje, zanim się rozpadnie, musimy być w stanie zmierzyć odległości, które są mniejsze niż średnia droga przelotu mezonu B_d^0 przed rozpadem. W konwencjonalnym pierścieniu akumulacyjnym wiązki elektronów i pozytonów mają taką samą energię – połowę energii odpowiadającej rezonansowi $\Upsilon(4S)$ – więc mezony B_d^0 powstające w zderzeniach mają małe pędy i przebywają do chwili rozpadu zaledwie ok. $20 \mu\text{m}$. Taka dokładność znacznie przewyższa możliwości obecnych detektorów.

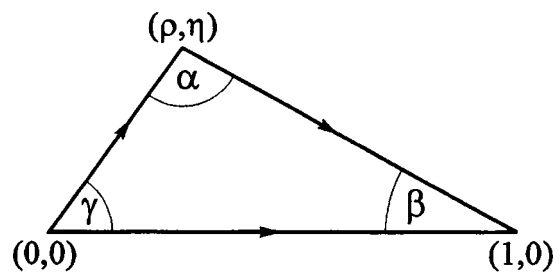
Rozwiązanie tego problemu zaproponował w 1987 r. Pier Oddone z Lawrence Livermore National Laboratory. Gdyby udało się wyprodukować rezonans $\Upsilon(4S)$ tak, żeby w układzie laboratoryjnym miał prędkość równą ok. połowy prędkości światła, wówczas powstające pary me-

zonów B miałyby duże pędy w tym układzie. Ich średnia droga do chwili rozpadu zwiększyłaby się do ok. $250 \mu\text{m}$, a to już można zmierzyć przy użyciu prostych metod. W ten sposób granice, w jakich całkujemy funkcję $\sin(t_1 - t_2)$, przestają być symetryczne, i mierzona asymetria CP nie będzie równa zeru. Można to osiągnąć, jeśli wiązka elektronów będzie miała energię 2 – 3 razy większą, niż wiązka pozytonów.

5. Jak sprawdzać Model Standardowy?

Przyjąwszy, że potrafimy zmierzyć asymetrię CP w rozpadzie obojętnego mezonu B, zastanówmy się jak możemy wykorzystać tę informację, aby sprawdzić, czy Model Standardowy dobrze wyjaśnia łamanie CP. Pierwsze wyzwanie polega na rozróżnieniu między wyjaśnieniem niezachowania CP danym przez Model Standardowy i przez teorię „supersłabą”. Model supersłaby proponuje istnienie nowego, całkiem słabego oddziaływania, które bezpośrednio zamienia mezony obojętne (K_L^0 i B_d^0) na ich antycząstki, ale nigdzie indziej nie działa. Ten typ wyjaśnienia *ad hoc* uważa się ogólnie za niepożądany, ale mimo upływu 33 lat nie został on obalony.

Drugie wyzwanie polega na sprawdzeniu, czy Model Standardowy może wyjaśnić niezachowanie CP zarówno w przypadku mezonów K_L^0 , jak i B_d^0 . Można to zrobić używając konstrukcji zwanej trójkątem unitarności (rys. 1).



Rys. 1. Konstrukcja trójkąta unitarności w płaszczyźnie parametrów CKM (ρ, η) . Długości boków trójkąta wyznaczane są z pomiarów wielkości różnych elementów macierzy CKM. Wierzchołek trójkąta leży w punkcie o współrzędnych (ρ, η) . Asymetrie pochodzące z niezachowania CP w różnych rozpadach B_d^0 wyznaczają niezależnie kąty trójkąta α , β i γ . Więcej niż trzy pomiary parametrów trójkąta pozwolą na test spójności wewnętrznej Modelu Standardowego.

Trójkąt unitarności wiąże parametry opisujące zjawiska naruszające CP z innymi parametrami.

trami tzw. macierzy Cabibba-Kobayashiego-Maskawy (CKM), która opisuje sprzężenia między różnymi kwarkami. Znaczenie trójkąta unitarności stanie się jasne, jeśli spojrzymy na kilka cech macierzy CKM.

W roku 1963, gdy znano tylko kwarki u , d i s , Nicola Cabibbo z Uniwersytetu w Rzymie pokazał, że można wyjaśnić małe szybkości rozpadu cząstek zawierających kwarki dziwne, jeśli wprowadzić rozróżnienie między stanami własnymi (wektorami bazy) oddziaływań słabych, a fizycznymi stanami własnymi o określonej masie. W ten sposób potrafił on wyjaśnić wszystkie procesy rozpadu cząstek dziwnych za pomocą jednego parametru, znanego pod nazwą kąta Cabibba.

Dziesięć lat później M. Kobayashi i T. Maskawa z Uniwersytetu w Kyoto uogólnili ten pomysł na układy z większą liczbą kwarków. Pokazali oni, że 6 kwarków, zgrupowanych w trzy rodziny dubletów, stanowi minimalną liczbę potrzebną na to, by teoria obejmowała niezachowanie CP. Gdy kwarki rozpadają się na skutek oddziaływań słabych, „liczba kwarkowa” – różnica między liczbą kwarków i antykwarków – musi pozostać bez zmian. To narzuca ograniczenia na sprzężenia między różnymi typami kwarków, czego podsumowanie znajdziemy w macierzy CKM:

$$\begin{matrix} & d & s & b \\ \begin{matrix} u \\ c \\ t \end{matrix} & \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} & . \end{matrix}$$

Na przykład rozpadem kwarku c w kwark d rządzi stała sprzężenia V_{cd} .

Dziewięć stałych sprzężenia występujących w tej macierzy opisuje wszystkie możliwe oddziaływania między kwarkami. Macierz CKM jest macierzą unitarną; jest to wewnętrzna cecha, która bierze się stąd, że wszystkie oddziaływania między kwarkami muszą zachodzić w przestrzeni tych sześciu kwarków. Taką unitarną macierz o wymiarze 3×3 można w sposób zupełny opisać przez podanie czterech liczb – trzech rzeczywistych i jednej urojonej, więc 9 stałych sprzężenia w macierzy CKM nie jest od siebie niezależnych.

Sprzężenie między stanami własnymi oddziaływań słabych i stanami własnymi operatora

masy można zatem opisać z pomocą trzech liczb rzeczywistych, tzw. kątów CKM, i jednej liczby urojonej, tzw. fazy CKM. Ta urojona faza pozwala na przejścia, w których CP nie jest zachowana, i umożliwia włączenie niezachowania CP w naturalny sposób w Model Standardowy. To nie znaczy, że oddziaływania w Modelu Standardowym, opisane tak oszczędnie przez cztery parametry CKM, wyjaśniają niezachowanie CP, a jedynie, że istnieje możliwość, iż teoria może to zrobić. Badając doświadczalnie procesy naruszające CP w rozpadzie mezonu B powinniśmy móc stwierdzić, czy Model Standardowy potrafi wyjaśnić niezachowanie CP, i w ten sposób być może zrozumieć, skąd się bierze przewaga materii we Wszechświecie.

Dalszy wgląd w strukturę macierzy CKM pochodzi od Lincolna Wolfensteina z Uniwersytetu Carnegiego-Mellona, który w 1984 r. zauważył, że wielkość elementów macierzowych maleje przy oddalaniu się od przekątnej. Tak zwana „parametryzacja Wolfensteina” stała się obecnie standardowym zapisem w rozważaniach nad macierzą CKM.

W tym podejściu mamy nadal cztery parametry. Pierwszy, oznaczony literą λ , jest w zasadzie pierwotnym kątem Cabibba, który opisuje rozpady cząstek dziwnych, zaś drugi, A , związany jest z czasem życia mezonów B. Obydwa te parametry zmierzono z rozsądną dokładnością. Dwa pozostałe parametry, η i ρ , są słabiej znane. Pomiar asymetrii CP w układach mezonów B_d^0 pomoże je wyznaczyć. W tym podejściu η opisuje wielkość niezachowania CP. Model supersłaby przewiduje, że $\eta = 0$, więc różny od zera wynik doświadczalny pomógłby wykluczyć tę teorię.

6. Wyznaczanie trójkąta unitarności

Z faktu, że macierz CKM jest unitarna, wynikają pewne związki między jej elementami. Jeden z nich, $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$, gdzie gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone, jest definicją trójkąta unitarności. Ale elementy macierzy CKM występujące w tym związku nie są dokładnie znane z kilku powodów.

Pierwszym z nich jest niepewność doświadczalna. Na przykład element V_{cb} wyznacza się ze zmierzonej szybkości rozpadu mezonu B na

jeden lub więcej mezonów oraz lepton i stowarzyszone z nim neutrino (rozpad półleptonowy), i z tym związany jest błąd doświadczalny. Drugi to niepewność teoretyczna pojawiająca się, gdy wiążemy wyniki pomiarów z elementami macierzy CKM. Przykładem może tu być V_{ub} , gdzie związek między elementem macierzowym i mierzonym widmem rozpadu leptonu opiera się na pewnym modelu teoretycznym. Trzecią niepewność stanowi niedokładna znajomość masy odkrytego ostatnio kwarka t . Dokładność tych wszystkich pomiarów zostanie w najbliższych kilku latach poprawiona dzięki różnym nowym doświadczeniom.

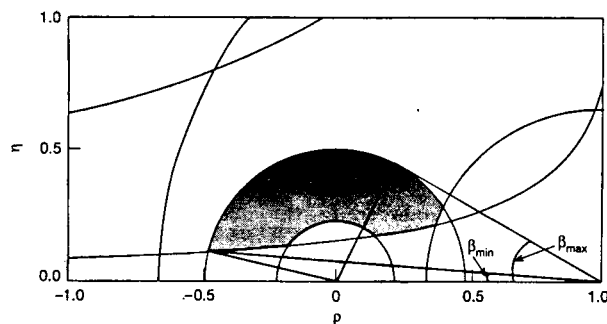
Wypadkową powyższych niepewności jest fakt, że dokładny kształt trójkąta unitarności nie jest znany. Używając znanych wartości parametrów λ i A oraz zakładając, że masa kwarka t wynosi $175 \text{ GeV}/c^2$, możemy najwyżej powiedzieć, że punkt o współrzędnych (η, ρ) musi leżeć w zacieniowanym obszarze na rys. 2. W najbliższych latach poprawione wyniki pomiarów powinny zmniejszyć ten obszar, uściślając naszą znajomość η i ρ . Ponadto, z informacji o trzech bokach trójkąta unitarności wynikają ograniczenia na kąty w tym trójkącie. Na przykład, jeśli masa kwarka t wynosi $175 \text{ GeV}/c^2$, kąt β musi leżeć w przedziale między 10° a 150° .

Kąty w trójkącie unitarności są ważne, ponieważ są one bezpośrednio związane z pomiarami asymetrii CP w rozpadach mezonów B. Obecne wyniki pomiarów wyznaczają długości boków trójkąta, a wierzchołki wszystkich trójkątów dozwolonych przez Model Standardowy muszą leżeć w zacieniowanym obszarze na rys. 2.

Możemy więc badać spójność wewnętrzną Modelu Standardowego mierząc jeden lub więcej kątów, gdyż każdy kąt musi zawierać się w pewnym określonym przedziale. Jeśli wyznaczone kąty będą leżeć w dozwolonym przedziale, stwierdzimy, że urojona faza macierzy CKM, η , może opisać niezachowanie CP. Jeśli zaś kąty znajdują się poza dozwolonym przedziałem, Model Standardowy zawiedzie po raz pierwszy, dając sygnał istnienia nowej fizyki wykraczającej poza ten model.

W doświadczeniach, w których bada się rozpady B_d^0 do konkretnych stanów własnych CP, powinno się dać wyznaczyć wszystkie kąty, α , β , γ , choć z niejednakową dokładnością. Na przykład asymetria CP w rozpadzie mezonów B_d^0 i \bar{B}_d^0

na krótkożyłowy mezon K (K_s^0) i cząstkę J/Ψ , będącą stanem związanym kwarków c i \bar{c} , jest wprost proporcjonalna do $\sin 2\beta$, a dla rozpadu na parę naładowanych pionów ($\pi^+ \pi^-$) jest proporcjonalna do $\sin 2\alpha$. Bezpośredni pomiar $\sin 2\gamma$ jest trudniejszy, ponieważ musimy obserwować asymetrię CP w rozpadach mezonów B_s^0 , które zawierają kwarki \bar{b} i s . Te cząstki są produkowane w mniejszych ilościach, i przy energiach powyżej rezonansu $\Upsilon(4S)$. Chociaż istnieje kilka pośrednich metod pomiaru kąta γ w rezonansie $\Upsilon(4S)$, wymagają one bardzo dużej statystyki.



Rys. 2. Obecne wyniki pomiarów elementów macierzy CKM narzucają ograniczenia na długości boków trójkąta unitarności w płaszczyźnie (ρ, η) , jak pokazano na rysunku. Wierzchołek trójkąta unitarności musi leżeć w zacieniowanym obszarze, który przedstawia część wspólną dozwolonych obszarów. Jeśli poprawna jest sześciokwarkowa wersja Modelu Standardowego, przypisująca niezachowanie CP fazy w macierzy CKM, wówczas np. kąt β musi leżeć między β_{\min} (ok. 10°) i β_{\max} (ok. 150°). Te dwa graniczne przypadki zaznaczone są na rysunku.

Widzieliśmy, że aby stwierdzić, czy najpierw rozpadł się mezon B_d^0 , czy \bar{B}_d^0 , należy śledzić rozpad mezonu B. Jeśli np. rejestrujemy w stanie końcowym cząstkę J/Ψ i K_s^0 , nie wiemy, czy pochodzą one z rozpadu mezonu B_d^0 , czy \bar{B}_d^0 . Ale w rozpadzie półleptonowym mezonu B_d^0 powstaje lepton dodatni, a w rozpadzie \bar{B}_d^0 – ujemny (mion lub elektron). Tak więc, jeśli dodatnio naładowany lepton powstaje w półleptonowym rozpadzie mezonu B w chwili t_1 , wiemy wówczas, że ten drugi mezon to \bar{B}_d^0 . Rozpadnie się on więc w późniejszej chwili t_2 , albo bezpośrednio, albo po zamianie w B_d^0 w wyniku mieszania. Mierząc stany końcowe i znając kolejność rozpadów (rys. 3), możemy rozróżnić cztery kombinacje, którym będą odpowiadać liczby przypadków N_1 , N_2 , N_3 i N_4 :

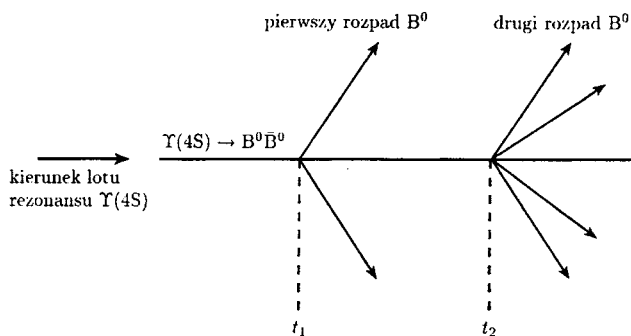
$B_d^0 \rightarrow$ dodatnio naładowany lepton w chwili t_1 ,
 J/Ψ i K_s^0 w chwili t_2 ;

- $\bar{B}_d^0 \rightarrow$ ujemnie naładowany lepton w chwili t_1 ,
J/ Ψ i K_s^0 w chwili t_2 ;
- $\bar{B}_d^0 \rightarrow$ dodatnio naładowany lepton w chwili t_2 ,
J/ Ψ i K_s^0 w chwili t_1 ;
- $B_d^0 \rightarrow$ ujemnie naładowany lepton w chwili t_2 ,
J/ Ψ i K_s^0 w chwili t_1 .

Asymetrię wynikającą z niezachowania CP definiuje się teraz jako

$$A_{CP} = (N_1 - N_2 + N_3 - N_4)/(N_1 + N_2 + N_3 + N_4),$$

a to wyrażenie jest proporcjonalne do $\sin(t_1 - t_2)$. Jeśli zatem A_{CP} jest różne od zera, symetria CP jest łamana w rozpadach mezonów B_d^0 . Dla rozpadów na stany własne CP możemy łatwo związać A_{CP} z kątami trójkąta unitarności, a niepewności teoretyczne są tu niewielkie.



Rys. 3. W asymetrycznej fabryce mezonów B pary mezonów B_d^0 i \bar{B}_d^0 tworzone przy energii odpowiadającej rezonansowi $Y(4S)$ mają w układzie laboratoryjnym prędkość równą ok. połowy prędkości światła. Dowolny z tych mezonów może rozpaść się w chwili t_1 dając albo cząstkę J/ Ψ i mezon K_s^0 , albo lepton (w rozpadzie półleptonowym). Po rozpadzie półleptonowym mezonu B_d^0 mamy dodatnio naładowany lepton (i mezon \bar{B}_d^0), a po rozpadzie \bar{B}_d^0 – ujemny lepton (i B_d^0). Mieszanie pozwala na to, by mezon B zmienił się w swoją antycząstkę, więc w chwili t_2 możliwe są 4 rozpady. Przez detekcję leptonów powstających w tym rozpadzie można wyznaczyć kolejność rozpadów i zmierzyć asymetrię CP.

7. Spojrzenie w przyszłość

W nadchodzącej dekadzie zbadamy część Modelu Standardowego dotyczącą kwarków dzięki pomiarom asymetrii CP w rozpadach mezonów B_d^0 . Pozwoli to ostatecznie rozwiązać jeden z najważniejszych otwartych problemów fizyki cząstek elementarnych: dlaczego we Wszechświecie jest więcej materii niż antymaterii.

Wyniki tych pomiarów być może pomogą nam upewnić się, że faza CKM Modelu Standardowego może wyjaśnić niezachowanie CP, ponownie dowodząc mocy tej teorii. Z drugiej strony mogą też odsłonić pierwsze pęknięcie w gmachu, jakim jest Model Standardowy.

Uzupełnienie 1. Model Standardowy w fizyce cząstek elementarnych

Model Standardowy jest jedną z najważniejszych idei w fizyce cząstek elementarnych. Ta potężna, elegancka, ale także frustrująca struktura pozwala opisać wszystkie znane zjawiska w dziedzinie subatomowej za pomocą pewnej niewielkiej liczby cząstek i nośników oddziaływań. Elegancja polega na nieliczności podstawowych obiektów i prostocie matematyki. Moc modelu leży w jego zdolności przetrwania każdego wyzwania doświadczalnego od ponad dwudziestu lat.

Model Standardowy zawiera 12 podstawowych cząstek – sześć kwarków, trzy leptony naładowane i trzy leptony obojętne elektrycznie – oraz cztery podstawowe oddziaływania. Wszystkim podstawowym cząstkom towarzyszą ich antycząstki i wierzymy, że cztery podstawowe oddziaływania są przenoszone przez cząstki. Podstawowe cząstki tworzą trzy pokolenia: pierwsze zawiera dwa najbliższe kwarki, u i d, oraz elektron i neutrino elektronowe; druga rodzina (pokolenie) zawiera kwarki dziwny (s) i powabny (c), oraz mion i neutrino mionowe; trzecie pokolenie zaś zawiera dwa najcięższe kwarki – t i b, oraz lepton tau i neutrino taonowe.

Kwarki u, c i t mają ładunek $\frac{2}{3}e$; elektron, mion i lepton τ mają ładunek $-e$; kwarki d, s i b mają ładunek $-\frac{1}{3}e$. Antykwarki i antyleptony mają ładunki przeciwnie niż ich partnerzy, a wszystkie neutrino i antyneutrino są obojętne elektrycznie. Kombinacje kwarka z antykwarkiem tworzą mezony, a kombinacje trzech kwarków – bariony.

Model Standardowy zawiera także układ cząstek, które przenoszą oddziaływania między cząstkami podstawowymi: fotony dla oddziaływań elektromagnetycznych, W^\pm i Z^0 dla elektroślabych i osiem gluonów dla oddziaływań silnych. Jedyna cząstka, której jeszcze potrzebujemy, to bozon Higgsa. Pozwala on na spontaniczne naruszenie symetrii elektroślabej, umożliwiając w ten sposób powstawanie mas cząstek.

Uzupełnienie 2. Prawa zachowania a naruszenie symetrii CP

Jedną z najbardziej podstawowych zasad w fizyce jest związek między symetriami i prawami zachowania, znany jako twierdzenie Noether. Mówi ono, że jeśli ewolucja układu kwantowego ma jakąś szczególną symetrię, to ta symetria jest przejawem pewnego prawa zachowania.

Rozważmy jako przykład operator parzystości P , który odbija w zwierciadle wszystkie współrzędne przestrzenne. Wydaje się oczywiste, że prawa fizyki powinny być niezmiennicze przy takim odbiciu, ale to założenie zostało w dramatyczny sposób obalone w 1957 r. w trzech doświadczeniach: dwa z nich przeprowadzone zostały na Uniwersytecie Columbia przez grupy Chien-Shiung Wu i Leona Ledermana, a trzeci – przez Jerome'a Friedmana i Vala Telegdiego na Uniwersytecie w Chicago. Eksperymenty te wykazały, że parzystość jest naruszana w tej części słabych oddziaływań, która sprzęga kwarki z leptonami. Ale sprzężenie ładunkowe C , które zmienia cząstkę w jej antycząstkę, jest naruszane w ten sam sposób. Myślano więc, że parzystość kombinowana CP jest zachowana w słabych oddziaływaniach, co przywracałoby pewną dozę symetrii w obowiązujących teoriach.

Jednak już w 1964 r. James Christenson, James Cronin, Val Fitch i René Turlay z Uniwersytetu w Princeton stwierdzili, że pary naładowanych pionów, π^+ i π^- , tworzą się w rozpadzie długożyciowych obojętnych mezonów K , K_L^0 , za pośrednictwem słabych oddziaływań. Te dwa piony są w stanie o dodatniej parzystości CP , gdyż operator C zamienia π^+

na π^- i na odwrót. Operator P odbija następnie ich współrzędne przestrzenne, więc odtwarza się pierwotny stan $\pi^+ \pi^-$.

Natomiast mezon K_L^0 ma ujemną parzystość kombinowaną, więc jego rozpad na parę naładowanych pionów narusza symetrię CP . Christenson wraz z kolegami stwierdzili, że ok. 0.2% wszystkich mezonów K_L^0 rozpada się na $\pi^+ \pi^-$.

Tłumaczyła *Magdalena Staszal*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa .

Lektura uzupełniająca

- E. Bellotti, „Searching for darkness and decay”, *Phys. World* **7**, nr 7, 37 (1994).
- D. Hitlin, S. Stone, „CP violation in B meson decay”, *SLAC Beam Line* **21**, 8 (1991).
- N. Roe, M. Riordan, „Why are we building B factories?”, *SLAC Beam Line* **26**, 2 (1996).
- E. Sather, „The mystery of the matter-antimatter asymmetry”, *SLAC Beam Line* **26**, 31 (1996).

Granty KBN z fizyki XII i XIII konkurs

Grants in physics of the State Research Committee

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) z fizyki finansowanych przez Komitet Badań Naukowych poczynawszy od stycznia 1997 r. (XII konkurs) i od czerwca 1997 r. (XIII konkurs). Ogólną informację o grantach KBN-u i wynikach I konkursu przedstawiliśmy w *Postęпах Fizyki* 44, 131 (1993), a wyniki kolejnych konkursów są podane w *Postęпах Fizyki* 45, 59 (1994), 45, 365 (1994), 46, 55 (1995), 47, 263 (1996) oraz 48, 43 (1997). Wiele aktualnych informacji o działalności KBN-u zawierają także artykuły A.Z. Hrynkiwicz: *Postępy Fizyki* 46, 259 (1995) oraz 48, 565 (1997).

Lista projektów została opracowana przy współpracy Pani Bożeny Makowieckiej-Królak z Sekcji Fizyki KBN.

Redakcja

XII konkurs

Kierownik projektu Tytuł projektu	Liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)			
METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POŁA, FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA				
prof. Jerzy Jurkiewicz (IF UJ) Sieciowe teorie pola	9 36 135 000	dr Zbigniew Jaskólski (IFT UW _r) Modele strun w wymiarach niekrytycz- nych $1 < d < 25$: struna masywna	3 24	30 000
prof. Jerzy Lukierski (IFT UW _r) Deformacje kwantowe symetrii czaso- przestrzennych: formalizm i zastosowa- nia	11 36 122 000	dr hab. Marek Napiórkowski (IFT UW) Powierzchniowe przemiany fazowe w niestandardowych geometriach	1 24	18 000
prof. Andrzej Trautman (IFT UW) Metody geometryczne w klasycznej teo- rii pola i kwantowej teorii grawitacji	8 24 100 000	prof. Jarosław Piasecki (IFT UW) Teoria kinetyczna procesów przewod- nictwa, agregacji i anihilacji	1 24	18 000
dr hab. Ryszard Kutner (IFD UW) Transport oraz dyfuzja w bozonowym gazie sieciowym	4 36 77 200	mgr Grzegorz Pestka (IF UMK) Badanie układów dwu- i trójfermiono- wych metodą funkcji skorelowanych	1 12	10 000
prof. Łukasz Turski (CFT PAN) Dynamika układów cząstek oddziałują- cych na powierzchniach rzeczywistych kryształów	4 24 60 000	prof. Krzysztof Parliński (IFJ) Komputerowe symulacje struktural- nych przejść fazowych (promotorski)	2 12	7 500
dr Konrad Bajer (IG UW) Struktura i dynamika wirów oraz ich za- stosowania do opisu przepływów turbu- lencych	3 24 50 000	FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII		
		prof. Jerzy Bartke (IFJ) Badanie oddziaływań ultrarelatywis- tycznych ciężkich jonów o energiach po- wyżej 1000 GeV/nukleon w ekspery- mencie ALICE na akceleratorze LHC w CERN-ie	13 24	120 000
		prof. Stefan Pokorski (IFT UW) Badania fenomenologicznych aspektów teorii supersymetrycznych	7 24	120 000

prof. Ewa Skrzypczak (IFD UW) Badanie gęstej i gorącej materii jądrowej powstającej w zderzeniach ciężkich jąder ($^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$) przy energii 33 TeV; eksperyment Na 49 w CERN	9	18	100 000	dr Beata Kozłowska (IF UŚI) Badanie stanu D w funkcji falowej ^6Li przy użyciu reakcji przekazu ($^6\text{Li}, d$) oraz ($^6\text{Li}, \alpha$)	1	12	8500
dr Janusz Zabierowski (IPJ) Badanie rozkładów mionów w wielkich pękach promieniowania kosmicznego w ramach niemiecko-polskiego eksperymentu KASCADE w Karlsruhe (RFN)	7	24	100 000	FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA			
dr Elżbieta Richter-Wąs (IFJ) Poszukiwania cząstki Higgsa i cząstek supersymetrycznych w zderzeniu proton-proton przy 14 TeV	5	24	55 000	dr hab. Bolesław Kozankiewicz (IF PAN) Pojedyncze cząsteczki jako sondy ich nano-otoczenia	4	36	150 000
dr hab. Wojciech Broniowski (IFJ) Równowagowe i nierównowagowe własności dynamiki hadronów w efektywnych teoriach chiralnych	2	36	45 000	prof. Franciszek Kaczmarek (IF UAM) Zbadanie mechanizmów wzbudzenia fluorescencji w światłowodach erbowych. Określenie wydajności przetwarzania podczerwieni w światło widzialne	5	36	110 000
prof. Danuta Kisielewska (WFiTJ AGH) Eksperyment ZEUS. Analiza fizyczna i system gazowy kalorymetru uzupełniającego BAC	9	18	45 000	dr hab. Marian Szymański (IF UAM) Rola oddziaływań międzycząsteczkowych w zaniku stanów wzbudzonych tioketonów: laserowa spektroskopia z pikosekundową rozdzielczością czasową	13	36	100 000
prof. Janusz Zakrzewski (IFD UW) Eksperyment ZEUS: analiza fizyczna i kalorymetr uzupełniający BAC	5	18	45 000	prof. Ryszard Parzyński (IF UAM) Analityczny model stabilizacji atomu w polu elektromagnetycznym o częstotliwości podprogowej	4	30	75 000
dr hab. Jacek Ciborowski (IFD UW) Eksperyment ZEUS: analiza fizyczna	6	18	40 000	dr Arkadiusz Orłowski (IF PAN) Lokalizacja fal elektromagnetycznych w nieuporządkowanych strukturach dielektrycznych	4	24	64 000
prof. Andrzej Eskreys (IFJ) Eksperyment ZEUS. Analiza fizyczna i monitor świetlności LUMI	7	18	40 000	prof. Stanisław Klama (IFM PAN) Rezonans Fano w niesprężystym rozpraszaniu światła w ograniczonych układach	4	36	45 000
dr hab. Krzysztof Doroba (IFD UW) Badanie produkcji par hadronów i leptonów w oddziaływaniach $\gamma\gamma$ w akceleratorze LEP	2	24	16 000	prof. Lutosław Wolniewicz (IF UMK) Własności spektroskopowe dwuelektronowych układów molekularnych	3	24	44 000
mgr Robert Kamiński (IFJ) Badanie oddziaływań lekkich mezonów w kanałach sprzężonych $K\bar{K}$ i $\pi^+\pi^-$	1	12	8500	dr hab. Józef Sienkiewicz (WFTiMS PG) Relatywistyczne metody teoretyczne w rozpraszaniu elektronów na atomach	2	36	35 000
prof. Danuta Kisielewska (WFiTJ AGH) Badanie produkcji mezonów wektorowych z dużym przekazem czteropędu w eksperymencie ZEUS na akceleratorze HERA (promotorski)	2	18	7500	prof. Eugeniusz Czuchaj (IFTiA UG) Badanie dwuatomowych kompleksów zderzeniowych typu metal-gaz szlachetny	1	36	30 000
FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY				dr Radosław Szmytkowski (WFTiMS PG) Relatywistyczna metoda R-macierzy: zastosowanie do opisu zderzeń elektronów z atomami	1	24	20 000
dr Teresa Rząca-Urban (IFD UW) Poszukiwanie egzotycznych stanów jądrowych w lekkich izotopach Gd	8	36	120 000	dr Ryszard Horodecki (IFTiA UG) Metody puryfikacji i nielokalność nieseparowalnych kwantowych stanów mieszanych	3	12	13 200
prof. Bogusław Kamys (IF UJ) Badanie nieleptonowego, czterofermionowego rozpadu słabego przez pomiar czasu życia hiperonu Λ^0 w materii jądrowej	10	24	100 000	mgr Piotr Kochański (CFT PAN) Czasoprzestrzenna struktura stanów ściśniętych w fizyce atomowej i optyce	1	18	10 000
prof. Zbigniew Majka (IF UJ) Disintegration Time Scales of Hot and Heavy Nuclei Produced in Intermediate Energy Heavy Ion Collisions	7	36	71 875	dr Marian Rusek (IF PAN) Zagadnienia propagacji mikrofal i fal świetlnych w losowych ośrodkach dwuwymiarowych	1	12	7500
prof. Krzysztof Pomorski (IF UMCS) Synteza i rozszczepienie egzotycznych jąder atomowych	7	36	70 000	mgr Bouchta Sahaoui (IF UMK) Badanie nieliniowych własności optycznych trzeciego rzędu pochodnych tetra- i trefluorwalenu	1	12	7500
prof. Janusz Dąbrowski (IPJ) Oddziaływanie cząstek dziwnych z jądrami atomowymi	4	36	45 000				

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. Mikołaj Łabowski (IA UAM) Opracowanie dwufazowej teorii opisującej propagację fal ultradźwiękowych w cieczech magnetycznych oraz jej eksperymentalna weryfikacja	7	36	120 000
prof. Józef Spałek (IF UJ) Fazy skondensowane i dynamika silnie skorelowanych układów fermionowych wraz z zastosowaniem do nadprzewodników wysokotemperaturowych oraz układów prawie zlokalizowanych	6	36	120 000
prof. Henryk Szymczak (IF PAN) Mechanizmy determinujące magnetoopór w ortomanganitach. Separacja faz i kolektywny efekt Jahna-Tellera	10	32	110 000
dr hab. Kazimierz Łątka (IF UJ) Badanie mikroskopowych i makroskopowych własności magnetycznych międzymetalicznych związków i faz ziem rzadkich	6	36	100 000
dr hab. Jan Kołaczek (IFD UWr) Oddziaływania lateralne w warstwach adsorbatów metalicznych, termiczna stabilność warstw i podłoża	6	24	80 000
prof. Henryk Stachowiak (INTiBS PAN) Samouzgodnione obliczenie struktury elektronowej metali prostych przy użyciu metod teorii cieczy	3	36	50 000
prof. Stefan Mróz (IFD UWr) Wpływ temperatury podłoża na mechanizm wzrostu ultracienkich warstw srebra na powierzchni kryształów miedzi i niklu	3	24	48 000
dr hab. Bogusław Fugiel (IF UŚI) Dielektryczne własności ferroelektryków jednoosiowych w pobliżu punktu przejścia fazowego – eksperymentalne testowanie modeli teoretycznych	4	18	46 000
dr Piotr Wróbel (INTiBS PAN) Nieporządek w układach silnie skorelowanych elektronów	2	24	40 000
prof. Andrzej Murasik (IEA) Badania magnetycznych właściwości wybranych związków ziem rzadkich o strukturze typu AuCu ₃ metodą sprężystego i niesprężystego rozpraszania neutronów	2	24	30 000
prof. Janusz Zieliński (IF UŚI) Poprawki wierzchołkowe do równań Eliashberga dla dwuwymiarowego modelu Hubbarda	5	14	25 000
dr hab. Włodzimierz Zapart (KF PCz) Ferroelastyczne przejście fazowe w Pb ₃ (PO ₄) ₂ badane metodą elektronowego paramagnetycznego rezonansu (promotorski)	2	24	15 000
dr hab. Ewa Sobczak (IF PAN) Spektroskopowe badania rentgenowskie stopów amorficznych i nanokrystalicznych (promotorski)	2	20	12 000
prof. Andrzej Murasik (IEA) Przemiany fazowe w wybranych przewodnikach jonowych zawierających U ⁴⁺ (promotorski)	2	12	7 500

KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY, CIECZE

prof. Jerzy Ziolo (IF UŚI) Badanie dynamiki przejść fazowych układów z rozmytym czasem relaksacji	8	33	150 000
dr hab. Roman Świetlik (IFM PAN) Spektroskopia IR nowych metali i półprzewodników organicznych: struktura elektronowa, oddziaływania elektron-elektron i elektron-fonon	6	36	120 000
prof. Jerzy Janik (IFJ) Badanie ruchów reorientacyjnych i tunelowania grup molekularnych w materii skondensowanej	8	36	100 000
prof. Mariusz Maćkowiak (IFM PAN) Dynamika molekularna, symetria rozkładu gęstości elektronowej i mechanizmy relaksacji kwadrupolowej badane metodą wielowymiarowej spektroskopii NQR	4	34	80 000
dr Stanisław Różański (LO im. M. Skłodowskiej-Curie, Piła) Wpływ ograniczeń geometrycznych na orientację molekuł i własności fizyczne ciekłych kryształów	1	24	35 000
dr hab. Kazimierz Piechór (IPPT PAN) Fronty wędrujące w równaniach kinetycznych modelujących płyny van der Waalsa	2	18	20 000
mgr Marcin Fiałkowski (IF UJ) Wybrane własności ciekłych kryształów nematycznych o symetrii biaksjalnej	1	18	10 000
mgr Grzegorz Piszczek (IFD UG) Badania stanu TICT w sztywnych matrycach polimerowych oraz lepkich rozpuszczalnikach – pomiary kierunków momentów przejść i widm anizotropii emisji	1	10	5 000

PÓLPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr Witold Dobrowolski (IF PAN) Magnetyczne oddziaływania w mieszanych strukturach niskowymiarowych ferromagnetyk – półprzewodnik typu EuS-PbS	13	36	135 000
dr Ryszard Cywiński (INTiBS PAN) Synteza i zbadanie właściwości optycznych nowych materiałów dielektrycznych zawierających nanokrystaliczne wytrącenia niektórych półprzewodników i metali	8	24	100 000
dr hab. Eugeniusz Szeregij (IF WSP Rzeszów) Rezonans magnetofononowy w czteroskładnikowych roztworach stałych	6	24	50 000
dr Włodzimierz Laprus (IPPT PAN) Piezoelektryczne fale powierzchniowe (PIW)	2	30	42 250
dr Przemysław Dereń (INTiBS PAN) Zbadanie mechanizmów procesów transferu energii dla jonów aktywnych i ziem rzadkich na przykładzie jonów U ³⁺ i Pr ³⁺ w kryształach centro- i niecentrosymetrycznych	2	24	35 000

dr Bogdan Kowalski (IF PAN) Częściowo zapełnione powłoki 4f i 5d atomów gadolinu i europu w strukturze elektronowej kryształów $A_{1-x}R_xB^{VI}$ (R = Eu, Gd) – ich energie wiązania i oddziaływanie z otoczeniem w zależności od matrycy	6	24	35 000	promieniowania X (promotorski)	2	12	7500
EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA							
dr Wojciech Mac (IFD UW) Własności magnetyczne i optyczne CdVS i CdVSe	2	12	15 000	prof. Czesław Lewa (IFD UG) Detekcja i tomografia własności lepko-sprężystych oraz dynamiki ruchu spinów w materii skondensowanej, w szczególności w układach biologicznych. Nowe własne rozwiązania	6	36	120 000
mgr Bożena Koziarska-Glinka (IF PAN) Badanie zmian współczynnika załamania w strukturach kwantowych na CdMnTe i rozpraszania na indukowanych światłem siatkach dyfrakcyjnych na centrach typu DX w $Cd_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$	1	12	10 000	prof. Michał Kurzyński (IF UAM) Dynamika białek – wpływ braku równowagi konformacyjnej na kinetykę reakcji enzymatycznych	5	24	83 000
dr hab. Władysław Dąbrowski (WFITJ AGH) Zastosowanie paskowego detektora krzemowego do pozycjoczułej detekcji				prof. Andrzej Hryniewicz (IFJ) Biologiczne zastosowania skaningowego mikroskopu sił: badanie własności mechanicznych błony komórkowej (promotorski)	3	19	12 000

XIII konkurs

Kierownik projektu	
Tytuł projektu	Liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)

METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA, FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

dr hab. Karina Weron (IF PWr) Analiza probabilistyczna odpowiedzi dielektrycznej w pobliżu przejścia fazowego paraelektryk-ferroelektryk	7	36	130 000
prof. Tadeusz Lulek (IF UAM) Podstawienie Bethgo w fizyce nanoskopowej	5	24	100 000
dr hab. Karol Życzkowski (IF UJ) Układy iterowanych odwzorowań i entropia w mechanice kwantowej	4	24	80 000
prof. Brian Wybourne (IF UMK) Fizyka symetrii (II)	1	36	48 000
dr hab. Maciej Błaszak (IF UAM) Multi-Hamiltonowska dynamika Łaxa nieliniowych układów całkowalnych	3	36	46 030
dr Jacek Bieroń (IF UJ) Przestrzeń zupełna w teorii Diraca-Focka	1	24	45 000
prof. Andrzej Fuliński (IF UJ) Zjawiska niemarkowskie w losowych procesach naturalnych i modelowych	1	18	22 000
dr hab. Lech Sokolowski (OA UJ) Formalizm Lagrange'a i metoda transformacji Legendre'a w klasycznych teoriach grawitacji	1	20	17 925
prof. Jerzy Łuczka (IF UŚI) Własności transportu indukowanego nieskorelowanymi szumami w układach przestrzennie periodycznych (promotorski)	2	14	9840

dr hab. Krzysztof Kułakowski (WFITJ AGH) Badanie metastabilnych struktur magnetycznych w modelu Isinga metodą automatów komórkowych (promotorski)	2	18	9600
--	---	----	------

FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

dr Jerzy Smyrski (IF UJ) Badanie przyprogowej produkcji mezonów $K^+ K^-$ w oddziaływaniu proton-proton	9	24	120 000
prof. Jan Kwieciński (IFJ) Fizyka małych wartości parametru x Bjorkena w oddziaływaniach głęboko nieelastycznych	4	36	99 090
prof. Krzysztof Rybicki (IFJ) Eksperyment H1: analiza fizyczna i topologiczny układ wyzwalania drugiego poziomu	9	18	65 900
mgr Andrzej Rybicki (IFJ) Kalibracja kryptonowa komór projekcji czasowej w eksperymencie NA49 w CERN-ie	1	12	9840
mgr Krzysztof Nawrocki (IPJ) Badanie rozpadu kwarku b na kwark s i gluon w oparciu o dane zarejestrowane przez eksperyment DELPHI	1	12	9000

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. Jan Żylicz (IFD UW) Badanie nuklidów o znacznym niedobrze neutronów przy zastosowaniu separatora izotopów i strugi helowej na wiązkach ciężkich jonów	3	24	141 420
prof. Stanisław Rohoziński (IFT UW) Analiza nisko leżących stanów kolektywnych jąder atomowych	5	28	78 000

mgr Sebastian Kubis (IFJ)
Kondensacja mezonów K w materii nukleonowej 1 12 9660

**FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA,
OPTYKA, AKUSTYKA**

prof. Maciej Kolwas (IF PAN)
Elektryczne pułapkowanie klastrów sodowych w środowisku gazowym 9 36 180 000

dr Jacek Krzywiński (IF PAN)
Zbadanie oddziaływania intensywnych ultrakrótkich impulsów promieniowania ultrafioletu próżniowego z materią 6 30 100 000

prof. Ryszard Tanaś (IF UAM)
Badanie kwantowych własności pól optycznych 8 21 100 000

dr hab. Jerzy Kamiński (IFT UW)
Teoretyczne badanie wysoko nieliniowych procesów w obecności pola laserowego 3 36 75 000

prof. Marek Kuś (CFT PAN)
Komputery kwantowe: fizyczne i matematyczne aspekty dekoherencji 4 24 70 000

dr hab. Andrzej Kowalski (IFD UG)
Spektroskopowe badania reaktywnego stanu przejściowego w wybranych układach trójatomowych 3 30 65 000

doc. dr hab. Władysław Żakowicz (IF PAN)
Wzbudzenie fal elektromagnetycznych ograniczonych warunkami brzegowymi 3 24 60 000

doc. dr hab. Andrzej Sobolewski (IF PAN)
Teoretyczne badania fotofizyki procesu wewnątrzcząsteczkowego przeniesienia ładunku 2 24 40 000

prof. Iwo Białynicki-Birula (CFT PAN)
Własności promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez układy kwantowe poddane rotacji 3 24 36 250

prof. Jerzy Dembczyński (IF PP)
Identyfikacja poziomów elektronowych w atomie i jonie prazeodymu na podstawie analizy struktury nadsubtelnej (promotorski) 2 24 30 000

prof. Wojciech Gawlik (IF UJ)
Wpływ interferencji kwantowych na absorpcyjne i dyspersyjne własności atomowe (promotorski) 2 24 23 925

dr hab. Marian Szymański (IF UAM)
Dynamika zaniku stanów trypletowych ksantionu na drodze wewnątrz- i międzycząsteczkowej (promotorski) 2 24 15 600

mgr Krzysztof Przegiętka (IF UMK)
Kinetyka optycznego wygaszania naturalnej termoluminescencji 1 9 10 000

mgr Krzysztof Sacha (IF UJ)
Oddziaływanie atomu wodoru z falą spolaryzowaną eliptycznie 1 12 10 000

mgr Violetta Czyżewska (IFD UW)
Badanie stanu podstawowego $X^1\Sigma_u^+$ cząsteczki KLi metodą spektroskopii laserowej 1 12 9400

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr Tomasz Plackowski (INTiBS PAN)
Mechanizm zmian anizotropii własności nadprzewodników wysokotemperaturowych wywołanych domieszkowaniem nośnikami ładunku 5 36 150 000

dr Zbigniew Olejniczak (IFJ)
Spektroskopia magnetycznego rezonansu jądrowego wysokiej zdolności rozdzielczej w ciele stałym dla jąder kwadrupolowych o spinie półowkowym 2 30 140 000

prof. Mieczysław Jałochowski (IF UMCS)
Przewodnictwo nanodrutów 3 24 70 000

prof. Izabela Sosnowska (IFD UW)
Związek między krystaliczną i magnetyczną strukturą częściowo nieuporządkowanych perowskitów a ich własnościami fizycznymi 7 36 70 000

prof. Henryk Arodź (IF UJ)
Dynamika ścianek domenowych i worteksów w modelach teoriopolowych 6 24 63 500

prof. Andrzej Szytuła (IF UJ)
Badanie przejścia od fazy antyferromagnetycznej do nadprzewodzącej przy zmianie koncentracji Ca w układach odtlenionych $R_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ (R = Y, Eu) (promotorski) 2 30 30 000

prof. Andrzej Kołodziejczyk (WFiTJ AGH)
Mikrofalowa magnetoabsorpcja wysokotemperaturowych nadprzewodników (promotorski) 2 24 25 000

dr hab. Włodzimierz Zapart (KF PCz)
Elektronowy rezonans paramagnetyczny jonów Mn^{2+} wybranych kryształów rodziny A_2BX_4 (promotorski) 2 24 18 000

prof. August Chełkowski (IF UŚI)
Konkurencja antyferromagnetyzmu i efektu Kondo w potrójnych związkach ceru typu CeT_2X_2 (T = Ni, Cu, Ag; X = Sn, Sb) (promotorski) 2 18 17 000

mgr Joanna Jankowska-Kisieleńska (IEA)
Magnetyczne niesprężyste rozpraszanie neutronów w antyferromagnetycznym stopie Mn(12%Ge) w zależności od temperatury 1 18 16 000

dr Ewa Dryzek (IFJ)
Badanie anihilacji pozytonów z elektronami rdzenia atomowego za pomocą koincydencyjnego spektrometru poszerzenia dopplerowskiego 1 12 10 000

dr hab. Zygmunt Bąk (WSP Częstochowa)
Oddziaływania magnetyczne w sieciach metalicznych (promotorski) 2 12 6000

**KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY,
CIECZE**

dr hab. Aleksander Bródka (IF UŚI)
Badanie dynamicznych i strukturalnych własności modelowych układów ciekłokrystalicznych przy wykorzystaniu komputerowej symulacji dynamiki molekularnej 3 24 100 000

doc. dr hab. Tadeusz Wasinyński (IFJ) Badania układów molekularnych w stanach dalekich od równowagi	3	24	75 000	prof. Tadeusz Figielski (IF PAN) Kwantowa interferencja elektronów na dyslokacjach w półprzewodnikach	6	28	100 000
prof. Stanisław Urban (IF UJ) Badanie wpływu temperatury i ciśnienia na własności dielektryczne wybranych ciekłych kryształów	4	24	43 500	prof. Janusz Adamowski (WFiTJ AGH) Badania własności stanów elektronowych i donorowych w nanostrukturach półprzewodnikowych	3	36	75 000
mgr Łukasz Dutkiewicz (IF UJ) Laserowa erozja związków molekularnych metodą MALDI – symulacje komputerowe	2	12	20 000	prof. Marek Szymoński (IF UJ) Badanie strukturalnych właściwości uporządkowanych warstw metalicznych i dielektrycznych na powierzchniach izolatorów jonowych i półprzewodników metodą holografii γ i holografii elektronicznej	2	24	24 332
dr hab. Sylwester Rzoska (IF UŚl) Badanie własności przenikalności elektrycznej w roztworach krytycznych cieczy o ograniczonej mieszalności (promotorski)	3	24	15 000	mgr Rafał Oszwałdowski (IF UMK) Struktura energetyczna i przejścia optyczne w krzemogermańskich strukturach kwantowych	1	18	10 000
prof. Aleksander Opilski (IF PŚl) Badanie propagacji akustycznej fali powierzchniowej w cienkich warstwach wybranych związków makromolekularnych (promotorski)	2	12	10 000	mgr Paweł Łazarczyk (IF PAN) Własności elektronowe i magnetyczne półprzewodników półmagnetycznych $Pb_{1-x-y}Sn_yMn_xTe$	1	12	10 000
dr hab. Ivan Kityk (IF WSP Częstochowa) Optyka procesów fotochemicznych zachodzących w polimerach światłoutwardzalnych na bazie oligoeteroakrylanów (promotorski)	2	12	8875				

**EKOLOGIA, BIOFIZYKA,
FIZYKA MEDYCZNA**

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. Marek Godlewski (IF PAN) Struktura i dynamika układów spinowych – technika rezonansu magnetycznego	6	36	140 000	prof. Marek Cieplak (IF PAN) Modele białek, dynamika molekularna i układy nieuporządkowane	8	36	150 000
dr hab. Marek Grinberg (IF UMK) Wysokociśnieniowa spektroskopia metali przejściowych w dielektrykach	1	36	140 000	dr Andrzej Szczyński (IF UAM) Badanie oddziaływań między- i wewnątrz-molekularnych w związkach steroidowych aktywnych biologicznie metodami rezonansów magnetycznych (EPR i NMR w fazie stałej)	6	24	90 000

Dokładne metody pomiaru temperatury

W dniach od 23 do 26 września 1997 r. odbyło się we Wrocławiu pod patronatem Międzynarodowej Konferencji Pomiarów (IMEKO) seminarium naukowe poświęcone zagadnieniom związanym z pomiarami temperatury: „Low Temperature Thermometry and Dynamic Temperature Measurement”, zorganizowane przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu i Instytut Elektrotermii Politechniki Łódzkiej, a sponsorowane przez Komitet Badań Naukowych i Fundację Batorego. Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego była autorka tej notatki.

Główne zagadnienia omawiane na Seminarium dotyczyły przede wszystkim wyznaczania temperatury termodynamicznej w zakresie niskich temperatur, realizacji Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. poniżej 273.16 K, realizacji niskotemperaturowych punktów stałych, teorii dynamicznych pomiarów temperatury, identyfikacji czujników dynamicznych, wyznaczania błędów w metodach dynamicznych, podstawowych mikroprocesorów stosowanych w dynamicznych pomiarach temperatury. Wymieniona wyżej tematyka rozwijana jest w polskich ośrodkach termometrycznych.

W Seminarium wzięło udział ok. 50 osób, w tym 20 naukowców z czołowych ośrodków metrologicznych w świecie: ze Stanów Zjednoczonych (Narodowy Instytut Standardów i Techniki – NIST), z Kanady (Narodowa Rada ds. Badań Naukowych – NRC), Francji (Narodowy Instytut Metrologii – INM), Wielkiej Brytanii (Narodowe Laboratorium Fizyczne – NPL), Niemiec (Federalny Urząd Fizyko-Techniczny – PTB), Włoch (Instytut Metrologii im. G. Colonnietiego), a także z Rosji (Instytut Pomiarów Fizyko-Radiowo-Technicznych) i Ukrainy (Instytut Fizyki i Techniki Niskich Temperatur im. Werkina). Na szczególne podkreślenie zasługuje obecność prof. G. Bonniera z INM w Paryżu, prof. M. Durieux z Uniwersytetu w Lejdzie i dra J. Ancsina z Kanady. Polskie ośrodki – oprócz organizatorów – reprezentowane były przez pracowników Głównego Urzędu Miar, Instytutu Fizyki PAN i Przemysłowego Instytutu Elektroniki z Warszawy, Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz Politechniki Poznańskiej, Wrocławskiej i Częstochowskiej.

Obrady rozpoczęły się 23 września we Wrocławiu w gmachu Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN referatem Elżbiety Szczepaniec-Cięciak (UJ), poświęconym Karolowi Olszew-

skiemu – jednemu z najwybitniejszych kriogeniców i jego działalności w dziedzinie termometrii niskotemperaturowej. Także w inauguracyjnej części Seminarium J. Ancsin (NRC) przeprowadził eksperyment wykazujący możliwość szybkiej realizacji i pomiaru temperatury punktu potrójnego rtęci i dwutlenku węgla – stałych punktów Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r.

W godzinach popołudniowych wszyscy uczestnicy spotkania udali się do Łądka Zdroju na dalszą część obrad, gdzie przedstawiono 30 referatów omawiających najnowsze osiągnięcia szeroko pojętej termometrii. Należy przede wszystkim wymienić prace Holendrów z zakresu najniższych temperatur – „Pomiar ciśnienia par helu pomiędzy 0.53 K i 1 K” (M.J. de Groot, K. Gibbs, H. Hermeriks, M. Durieux) i „Równanie ciśnienia par ^4He i ^3He ” (M. Durieux, A.L. Reesink), a także wystąpienie M. Kühnego (PTB, Berlin) „Ciśnienie topnienia ^3He dla skali temperatur poniżej ITS-90” (G. Schuster, A. Hoffman, D. Hechtfisher, M. Kühne). Kilka prac poświęconych było realizacji Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. i punktom stałym: „Realizacja i badanie w PTB Skali Temperatur ITS-90 w zakresie od 0.65 K do 273.26 K” (B. Fellmuth), „Realizacja w NIST punktów potrójnych ITS-90 pomiędzy 13.80 K i 83.81 K” (C. Meyer, M. Reilly), „Porównanie różnego typu zamkniętych komórek do realizacji punktów potrójnych” (L. Lipiński, A. Szmyrka-Grzebyk, H. Manuszkiewicz). Z dużą uwagą wysłuchano referatów przygotowanych przez uczestników z Politechniki Łódzkiej na temat dynamicznych pomiarów temperatury: „Własności dynamiczne wysokociśnieniowych termopar” (J. Kucharski, K. Eckersdorf, L. Michalski) i „Identyfikacja *in situ* dynamiki RTD sygnałem wieloczęstościowym” (L. Jackowska-Strumiłło).

Seminarium było również okazją do omówienia wspólnych działań zmierzających do ujednoczenia standardów oraz zwiększenia dokładności pomiarów temperatury w krajach Unii Europejskiej w ramach projektów koordynowanych przez EUROMET oraz Komitet Doradczy Termometrii przy Międzynarodowym Biurze Miar w Paryżu.

Materiały konferencyjne są dostępne w Zakładzie Kriotermometrii Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN.

Anna Szmyrka-Grzebyk
Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Od Newtona do Mandelbrota

D. Stauffer, H.E. Stanley: *Od Newtona do Mandelbrota. Wstęp do fizyki teoretycznej*, z jęz. angielskiego tłumaczył Ł.A. Turski, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1996, s. 269.

Nazwiska autorów książki *Od Newtona do Mandelbrota. Wstęp do fizyki teoretycznej* są bardzo znane w świecie fizyków. H. Eugene Stanley napisał na początku swojej kariery naukowej monografię *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena* (Oxford Press, 1971), która była bardzo popularna w latach siedemdziesiątych, kiedy to burzliwie rozwijały się metody grupy renormalizacyjnej. Spis jego publikacji liczy kilkaset pozycji, w tym wiele artykułów w *Physical Review Letters* i *Nature*. Dietrich Stauffer z kolei napisał popularną książkę o perkolacjach, która doczekała się już dwóch wydań. Kiedyś bestsellery zachodniej literatury naukowej mogliśmy kupić tylko jako tłumaczenia na język rosyjski w księgarniach wydawnictw radzieckich – oryginały były zbyt drogie jak na nasze średnie pensje, wynoszące wówczas ok. 20 dolarów. Jednak po 1989 r. sytuacja się radykalnie zmieniła: księgarnie wydawnictw radzieckich zniknęły z polskich miast wraz z rozpadem ZSRR, a przekłady książek na język polski jest obecnie łatwiej kupić niż przekłady na rosyjski. Taka właśnie historia jest z omawianą książką, która została dotychczas przetłumaczona na język japoński, węgierski i polski, ale nie na rosyjski.

Recenzowana książka składa się z pięciu rozdziałów i dodatku. Tytuły kolejnych rozdziałów odzwierciedlają klasyczne działy fizyki teoretycznej: mechanikę, elektryczność i magnetyzm, mechanikę kwantową i fizykę statystyczną. Odpowiada to dokładnie czterem z pierwszych pięciu tomów *Fizyki teoretycznej* L.D. Landaua i E.M. Lifszycy. Brakuje tylko odpowiednika IV tomu poświęconego elektrodynamice kwantowej, za to tematyka piątego rozdziału, zatytułowanego „Fraktale w fizyce statystycznej” nie jest z oczywistych względów reprezentowana w tomach *Fizyki teoretycznej*.

Pierwszy rozdział zawiera tematy wchodzące w zakres pełnego kursu mechaniki teoretycznej, łącznie z równaniami Lagrange’a i Hamiltona, zasadą prac wirtualnych d’Alemberta oraz równaniami Eulera opisującymi ruch bryły sztywnej. Ostatnie omawiane zagadnienie to hydrodynamika, która zajmuje 8 stron, podczas gdy w *Fizyce teoretycznej* poświęcono jej cały, kilkusetstronicowy VI tom. Na s. 41 przy wyprowadzaniu zasady zachowania energii nie podano, że równanie na górze strony słuszne jest na mocy twierdzenia o funkcjach jednorodnych (o których jest mowa w punk-

cie 5.8). Ponadto opuszczono znajdujący się w oryginale przymiotnik „kwadratowy”, tzn. odpowiedni fragment powinien brzmieć: „podczas gdy T jest funkcją kwadratową uogólnionych prędkości dq_μ/dt ”. Właśnie ta kwadratowa zależność powoduje, że po prawej stronie omawianego równania występuje $2T$. Na s. 50 Autorzy trochę nieprawdziwie piszą o tym, czym jest wektor w programie komputerowym. Taka struktura danych, w której występuje jednocześnie: „wskaźnik Dow Jonesa, waga czytelnika oraz wysokość budżetu uniwersytetu” to dla informatyka rekord w Pascalu albo struktura w języku C, a nie „wektor komputerowy”.

Rozdział drugi to zwięzły przegląd elektrodynamiki wraz ze szczególną teorią względności. Omówiono w nim równania Maxwella, fale elektromagnetyczne oraz pole elektryczne i magnetyczne w ośrodkach materialnych.

Na następnych 40 stronach przedstawiono podstawowe elementy mechaniki kwantowej. Jest więc mowa o zasadzie nieoznaczoności Heisenberga, równaniu Schrödingera i przybliżeniu WKB. Dalej wyłożono moment pędu i atom wodoru, układ okresowy pierwiastków i zjawiska rozpraszania. Wspomniano nawet o paradoksie znanym jako „kot Schrödingera”.

W rozdziale IV dokonano przeglądu fizyki statystycznej. I znowu na niecałych 50 stronach Autorzy potrafili zmieścić bogactwo zagadnień: termodynamikę, sumy stanów, cykl Carnota, równowagę fazową, rozkłady Bosego i Fermiego, zasadę ekwipartycji energii, drgania, magnetyzm oraz teorię skalowania.

Rozdział V poświęcono fraktalom. Najwyraźniej Autorzy uważają je za tak ważne, iż każdy fizyk powinien posiadać o nich choćby minimalną wiedzę. Jednak w przeciwieństwie do tematyki poprzednich rozdziałów, fraktale nie stanowią niezależnego działu fizyki teoretycznej. Stworzona przez Mandelbrota geometria fraktalna stanowi raczej pewien język opisu, który znalazł zastosowanie chyba już we wszystkich dziedzinach fizyki, a także w innych naukach: biologii, medycynie, ekonomii, a nawet w sztuce. Najpierw przedstawiono klasyczny fraktal Sierpińskiego. Co ciekawe, ani jednego słowa nie powiedziano o zbiorze Mandelbrota, ani nawet nie zamieszczono zdjęcia tego matematyka, mimo że nazwisko to występuje w tytule książki. W dalszym ciągu przedstawione są fraktale losowe, w szczególności związane z różnymi postaciami błędzenia losowego. Wprowadzono pojęcie klas uniwersalności, długości charakterystycznej, wymiaru krytycznego. Na koniec omówiono dyfuzyjne zlepianie się cząstek (ang. DLA) i różne warianty tego modelu, m.in. prowadzące do powstania struktur przypomina-

jących płatki śniegu. Na zakończenie umieszczono do-
datki o cząstkach elementarnych.

Książka napisana jest w charakterystycznym dla Stauffera stylu i każdy, kto go słuchał na konferencjach rozpozna jego specyficzne poczucie humoru i kabaretowy sposób wykładania. Jako przykład może posłużyć zabawny rysunek 2.8 na s. 107 albo następujące zdanie na s. 245: „Dlaczego bozony W^\pm i Z^0 są tak masywne? Za brak odpowiedzi na to pytanie ponosi odpowiedzialność Kongres USA”.

Tłumaczenia na język polski dokonał prof. Łukasz A. Turski i wypada podziękować mu za to, że wśród wielu obowiązków znalazł na to czas i udostępnił książkę Stauffera i Stanleya młodym adeptom fizyki, bowiem właśnie dla nich jest ona głównie przeznaczona. Ponieważ Tłumacz umieścił swoje przypisy prawie na każdej stronie, uważam, że recenzent też może sobie pozwolić na przypis: Na dole s. 18 proszę umieścić zdanie: „Przejaw występowania siły Coriolisa każdy może stwierdzić patrząc na wodę uciekającą z wanny: na półkuli południowej tworzą się wiry zgodne z ruchem wskazówek zegara, a na północnej przeciwnie”. Książkę w polskim tłumaczeniu czyta się bardzo dobrze; niektóre żarty brzmią lepiej w naszym języku niż w oryginale. Na przykład na s. 109 oryginalne „So can you park your Cadillac in a small garage!?” zostało przetłumaczone jako „Czy można w ten sposób zaparkować Poloneza w garażu dla malucha?”. Nareszcie poznałem ładne tłumaczenie terminu „radius of gyration” jako „promień skłębienia”. Znalazłem tylko jedną nieścisłość: Mianowicie na s. 77 (wiersz 18 od góry) powinno być: „Z danych doświadczalnych dla bardzo dużych wartości Δ wiadomo, że strumień ciepła rośnie jak $\Delta^{1.28}$ (Libhaber i współpr., 1988), czyli inaczej niż dla normalnego przewodnictwa cieplnego; teoria przewiduje wykładnik $9/7$ ” (chodzi właśnie o to, że $9/7 \approx 1.28$).

W książce zamieszczono 10 krótkich programów komputerowych napisanych w pseudo-basicu. Samodzielne przepisanie ich i uruchomienie może być bardzo pomocne przy oswojeniu się z różnymi zjawiskami. Dodatkowo wraz z książką czytelnik otrzymuje dyskietkę z bardziej rozbudowanymi programami o frak-

talach i perkolacjach, które mają bardzo duże wartości dydaktyczne i mogą być używane nawet przez uczniów szkół średnich.

Książka, mimo miękkiej oprawy, wydaje się być trwała: po przeczytaniu przeze mnie nic się nie urwało ani nie wypadła żadna kartka. Kłopotliwy jest brak osobnej legendy do kolorowych ilustracji na wklejkach – są one omówione tylko w głównym tekście.

Na pewno recenzowana książka spotka się z bardzo różnymi opiniami: z jednej strony z entuzjazmem, z drugiej zaś z druzgocącą krytyką. Próba przedstawienia na nieco ponad 200 stronach fizyki teoretycznej jest bardzo ryzykowna. Dlatego nie jest to książka dla zawodowego fizyka, lecz raczej dla studentów, którzy w noc przed egzaminem chcą się nauczyć np. elektrodynamiki. Może to przynieść sukces wtedy, gdy ktoś z umieszczonych po każdym rozdziale zadań i pytań leniwy wykładowca wybierze na egzamin. Poza tym większość zagadnień przedstawiono bardzo prosto i jasno. Jednak chyba szczególnie powinni *Od Mandelbrota do Newtona* przeczytać nauczyciele. Na przykład na s. 69 dowiedzą się, że nieprawdą jest, jakoby dźwięk był tylko falą podłużną, bo w ogólności mogą też występować drgania poprzeczne ośrodka. Czasem widać, że Autorzy koniecznie chcą o czymś dla pełności wykładu chociażby wspomnieć, mimo groźby, że początkujący fizyk może wyrobić sobie powierzchowną wiedzę o jakichś zagadnieniach. Przykładem może być, nieudana według mnie, próba przedstawienia na mniej niż jednej stronie przybliżenia WKB. Niekiedy skrótowość jest jeszcze dalej idąca (np. fragment o „kocie Schrödingera” albo inne tematy, wskazane w przypisach przez Tłumacza). Tekst książki przypomina miejscami hasła w encyklopedii, ale z drugiej strony czy ktoś przebrnął przez wszystkie 10 tomów Landaua i Lifszycy? Przekształcenie natomiast całości *Feynmana wykładów z fizyki* jest wykonalne i to one są dla mnie w dalszym ciągu niedoścignionym wzorcem podręcznika fizyki dla teoretyków.

Marek Wolf

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Wrocław

O szkodliwości pojęcia nieskończoności

Idee przemijają. Czas charakterystyczny ich zaniku („stała rozpadu”) po utracie aktualności jest związany z czasem trwania pokolenia. Dziś utrata aktualności zachodzi szybko, gdyż szybki jest postęp technologii. Natomiast niezmienna jest determinanta ludzka. Zgrzyty powstające na styku zapóźnionej świadomości społecznej i pędzącej w nieznaną technikę są wyraźnie widoczne. Są one lub mogą być niebezpieczne.

Nieumiejętność rozpoznania, dostrzeżenia rzeczywistości, oznacza upadek pojęcia prawdy. Pojęcia, bez którego nie ma myślenia w ogóle. Czy nie czas poświęcić pewne stare idee, aby ocalić kontakt z rzeczywistością? Z rzeczywistością, jaką stanowi umysłowość nauczanej dziś młodzieży. Obserwujący uczniów, myślący nauczyciel często stwierdza: „to jest inny świat”. W ich głowach funkcjonują inne idee. Ważne są inne rzeczy. Co innego przyjmują łatwo, a co innego trudno. Łatwo dostrzegają rzeczywistość, radzą sobie z rzeczami. Nic dziwnego, rzeczy jest dziś znacznie więcej niż było ich o jedno pokolenie wstecz. I są znacznie bardziej złożone. Natomiast młodzież dzisiejsza ma trudności z ideami, ze starymi, dobrymi ideami. Rzeczy wyparły idee. Czy to źle? Na pewno źle jest udawać, że nie ma takiego lub podobnego zjawiska.

Weźmy ideę nieskończoności, wielkości nieskończenie dużych i nieskończenie małych, szeregów nieskończonych, różniczek, pochodnych itp. Oczywiście rzeczy takie nie istnieją. Nie skażony przez encyklopedyczną szkołę starymi ideami umysł w naturalny sposób rozpoznaje rzeczywisty stan rzeczy i z wielkimi oporami przyjmuje rachunek różniczkowy i całkowy. Czy trzeba się temu przeciwstawiać? Twierdzę, że nie. Na poziomie uczelni technicznej – nie.

Rozpatrzmy przykład laboratoryjnego ćwiczenia studenckiego z fizyki, wykonywanego przez przyszłych inżynierów. Niech to będzie wahadło matematyczne. Czy studenci I roku rozumieją wzór $T = 2\pi\sqrt{l/g}$? Nie, nie rozumieją go, gdyż wynika on z rozwiązania równania różniczkowego. A idea nieskończoności wykracza poza ich zainteresowania i możliwości. Czy oznacza to, że wahadło jest za trudne? Nie, nie jest, po prostu zła

jest metoda analizy zachodzącego tu procesu. Postąpić trzeba tak:

$k=10$ {odchylamy wahadło o 10 stopni}
 $v=0$ {puszczamy je swobodnie, z zerową początkową prędkością}
 $t=0.01$ {sprawdzać będziemy, co się dzieje co 0.01 s (ok. 1% okresu, taka dokładność, powiedzmy, nas interesuje)}
 $a=g*\sin(k)$ {z rysunku wahadła i trójkąta prostokątnego}
 $v=v+a*t$ {tu pojawia się kwestia podstawienia jako działania dwuetapowego, czyli prawdziwego sensu znaku „=” w tym zapisie; tego uczy nawet kalkulator}
 $k=k+v/l*t$ {ta linia oraz poprzednia to jest czysta kinematyka, gdzie v to x/t , a nie dx/dt }

powtarzaj trzy ostatnie działania.

Ten model wahadła, uruchomiony na komputerze Spektrum, Meritum lub Atari, wyciągniętym z dna szafy, działa. Musi to być najprymitywniejszy komputer, aby intuicyjnie pewne było, że nie dzieją się w nim jakieś tajemnicze, niekontrolowane rzeczy, a jedynie arytmetyka.

Pojęciowa prostota tych kilku linii kodu komputerowego jest oczywista. Natomiast jego skuteczność – nie. Otóż kod ten działa dla dowolnych kątów, a studenci sprawdzają tu zgodność z „teorią” również wahadła nieliniowego. Nie potrzebują całki eliptycznej.

W podobny sposób symuluje się układ RLC (oporność, indukcyjność, pojemność), gdzie każda zmiana parametrów na bieżąco odzwierciedla się w zachowaniu układu, z całym bogactwem stanów nieustalonych. Podobnie działa model układu planetarnego.

Odpowiednie programy działające w środowisku Windows dostępne są na stronie internetowej autora: <http://www.polsl.gliwice.pl/~walanus>.

Adam Walanus
 Instytut Fizyki PŚl
 Gliwice

125 lat PAU

Dnia 15 listopada 1997 r. odbyło się uroczyste posiedzenie Polskiej Akademii Umiejętności, poświęcone 125. rocznicy jej powstania i 8. rocznicy jej odrodzenia. Odbyło się ono w Krakowie, w siedzibie Akademii, przy ul. Sławkowskiej 17. Nowo wybranym członkom wręczono dyplomy i wysłuchano referatu prof. Wiesława Bieńkowskiego, członka PAU, pt. „Powstanie Akademii Umiejętności”. Posiedzeniu przewodniczył prezes PAU prof. Kazimierz Kowalski.

Tym dwóm rocznicom towarzyszyły także inne wydarzenia. W przeddzień, 14 listopada, odbyła się sesja naukowa poświęcona działalności Stanisława Tarnowskiego, wieloletniego sekretarza generalnego Akademii (w latach 1883–90) i jej prezesa (w latach 1890–1917), połączona z otwarciem wystawy poświęconej jego osobie. Trzy dni później, 17 listopada, odbyła się sesja Wydziału Historyczno-Filozoficznego, na której dr Jan Piskurewicz wygłosił referat pt. „Prima inter pares. Polska Akademia Umiejętności w latach II Rzeczypospolitej”.

Akademia Umiejętności powstała w 1872 r. z utworzonego w 1815 r. Towarzystwa Naukowego Krakowskiego. Choć miała siedzibę w Krakowie, to nie była akademią krakowską, lecz ogólnopolską. Realizowano to poprzez powoływanie członków ze wszystkich ziem dawnej Polski i emigracji oraz poprzez zajmowanie się problemami ogólnopolskimi. Badana była przeszłość całego kraju, jego język, przyroda, folklor. Działalność ta miała szczególne, trudne do przecenienia znaczenie w latach, gdy w zaborze rosyjskim szalała rusyfikacja, a w pruskim germanizacja. Dzięki kontaktom z nauką zagraniczną, wymianie wydawnictw, nieustannie przypomniano światu, że chociaż nie istnieje państwo polskie, to istnieje i rozwija się polska nauka i polska kultura.

Pełna nazwa: Polska Akademia Umiejętności przyjęta została dopiero w 1919 r., po odzyskaniu przez Polskę niepodległości.

Działalność PAU została przerwana w 1952 r. Wznowiono ją w roku 1989, wraz z powstaniem III Rzeczypospolitej.

Obecnie PAU ma 6 wydziałów: I – Filologiczny, II – Historyczno-Filozoficzny, III – Matematyczno-Fizyczno-Chemiczny, IV – Przyrodniczy, V – Lekarski, VI – Twórczości Artystycznej. Wydział VI jest najmłodszy, jego członkami są m.in.: Henryk Mikołaj Górecki, Stanisław Lem, Krzysztof Penderecki, Jan Józef Szczepański, Wisława Szymborska, Andrzej Wajda, Krzysztof Zanussi. Czesław Miłosz jest członkiem zagranicznym Wydziału Filologicznego.

W połowie 1996 r. Akademia liczyła 295 członków, w tym 208 krajowych (130 czynnych i 78 korespondentów) oraz 87 zagranicznych. Wydział III miał wtedy 24 członków czynnych, 11 korespondentów i 5 członków zagranicznych.

Andrzej Z. Hrynkiewicz, Adam Sobiczewski

Nagrody FNP

Nagrody Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej w 1997 r. otrzymali: w dziedzinie nauk ścisłych – prof. Tomasz Łuczak (Wydział Matematyki i Informatyki UAM, Poznań) za prace nad teorią losowych struktur dyskretnych; w dziedzinie nauk technicznych – prof. Antoni Rogalski (Instytut Fizyki Technicznej WAT, Warszawa) za prace nad detektorami promieniowania podczerwonego z wykorzystaniem potrójnych związków półprzewodnikowych.

Tomasz Łuczak (ur. 1963) studiował matematykę i fizykę na Uniwersytecie Adama Mickiewicza w Poznaniu. Jest autorem ponad 80 prac dotyczących różnych zagadnień teorii struktur losowych, kombinatoryki, teorii liczb, logiki i informatyki. Struktury losowe są dziedziną matematyki badającą obiekty powstałe w wyniku nałożenia się wielu losowych zdarzeń. Są stosowane w wielu dziedzinach nauki, przede wszystkim w fizyce statystycznej, ekologii, badaniu układów, których zachowanie zależy od wielu nieprzewidywalnych czynników.

Antoni Rogalski (ur. 1946) studiował fizykę techniczną w Wojskowej Akademii Technicznej. Prowadzi badania właściwości i zastosowań półprzewodników do detekcji promieniowania elektromagnetycznego. Jego prace koncentrują się głównie na detektorach podczerwieni konstruowanych z półprzewodników o wąskiej przerwie energetycznej. Dziedzina ta rozwija się burzliwie w ostatnich latach w związku z zastosowaniami militarnymi i cywilnymi detektorów podczerwieni. Jest autorem wielu prac monograficznych, w tym kilku o charakterze pionierskim w skali światowej. Nagroda FNP została mu przyznana za badania teorii i technologii detektorów podczerwieni konstruowanych ze związków trójskładnikowych, jak InAsSb, HgCdTe, HgZnTe, HgMnTe i z tzw. supersieci półprzewodnikowych.

Nagrody Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej są przyznawane corocznie od 1992 r. polskiemu uczonemu za osiągnięcia i odkrycia naukowe, będące istotnym wkładem w życie duchowe i postęp cywilizacyjny naszego kraju oraz zapewniające Polsce miejsce w nauce światowej. Poza naukami ścisłymi i technicznymi Nagroda jest przyznawana również w dziedzinie nauk hu-

manistycznych i społecznych oraz nauk przyrodniczych i medycznych. Wysokość Nagrody w 1997 r. wynosiła 35 000 zł.

B. W.

Nagroda im. Jurzykowskiego

Laureatem Nagrody im. Alfreda Jurzykowskiego w roku 1997 w dziedzinie fizyki został Adam Sobiczewski. Jego poprzednikami byli: Wojciech Rubinowicz (1971), Władysław Opęchowski (1973), Jan Rzewuski (1974), Roman Smoluchowski (1975), Iwo Białynicki-Birula (1979), Dawid Shugar (1984), Andrzej Trautman (1984), Jerzy Pniewski (1985), Marian Mięśowicz (1987), Stanisław Woronowicz (1988), Wiesław Czyż (1989) i Andrzej Białas (1990). Nagroda wynosi obecnie 6000 dolarów.

Adam Sobiczewski jest profesorem w Instytucie Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana. Otrzymał on Nagrodę za pionierskie prace teoretyczne z fizyki jądrowej. Adam Sobiczewski, wraz ze współpracownikami, przewidział istnienie podwójnie magicznych superciężkich jąder zarówno kulisto-symetrycznych, jak i zdeformowanych. Te ostatnie są nieco lżejsze i z tego powodu łatwiejsze do utworzenia. W 1994 r. wyprodukowano w Laboratorium Ciężkich Jonów w Darmstadt przewidziane przez Sobiczewskiego superciężkie jądra o ładunkach 110 i 111, a w 1996 r. jądro 112.

Nagrody im. Alfreda Jurzykowskiego przyznawane są corocznie od 1964 r. przez jury powołane przez Fundację Alfreda Jurzykowskiego w Nowym Jorku. Fundację tę ustanowił przemysłowiec polski Alfred Jurzykowski (1899–1966), działający w Brazylii i w USA. Nagrodę tę mogą otrzymać uczeni i twórcy polskiego pochodzenia w następujących dziedzinach: nauki ścisłe i humanistyczne, medycyna, literatura, sztuka, teatr i muzyka. W ciągu 34 lat istnienia Nagrody zostało nią uhonorowanych prawie 500 uczonych i twórców.

Ze względu na całkowicie niezależny od władców PRL-u tryb jej przyznawania, Nagroda im. Jurzykowskiego była objęta zapisem cenzury i wiadomości o jej laureatach można było usłyszeć tylko na falach „wrogich radiostacji” lub przeczytać w polskiej prasie emigracyjnej. Nawet *Postępy Fizyki* (zapewne skutkiem trudności ze zdobyciem informacji) zamieściły notatki tylko o kilku Nagrodach (31, 309 (1980), 36, 403 (1985), 39, 379 (1988), 40, 374 (1989)). Niestety, pozostałości tej zмовy milczenia pokutują do dziś. W nowej sześcioletniej encyklopedii PWN nie ma hasła: Nagroda im. Alfreda Jurzykowskiego.

Iwo Białynicki-Birula

Jubileusz Romana Żelaznego

W dniu 20 marca 1997 r. odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego uroczystość

z okazji 70-lecia urodzin prof. Romana Żelaznego, połączona z nadaniem mu Krzyża Komandorskiego Orderu Odrodzenia Polski, który wręczył mu prezes Państwowej Agencji Atomistyki prof. Jerzy Niewodniczański. Dorobek naukowy Jubilata omówili jego uczniowie i współpracownicy – prof. Janusz Mika, prof. Eryk Infeld i doc. dr hab. Andrzej Gałkowski.

Profesor Żelazny jest wybitnym uczonym o autorytecie uznawanym w kraju i za granicą, wniósł ogromny wkład w rozwój fizyki reaktorów jądrowych, fizyki plazmy i metod matematycznych fizyki.

Urodził się 4 grudnia 1926 r. w Kielcach. W czasie wojny był członkiem Szarych Szeregów, w drugiej połowie 1944 r. brał udział w akcji „Burza”, jako żołnierz 2 pp AK. Po wojnie studiował na Politechnice Łódzkiej i na Uniwersytecie Warszawskim. Doktoryzował się w 1958 r., a habilitował w 1961 r., też na UW. W 1967 r. uzyskał tytuł profesora nadzwyczajnego, w 1975 r. – profesora zwyczajnego. Pracował w Instytucie Badań Jądrowych, gdzie był kierownikiem Zakładu Teorii Transportu i Obliczeń Numerycznych oraz dyrektorem ośrodka obliczeniowego CYFRONET. W latach 1989–91 był prezesem Państwowej Agencji Atomistyki, w tym okresie był też przewodniczącym Rady Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej w Wiedniu. Obecnie jest profesorem w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy. Pracował w wielu najpoważniejszych ośrodkach zagranicznych (m.in. w ZIBJ w Dubnej, Politechnice im. Case’a w Cleveland, w CERN-ie, w Europejskim Ośrodku Badań Termojądrowych JET w Anglii). Jego dorobek naukowy jest niezwykle rozległy, obejmuje problemy fizyki matematycznej w zakresie hydrodynamiki, teorii transportu neutronów, teorii plazmy, magnetycznego utrzymywania plazmy, drgań plazmy.

Roman Żelazny jest też wybitnym organizatorem badań naukowych oraz położył wielkie zasługi w rozbudowie sieci komputerowych w Polsce. Dzięki uznaniu, jakie zdobył w czasie swojej działalności w MAEA, odegrał decydującą rolę w doprowadzeniu do pełnego członkostwa Polski w CERN-ie na korzystnych warunkach finansowych (zmniejszenie składki członkowskiej przez pierwsze 10 lat). Doprowadził do podjęcia prac mających na celu podniesienie bezpieczeństwa jądrowego w Polsce przez stworzenie komputerowego systemu wspomagania decyzji w razie awarii jądrowej w Europie.

Ma też osiągnięcia w dziedzinie dydaktyki – wypromował ponad 20 doktorów, kilku jego uczniów habilitowało się.

Andrzej Gałkowski, Janusz Mika

USA wspomogą LHC

Stany Zjednoczone podpisały umowę, według której wpłacą 530 mln USD na budowę Wielkiego Zderzacza Hadronów (Large Hadron Collider – LHC) w CERN-ie.

Po raz pierwszy Stany Zjednoczone zdecydowały się przeznaczyć tak wielką sumę na budowę urządzenia naukowego poza granicami USA.

Christopher Llewellyn Smith, dyrektor generalny CERN-u, powiedział, że dzięki udziałowi Stanów Zjednoczonych LHC zostanie ukończony w 2005 r., trzy lata wcześniej niż poprzednio przewidywano.

Nature 390, nr 6660 (1997)

B. W.

Sympozja Holendersko-Polskie

W 1995 r. odbyło się w Nijmegen (Holandia) pierwsze Holendersko-Polskie Sympozjum z dziedziny fizyki ciała stałego (patrz Kronika 3/95). Od tego czasu corocznie, na przemian w Polsce i Holandii, spotykają się grupy po 20 fizyków z każdego kraju i przez dwa dni przedstawiają swoje najnowsze wyniki oraz dyskutują możliwości wspólnych badań. Tradycyjnie spotkania odbywają się w drugiej połowie stycznia.

W roku 1995 dyskutowano na temat półprzewodników, magnetyków i wysokotemperaturowych nadprzewodników. W 1996 r., w Radziejowicach, tematyką były półprzewodniki, magnetyki, układy skorelowane i zjawiska zależne od spinu.

W 1997 r. w Amsterdamie dominowały problemy wysokotemperaturowych nadprzewodników i magnetyków. Tegoroczne spotkanie, które odbyło się w Krakowie w połowie stycznia 1998 r., poświęcone było układowi niskowymiarowym, mezoskopii i lokalizacji.

Dziedziny będące tematami dyskusji w trakcie Sympozjów są dziedzinami fizyki ciała stałego najszybciej rozwijającymi się w ostatnich latach. Wymiana informacji, wzajemne wykorzystanie posiadanych możliwości doświadczalnych stanowi o tym, że Sympozja te cieszą się dużym zainteresowaniem. Niewątpliwa w tym również zasługa dra A. Wittlina (z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie – aktualnie na stażu naukowym w Instytucie Maxa Plancka w Stuttgartcie), który był inicjatorem pierwszego spotkania i pełni funkcję sekretarza Sympozjów.

Marian Grynberg

Zimno, zimno, jeszcze zimniej

W tydzień po przyznaniu ich szefowi Nagrody Nobla, naukowcy z grupy ultrazimnych atomów w Ecole Normale Supérieure w Paryżu donieśli o opracowaniu nowej metody pomiaru temperatury takich atomów (B. Saubaméa i in., *Phys. Rev. Lett.* 79, 3146 (1997)). Pomiar temperatury, będącej miarą szerokości rozkładu prędkości dla zbioru ochłodzonych atomów, jest dużym problemem w badaniach atomów ultrazimnych. Dotychczas najczęściej stosowano metodę „czasu przelotu”: przerywano chłodzenie i pozwalano chmurze atomów na swobodną ucieczkę, a z szybkości ucieczki wnioskowano o szerokości rozkładu prędkości w ochłodzonej chmurze. Metoda ta zawodzi jed-

nak dla rozkładów bardzo wąskich, jakie już się dziś otrzymuje.

Jedną z metod pozwalających na uzyskiwanie skrajnie zimnych atomów, dzięki którym możliwe jest zejście poniżej energii odrzutu przy emisji fotonu, jest metoda wykorzystująca tzw. „stany ciemne” (por. notatkę o Nagrodzie Nobla w Kronice 6/97). Są to takie superpozycje stanów atomowych, dla których – w wyniku destruktywnej interferencji amplitud absorpcji światła przez stany składowe – absorpcja nie zachodzi, co jest źródłem możliwości ominięcia granicy energii odrzutu. Stanami składowymi stanów ciemnych są stany o takich samych co do wielkości i przeciwnych co do kierunku prędkościach atomu.

Proponowana metoda pomiaru temperatury polega na pomiarze stopnia nakładania się paczek falowych odpowiadających tym stanom składowym po wyłączeniu światła wytwarzającego stany ciemne. Gdy nie ma już oddziaływania, paczki te rozbiegają się i pojawia się absorpcja światła, będąca miarą odstępstwa od doskonałego nakrywania się paczek w chwili początkowej. Pomiar odbywa się w ten sposób, że po pewnym czasie od wyłączenia światła „chłodzącego” oświetla się atomy słabym impulsem sondującym. Absorpcja tego impulsu jest miarą stopnia nakładania się paczek, a więc tego, jak znacznie się one rozbiegły, a stąd uzyskuje się informację o szerokości rozkładu prędkości ochłodzonych atomów.

Grupa Cohena-Tannoudjiego przeprowadziła pomiary dla atomów helu ochłodzonych (w jednym wymiarze) poniżej energii odrzutu. Omawianą metodą zmierzono temperaturę 5 nK, co stanowi 1/800 temperatury odpowiadającej energii odrzutu. Jest to rekord, jeśli chodzi o ułamek temperatury odpowiadającej odrzutowi. Jeszcze niższą temperaturę: 3 nK, ale dla znacznie cięższych atomów cezu, zmierzono w tym samym laboratorium dwa lata temu.

W dalszej części doświadczenia wprowadzono drugi impuls sondujący przychodzący po kolejnej przerwie oświetlenia atomów (przerwie ciemnej). W przypadku, gdy obie przerwy ciemne były jednakowe, uzyskano wyraźne „echo” w postaci ponownego spadku absorpcji światła. W uproszczeniu wynik ten można wyjaśnić następująco. W wyniku oddziaływania z pierwszym impulsem sondującym, rozbiegające się paczki falowe uzyskują znów – przynajmniej częściowo – charakter stanów superponowanych, a po zakończeniu tego impulsu ponownie się rozbiegają. Dwie z czterech już teraz paczek biegną naprzeciw siebie i po czasie równym czasowi pierwszej przerwy ciemnej nakładają się na siebie, co daje spadek absorpcji. Doświadczenie to może być także uważane za doświadczenie interferencyjne w dziedzinie czasowej, którego odpowiednikiem przestrzennym jest interferometr Macha-Zehndera.

Warto dodać, że dzięki bardzo dokładnemu pomiarowi temperatury, w doświadczeniu tym można było ilościowo sprawdzić przewidywania teorii opartej

na statystyce Lévy'ego (por. artykuł Constantina Tsalisa w zeszycie 6/97). Pomiary zależności temperatury atomów od czasu oddziaływania z wiązką chłodzącą i od częstości Rabiego tej wiązki dały wyniki dobrze zgodne z tą teorią.

M. Ł.

Jak uwięzić pojedynczą nanocząstkę

Holenderski fizyk Cees Dekker skonstruował wraz ze swoimi współpracownikami w Uniwersytecie w Delft urządzenie, które pozwala umieszczać między elektrodami platynowymi pojedyncze, polaryzowalne elektrycznie cząstki o rozmiarach nanometrów.

Zasadniczym elementem jest szczelina z azotku krzemu o szerokości 100 nm, która w jednym miejscu ma przewężenie 20 nm, umieszczona w wydrążeniu w warstwie dwutlenku krzemu. Szczelinę napyla się platyną i w ten sposób uzyskuje kontakty elektryczne odległe od siebie o ok. 4 nm.

Aby schwytać w tę szczelinę cząstkę lub zlepek atomów o rozmiarach nanometrów, zanurza się elektrodę w roztworze tych nanocząstek i przykładą napięcie. Cząstki zostają elektrycznie spolaryzowane i są przyciągane do elektrod. Gdy cząstka „osiądzie” między elektrodami zamykając obwód, zaczyna płynąć prąd. Wtedy automatyczne urządzenie odłącza natychmiast źródło napięcia i dalsze cząstki już nie „wpychają” się między elektrody.

Fizycy holenderscy uwięzili tym sposobem zlepek łańcucha tiofenu (przewodzącego elektryczność polimeru) o długości 5 nm, a także nanorurkę węglową. Za pomocą tego urządzenia można badać przenoszenie pojedynczych elektronów między platyną i zlepkiem. Być może posłuży ono również do skonstruowania wyłącznika elektronicznego, którego działaniem steruje pojedyncza cząstka lub zlepek atomów.

Phys. Bl. 53, nr 10 (1997)

B. W.

Odwracalne przejście izolator-metal

C.P. Collier z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley i James Heath z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Los Angeles wraz ze swoimi współpracownikami wytworzyli monowarstwę kropek kwantowych, która w temperaturze pokojowej zależnie od przyłożonego ciśnienia ma właściwości izolatora lub metalu. Jest to tzw. warstwa Langmuira, jednakowej wielkości nanokryształów srebra, każdy pokryty ściśliwymi cząsteczkami organicznymi, osadzona na wodzie.

Kropki kwantowe mają rozmiar 2.7 nm i są oddalone od siebie o ok. 1.2 nm. W tych warunkach warstwa jest izolatorem. Sprzężenie między kropkami jest wtedy typu klasycznego, polaryzacja ładunku następuje przez oddzielający je dielektryk. W miarę podnoszenia ciśnienia sytuacja zmienia się skutkiem zbliżania się do siebie nanokryształów srebra. Gdy odległości

kropek są poniżej 1.0 nm, obserwuje się zmiany właściwości optycznych wskazujące na przejście do sprzężenia kwantowego, chmury elektronowe nanokryształów przekrywają się. Gdy odległości zmniejszają się poniżej 0.5 nm, następuje ostre przejście do stanu metalicznego. Wszystkie te zmiany są odwracalne.

Powstaje więc możliwość konstruowania nowej klasy ciał stałych, składających się z metalicznych kropek kwantowych, której elektronową strukturę pasmową ciała stałego można będzie kształtować przez dopasowywanie przekrycia elektronowych funkcji falowych sąsiadujących cząstek.

Science 277, nr 5334 (1997)

B. W.

Już wkrótce neutrino słoneczne w SNO

Kończy się wreszcie (z paroletnim opóźnieniem) budowa kanadyjskiego podziemnego obserwatorium neutrin w Sudbury, w północnym Ontario (Sudbury Neutrino Observatory – SNO).

Laboratorium umieszczone jest w kopalni niklu, 2000 m pod ziemią, i jest wspólnym przedsięwzięciem kanadyjskim, amerykańskim i angielskim. Prace konstrukcyjne rozpoczęto już w początkach lat dziewięćdziesiątych. Wydrążono komorę o średnicy ok. 20 m i wysokości 30 m, w niej umieszczono zbiornik w kształcie beczki wypełniony ultraczystą wodą. Z kolei w tej beczce znajduje się akryłowe, kuliste naczynie o średnicy 12 m, które zawierać ma ciężką wodę (D₂O) o stopniu wzbogacenia w deuter 99.85%. Przedsiębiorstwo Atomic Energy of Canada Ltd. wypożyczy 1000 ton ciężkiej wody.

Wokół naczynia umieszczonych będzie 10 000 fotopowielaczy, które będą rejestrować promieniowanie Czerenkowa elektronów z reakcji $d + \nu_e \rightarrow p + p + e$, a zatem będą mierzyć strumień neutrin elektronowych. Całkowity strumień neutrin (elektronowych, tau i mionowych) będzie mierzony za pomocą reakcji $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$. Ten rozpad deuteru obserwuje się drogą detekcji promieniowania γ powstającego w wychwycie neutronu i zachodzi dla wszystkich typów neutrin. Dodatkowe informacje o całkowitym strumieniu neutrin przynosi rozproszenie sprężyste neutrin na elektronach: $\nu + e \rightarrow \nu + e$. Reakcja ta zachodzi w zwykłej wodzie (H₂O). Przy wykorzystaniu tych trzech reakcji będzie można stwierdzić, czy zachodzą oscylacje neutrin, tj. przejście jednego rodzaju na inny.

Napełnianie naczynia ciężką wodą zajmie około trzech miesięcy, w czasie których będą robione pomiary kalibracyjne i prawdopodobnie już w lecie SNO będzie rejestrować neutrino słoneczne.

Phys. Today 50, nr 12 (1997)

B. W.

Nowe, wielkie źródło synchrotronowe

Na jesieni 1997 r. zostało w Japonii oficjalnie oddane do użytku źródło promieniowania synchrotronowego

wego o energii 8 GeV – Super Fotonowy Pierścień, czyli SP-8, lub jeszcze krócej SP-8. Jest to obecnie źródło o najwyższej energii – Europejskie Źródło w Grenoble daje fotony o energii 6 GeV, a amerykańskie – 7 GeV.

Japońskie SP-8 ma 3 akceleratory: liniak 1 GeV, cyklotron dodatkowy (booster) przyspieszający do 8 GeV i 8 GeV-owy pierścień akumulacyjny o średnicy 1436 m. Obecnie jest już gotowych 16 wyjść wiązek promieniowania. W najbliższym czasie SP-8 będzie miało ok. 1000 użytkowników japońskich, grupujących się w 34 instytucjach z różnych dziedzin nauki i techniki – ok. 2/3 z uniwersytetów, 1/6 z przemysłu i 1/6 z jednostek rządowych. Organizatorzy spodziewają się również wielu użytkowników z zagranicy.

Laboratorium ma bardzo dogodne położenie – około godziny jazdy autobusem od międzynarodowego lotniska Kansai obsługującego Osakę, Kyoto i Narę.

Phys. World 10, nr 11 (1997)

B. W.

Organiczne cząsteczki w księżycach Jowisza?

Wydaje się, że na powierzchni księżyców Jowisza, Ganimedesa i Kallisto, odkryto cząsteczki organiczne.

Zespół naukowców amerykańskich z Uniwersytetu Hawajskiego analizował dane zebrane przez spektrometr bliskiej podczerwieni (0.7 – 5.2 μm), tzw. Near Infrared Mapping Spectrometer – NIMS, umieszczony na pokładzie sondy Galileo. W widmie poniżej 3 μm dominuje woda (lód), skupiono więc uwagę przede wszystkim na obszarze bardziej długofalowym i wykryto 5 wyraźnych maksimum absorpcyjnych.

Silny sygnał przy 4.25 μm może odpowiadać pasmu absorpcji dwutlenku węgla. Jest on wprawdzie nieco przesunięty w stosunku do widma krystalicznego CO₂, zasugerowano więc, że dwutlenek węgla na powierzchni księżyców Jowisza jest rozproszony w kryształkach lodu lub innych uwodnionych związków. Inny silny sygnał przy 4.05 μm przypisuje się dwutlenkowi siarki, także rozproszonemu w jakimś innym materiale. Trzy inne zarejestrowane sygnały są słabe i trudniej je przypisać określonym cząsteczkom. Na przykład maksimum przy 4.57 μm może pochodzić od różnych cząsteczek organicznych, ale najprawdopodobniejsza jest tu grupa węgiel-azot o potrójnym wiązaniu. Może być ona obecna w związkach, które powstają przy wyładowaniu elektrycznym.

Wiązanie węgiel-wodór w związkach organicznych zawierających grupę SH prawdopodobnie jest odpowiedzialne za absorpcję przy 3.4 μm . Wreszcie maksimum absorpcji przy 3.88 μm pochodzi zapewne od związków siarki.

Ważne jest oczywiście znalezienie odpowiedzi na pytanie, jak te różne cząsteczki mogły powstać. Wydaje się, że odpowiednie reakcje chemiczne mogły być wywołane światłem słonecznym bądź bombardowaniem cząstkami z magnetosfery Jowisza. Podobne cechy charakterystyczne wykazuje widmo grudek lodu

międzygwiazdowego. Także niektóre meteoryty zawierają cząsteczki organiczne o wiązaniach węgiel-wodór dających absorpcję przy 3.4 μm .

Takie cząsteczki są prekursorami życia i właściwe ich zidentyfikowanie może pomóc w rozwiązaniu zagadki źródeł materiału organicznego w Układzie Słonecznym. Jak wiadomo, RNA i DNA, podstawowe struktury życia, są związkami organicznymi, których najliczniejszymi składnikami jest węgiel i azot.

Phys. World 10, nr 11 (1997)

B. W.

Wycieczki górskie dla upamiętnienia Plancka

W latach 1939–43 Max Planck (1858 – 1947) spędzał zwykle, wraz z rodziną, wakacje we wschodnim Tyrolu, w miejscowości St. Jakob, w okręgu Deferegggen. Lubił wycieczki górskie i jeszcze w 1942 r. wszedł na Seespitze (3000 m). Z okazji 50. rocznicy śmierci Plancka Związek Turystyczny Okręgu Deferegggen urządził we wrześniu 1997 r. „dni wspomnień”. Program obejmował odczyty (m.in. Armina Hermanna, znanego historyka fizyki) oraz dwie wycieczki górskie „śladami Plancka”.

Wspomnijmy tu może, że z okazji stulecia śmierci Johna Tyndalla (1820 – 1893), wybitnego fizyka i znakomitego alpinisty, fizycy irlandzcy, skupieni w Klubie Górskim im. Tyndalla, zorganizowali w 1993 r. powtórzenie dwóch słynnych wejść alpejskich Tyndalla: na Weisshorn i na Matterhorn (Kronika 3/93). Jakoś nasi fizycy – miłośnicy Tatr nie próbują organizować wypraw „śladami Smoluchowskiego”, wielkiego fizyka, zamiłowanego i wytrawnego alpinisty, który miał na swoim koncie kilka pierwszych przejść w Dolomitach i wejść na najwyższe szczyty Alp Wschodnich i szwajcarskich, wiele wspinaczek w Tatrach i górach Szkocji, był pionierem wypraw górskich bez przewodnika, jednym z najwcześniejszych alpinistów zimowych. Smoluchowski był także przewodniczącym Sekcji Turystycznej Polskiego Towarzystwa Tatrzańskiego.

Phys. Bl. 53, nr 9 (1997)

B. W.

Dwudziestolecie Kwarki

Już od dwudziestu lat działa przy Pałacu Młodzieży w Katowicach „Grupa Twórcza Kwarki”. Została założona w latach 1976/77 przez mgr Urszulę Woźnikowską-Bezak, która w swoim zamierzeniu starała się uzyskać odpowiedzi na pytania: jakie treści należy realizować, aby przyciągnąć młodzież do pracowni fizyki? jak osiągnąć założone rezultaty i pozyskać akceptację młodzieży? jak wyjść poza programy szkolne?

Jedną z form działalności jest organizowanie obozów naukowo-rekreacyjnych i Szkół Fizyki. W ciągu dwudziestu lat odbyło się już 41 Szkół Fizyki (1200 uczestników), 20 wycieczek do Instytutu Nijskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu, 15 wycieczek do Instytutu Energii Atomowej

w Świerku, 2 zwiedzania ośrodka DESY w Hamburgu. Organizowane są Wojewódzkie Drużynowe Turnieje z Fizyki o puchar dyrektora Pałacu Młodzieży, konkursy na pracę „Związek cząstek elementarnych z kosmologią” poświęcone pamięci prof. Grzegorza Białkowskiego, konkursy na pracę „Fizyka a ekologia” poświęcone pamięci prof. Mieczysława F. Pazdura oraz we współpracy z Uniwersytetem Śląskim w Katowicach i Politechniką Śląską w Gliwicach – ogólnopolskie Turnieje Młodych Fizyków. Stale w Pracowni Fizyki Pałacu Młodzieży prowadzone są zajęcia z uczniami szkół podstawowych i średnich, a także kursy przygotowujące do zawodów Olimpiad Fizycznych i na wyższe uczelnie.

Młodzież nie tylko uczy się i rozwija swoje zainteresowania fizyką, ale również uczestniczy w wydarzeniach kulturalnych – w programie każdego wyjazdu poza Katowice jest również pójście do teatru, kina, na wystawę.

Przypomnijmy tu, że Polskie Towarzystwo Fizyczne umiało docenić działalność założycielki i kierowniczkę „Grupy Twórczej Kwarki”, mgr Urszuli Woźnikowskiej-Bezak, przyznając jej w 1994 r. nagrodę dydaktyczną im. Grzegorza Białkowskiego (Kronika 1/95).

B. W.

Polscy uczniowie w CERN-ie

W październiku 1997 r. klasa IIIa o profilu matematyczno-fizycznym I LO im. Bartłomieja Nowodworskiego w Krakowie zwiedziła laboratoria CERN-u. W sfinansowaniu wycieczki w zasadniczej mierze dopomógł Urząd Miasta Krakowa. Przed wyjazdem nauczyciel fizyki, Jan Sawicki, zapoznał uczniów z tematyką badań prowadzonych w CERN-ie. Na miejscu gośćmi bardzo serdecznie zajęli się polscy fizycy tam pracujący.

Ciekawe sprawozdanie z tej wycieczki, napisane przez kilku uczniów, zamieścił *Foton* w ostatnim zeszycie 1997 r. Odnosi się wrażenie, że młodzież rzeczywiście zrozumiała, co dzieje się w tym laboratorium. Opłaca się więc wysyłać dobrze przygotowanych uczniów do wielkich ośrodków fizyki.

Foton, nr 54 (1997)

B. W.

Napad na laboratorium neutrin słonecznych

W październiku 1997 r. sześciu zamaskowanych napastników, uzbrojonych w pistolety automatyczne, usiłowało zrabować superczysty gal z obserwatorium neutrin słonecznych w Baksanie (północny Kaukaz). Jak wiadomo, gal jest jednym z najkosztowniejszych pierwiastków.

Bandytom udało się pokonać skomplikowany system zabezpieczeń hali doświadczalnej. Dosłownie w ostatniej chwili ochrona uratowała gal przed kra-

dzieżą. Śledztwo w tej sprawie prowadzi teraz rosyjskie ministerstwo spraw wewnętrznych pod osobistym kierunkiem ministra Anatola Kulikowa.

Amerykańsko-Rosyjskie Laboratorium Galowe (SAGE) jest zarządzane przez Instytut Badań Jądrowych Rosyjskiej Akademii Nauk. Od połowy lat 80. galowy detektor rejestruje neutrina przychodzące ze Słońca. Niskoenergetyczne neutrina przekształca jądro galu w promieniotwórczy ^{71}Ge , którego promieniowanie wykrywają odpowiednie liczniki. Wążący 60 ton detektor galowy SAGE umieszczony jest w 3.5 km tunelu głęboko pod górą Andyrzci, w pobliżu miejscowości Baksan.

Napastnicy przecięli druty telekomunikacji łączące laboratorium ze światem zewnętrznym. Doskonale znali drogę do tunelu i hali podziemnej, gdzie umieszczony jest detektor galowy. Wejście do hali chroni dwoje ciężkich, metalowych drzwi. Do hali mogą wchodzić tylko osoby znające specjalny kod. Te urządzenia zabezpieczające zostały zainstalowane ze względu na ogromną wartość finansową galu. Dwóm pracownikom, znajdującym się w hali w momencie napadu, udało się wydostać przez dukt wentylacyjny i zaalarmować resztę załogi laboratorium. Napastnicy uciekli, gal ocalał. Podobno nie była to pierwsza próba kradzieży tego materiału.

Science 277, nr 5341 (1997)

B. W.

Friedrich Hund (1896 – 1997)

Dnia 31 marca 1997 r. zmarł w Getyndze w wieku 101 lat Friedrich Hund, ostatni już z pierwszej ekipy twórców fizyki kwantowej.

Urodzony w Karlsruhe, studiował matematykę i fizykę na uniwersytetach w Marburgu i Getyndze. Doktoryzował się w 1921 r. u Maksa Borna. Stosując ówczesne narzędzia mechaniki kwantowej – zakaz Pauliego i zasadę korespondencji, wyjaśnił wzajemne położenie poziomów energetycznych atomów wieloelektronowych i cząsteczek, przypisując najniższą energię stanom o najwyższym momencie spinowym (tzw. reguła Hunda). Później, korzystając z nowej wówczas metody teorii grup, dał podstawy teorii tworzenia się stanów cząsteczkowych. Wyjaśnił właściwości optyczne cząsteczek izomerycznych przez wprowadzenie pojęcia zjawiska tunelowego (które później odegrało tak wielką rolę w fizyce jądrowej). Teoria Hunda stała się podstawą metody orbitali cząsteczkowych.

Phys. Today 50, nr 10 (1997)

B. W.

Stefan Czarnecki (1915 – 1997)

Dnia 21 lipca 1997 r. zmarł dr hab. Stefan Czarnecki, emerytowany docent Instytutu Fizyki PAN w Warszawie.

Czarnecki urodził się 24 grudnia 1915 r. w Kijowie. Był uczniem Gimnazjum i Liceum Adama Mickiewicza w Warszawie (matura 1935), w tym też roku rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim. Był zapalonym radioamatorem i w 1937 r. uzyskał licencję krótkofalowca, otrzymując dla swojej stacji znak SP1SC. W 1939 r. ukończył Szkołę Podchorążych Łączności w Zegrzu, w kampanii wrześniowej był przydzielony do poczty dowódcy 30 pp Strzelców Kaniowskich. Od października 1939 r. bierze udział w konspiracji jako oficer radiowy okręgu „Głuszec” AK. W lutym 1945 r., w trakcie łączności z Londynem, został aresztowany przez władze sowieckie i po bestialskich przesłuchaniach przez NKWD i UB zesłany na Sybir. Do Warszawy wrócił w listopadzie 1947 r. w bardzo złym stanie fizycznym, ale natychmiast zgłosił się do prof. Stefana Pieńkowskiego, by podjąć przerwane wojną studia. Równocześnie uczył fizyki w znanym liceum im. Emilii Plater, przeniesionym z Warszawy do Zalesia Dolnego (gdzie mieszkał).

W 1952 r. uzyskuje dyplom magistra na podstawie pracy z zakresu optyki cząsteczek (potwierdza zjawisko symetrii zwierciadlanej występujące w roztworach barwników organicznych). Od 1953 r. aż do przejścia na emeryturę jest pracownikiem naukowym Instytutu Fizyki PAN. W 1960 r. uzyskuje stopień doktora na podstawie pracy „Badania świecących długożyciowych kilku węglowodorów aromatycznych w szklawie organicznej”.

W 1965 r. nowym obszarem jego badań staje się fizyka laserów. Równocześnie, w tym samym roku, otrzymuje stypendium na wyjazd do Uniwersytetu w Toronto. Prowadzi tam badania przejść w nadfiolecie indukowanych promieniowaniem lasera rubinowego. Po powrocie do kraju uruchamia laser rubinowy z przestrajaną dobrocią, tzw. laser „gigantyczny”, o bardzo krótkim impulsie i mocy promieniowania rzędu megawatów. Zbudowany laser został użyty przez J. Krasieńskiego do wykonania pracy doktorskiej i przez Czarneckiego do badań wielofotonowych przejść w naftaleniu. W wyniku dalszych prac w tej dziedzinie (prowadzo-

nych także częściowo w trakcie ponownego wyjazdu do Toronto) przedstawia w 1974 r. rozprawę habilitacyjną „Wielofotonowe przejścia absorpcyjne w monokryształach naftalenu, indukowane przez impulsy gigantyczne lasera rubinowego”. W 1978 r. otrzymuje stanowisko docenta. Po przejściu w 1985 r. na emeryturę utrzymuje nadal kontakty z grupą laserową w IF PAN.

Niezależnie od pracy naukowej był nadal zapalonym krótkofalowcem. Po przełomie październikowym władze przyznają mu wreszcie w 1957 r. licencję. Jego stacja otrzymuje teraz nowy znak: SP5GX. Czarnecki znajduje się wkrótce wśród najlepszych polskich krótkofalowców, zdobywa liczne dyplomy, nawiązuje łączność z wieloma stacjami zagranicznymi (potwierdzona korespondencja z 350 krajami).



Stefan Czarnecki przy swojej radiostacji.

Stefan Czarnecki był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w latach 1967–69 przewodniczącym Oddziału Warszawskiego PTF, kierował również sekcją popularno-naukową Oddziału, współorganizował zawody Olimpiady Fizycznej i był autorem szeregu wydawnictw z tym związanych.

Ludwik Lis, Jerzy Rogaczewski

Będziemy wdzięczni Czytelnikom za uwagi na temat nowej szaty graficznej *Postępów Fizyki*.

Redakcja

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

1998

16 – 26 lutego 1998, Przesieka

34. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Od Mechaniki Kwantowej do Technologii Kwantowej

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, pl. Maksa Borna 9, 50-204 Wrocław; dr Zygmunt Petru, tel.: (71) 222363 lub (71) 201270, fax: (71) 214454, adr.el.: petru@ift.uni.wroc.pl.
P, U: 100, ang.

22 – 25 kwietnia 1998, Warszawa

5th Int. Symp. on Systems with Fast Ionic Transport

Inst. Fizyki Pol. Warszawskiej; prof. F. Krok, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, adr.el.: fkrok@mp.pw.edu.pl.
P, U: 100, O: 300 USD, ang.

10 – 13 maja 1998, Jurata

7th Spring School on Acousto-Optics and Applications

Inst. Fizyki Doświadczalnej UG; dr Bogumił Linde, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel.: (58) 529213, fax: (58) 413175, adr.el.: fizas@univ.gda.pl lub fizbl@univ.gda.pl.
Z: 31.1.96, O: 550 USD (łącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

18 – 22 maja 1998, Borki

5th Int. Conf. on Computer Graphics and Image Processing (GKPO '98)

Inst. Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej oraz Pol. Śląska; GKPO '98, IPI PAN, Ordona 21, 01-237 Warszawa, fax: (22) 376564, informacje: <http://www.ipipan.waw.pl/MGV/GKPO98.html>.
ang.

19 – 24 maja 1998, Łądek Zdrój

11. Sympozjum Maxa Borna – Anomalous Diffusion, Theory, Simulations

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego i Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Warszawskiego; prof. Andrzej Pękalski, IFT UW, Pl. Maksa Borna 9, 50-204 Wrocław, adr.el.: mborn11@ift.uni.wroc.pl; informacje: <http://www.ift.uni.wroc.pl/mborn11>.
P, U: 80, ang.

25 – 29 maja 1998, Kazimierz Dolny

Int. Conf. on Colorimetry

Sekcja Polska SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, fax: (22) 133265, adr.el.: iosto@atos.warman.com.pl.
Z: 15.3.98, A: 15.3.98, P, O: 250 USD (wraz z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

26 – 30 maja 1998, Toruń

XXX Symp. on Mathematical Physics with special session: „Dynamical Systems: from Integrability to Chaos”

Inst. Fizyki UMK; M. Michalski, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel.: (56) 22367, fax: (56) 25397, adr.el.: romp@phys.uni.torun.pl; informacje: <http://www.phys.uni.torun.pl/~romp98/>.
Z: 3.4.98, P, O: 130 USD, ang.

6 – 7 czerwca 1998, Ustroń-Jaszowiec

Przedstawienie Fizyki Półprzewodników

Inst. Fizyki PAN; prof. J. Kossut, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8437001 w. 3193, fax: (22) 8430926, adr.el.: kossut@ifpan.edu.pl.

7 – 12 czerwca 1998, Ustroń-Jaszowiec

XXVII Int. School on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN, Wydz. Fizyki UW, Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN; dr W. Szuszkiewicz, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8435626, fax: (22) 8430926, adr.el.: szusz@ifpan.edu.pl.
U: 250, ang.

14 – 20 czerwca 1998, Jaszowiec

4th Int. School and Symp. on Synchrotron Radiation in Natural Science

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego; dr hab. K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8437001 w. 3384, fax: (22) 8430926, adr.el.: synchro@ifpan.edu.pl, informacje: http://info.ifpan.edu.pl/pelkay/issrns_98.html.
P, U: 130, O: 300 USD, ang.

30 czerwca – 5 lipca 1998, Warszawa

Low Energy Heavy-Ion Physics

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów UW, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Inst. Problemów Jądrowych; ŚLCJ UW, tel.: (22) 6582021, fax: (22) 6592714, adr.el.: conf@slcj.uw.edu.pl, informacje: <http://www.slcj.uw.edu.pl/~conf>.
P, ang.

30 czerwca – 2 lipca 1998, Poznań

XII Konferencja: Nauczanie Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych

Wydział Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej; prof. Mirosław Drozdowski, WFT PP, Piotrowo 3, 60-965 Poznań, tel.: (61) 8782325, fax: (61) 8782324.

23 – 27 lipca 1998, Toruń

The Jabłoński Centennial Conference on Luminescence and Photophysics

Inst. Fizyki UMK; prof. J.S. Kwiatkowski, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. (56) 21065, fax: (56) 25397, adr.el.: lum98@phys.uni.torun.pl.
Z: 31.3.98, A: 15.4.98, P, ang.

1 – 5 września 1998, Zakopane

32nd Solid Mechanics Conf. (SolMec '98)

IPPT PAN i Komitet Mechaniki PAN; prof. Zenon Mróz, IPPT PAN, SolMec '98, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel.: (22) 8277571, fax: (22) 8269815, adr.el.: solmec98@ippt.gov.pl.
O: 300 USD, ang.

6 - 11 września 1998, Jaszowiec
Int. Conf. on Extended Defects in Semiconductors
Inst. Fizyki PAN; Halina Granat, IF PAN, al. Lotników
32/46, 02-668 Warszawa, adr.el.: granat@ifpan.edu.pl.

7 - 10 września, Łódź
Eurotherm Seminar on Quantitative Infrared Thermography (QIRT '98)
Inst. Elektroniki PŁ i Polski Komitet Optoelektroniki SEP;
QIRT '98, Inst. Elektroniki PŁ, Stefanowskiego 18/22,
90-924 Łódź, tel.: (42) 312637, fax: (42) 362238, adr.el.:
qirt98@ck-sg.p.lodz.pl.
Z: 15.3.98, A: 8.9.98, O: 300 ECU, ang.

10 - 15 września 1998, Ustroń
22nd Int. School on Theoretical Physics - Quantum Coherence in Superconductors and Nanostructures
Zakład Fizyki Teoretycznej IF UŚI, Inst. Fizyki PAN,
Inst. Fizyki UAM; prof. Elżbieta Zipper, Inst. Fizyki
UŚI, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, tel.: (32) 588211,
fax: (32) 588431, adr.el.: thschool@us.edu.pl, informacje:
<http://server.phys.us.edu.pl>.
Z: 30.6.98, A: 30.5.98, P, U: 70, ang.

13 - 19 września 1998, Jaszowiec
III Int. School and Symp. on Physics in Material Science - Modifications and Characterization of Materials Using Nuclear Methods
Inst. Energii Atomowej; prof. A. Czachor, IEA, 05-400
Świerk-Otwock, tel.: (22) 7798805, fax: (22) 7793888,
adr.el.: isspms@cyf.gov.pl.
A: 30.6.98, P, U: 120, O: ok. 200 USD, ang.

15 - 18 września 1998, Gdańsk
Krajowy Kongres Metrologii (KKM '98)
Politechnika Gdańska; dr hab. Ryszard Roskosz, PG, Na-
rutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, tel.: (58) 471397, fax:
(58) 471726, adr.el.: kongres@ely.pg.gda.pl, informacje:
<http://www.ely.pg.gda.pl/kongres/>.
A: 15.3.98, O: 600 zł (z wyżywieniem), ang. i pol.

12 - 16 października 1998, Zakopane
Int. Conf. on Solid State Crystals
Inst. Fizyki Technicznej WAT; IFT WAT, Kaliskiego 2,
01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 6859109, fax:
(22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.
P, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- Dieter W. Heermann, *Podstawy symulacji komputerowych w fizyce*, z jęz. angielskiego tłum. Antoni Adamczyk; WNT, Warszawa 1997, s. 173 + dyskietka, cena 14.00 zł.
- Jerzy Nowak, Kazimierz Pietraszkiewicz, Marek Zając, *Dyfrakcyjne elementy odwzorowujące*, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1997, s. 72.
- Edward Mulas, Roman Rumianowski, Józef Wawrzyński, *Podstawy fizyki - zadania testowe*, Wyd. Adam Marszałek, Toruń 1997, s. 126.
- Jacek Jania, *Glacjologia*, wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 1997, s. 358.
- Michał Heller, *Szczęście w przestrzeniach Banacha*, Wyd. Znak, Kraków 1997, s. 231.
- Nathan Spielberg, Bryon D. Anderson, *Fizyka - siedem teorii, które wstrząsnęły światem*, z jęz. angielskiego tłum. Janusz Błaszczuk; Wyd. Amber, Warszawa 1997, s. 294, cena 24.80 zł.
- John Gribbin, *W poszukiwaniu kota Schrödingera*, z jęz. angielskiego tłum. Jacek Bieroń; Wyd. Zysk i S-ka, Warszawa 1997, s. 269.
- Peter Coveney, Roger Highfield, *Strzałka czasu*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Wyd. Zysk i S-ka, Warszawa 1997, s. 357.
- Robert Zubrin, Richard Wagner, *Czas Marsa - dlaczego i w jaki sposób musimy skolonizować czerwoną planetę*, z jęz. angielskiego tłum. Leszek Kallas; Prószyński i S-ka, Warszawa 1997, s. 419, cena 18,50 zł.
- Peter Coveney, Roger Highfield, *Granice złożoności - poszukiwania porządku w chaotycznym świecie*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Prószyński i S-ka, Warszawa 1997, s. 544, cena 24,50 zł.

SPIS TREŚCI

L. Jacak, A. Wójs – Kropki kwantowe	1
D.D. Osheroff – Nadciekłość ^3He : odkrycie i zrozumienie	15
D. Hitlin – Nowy sprawdzian Modelu Standardowego	34
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki: XII i XIII konkurs	42
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	48
RECENZJE	49
LISTY DO REDAKCJI	51
KRONIKA	52

CONTENTS

L. Jacak, A. Wójs – Quantum dots	1
D.D. Osheroff – Superfluidity in ^3He : discovery and understanding	15
D. Hitlin – A new test for the Standard Model	34
MISCELLANEA	
Grants in physics of the State Research Committee	42
MEETINGS AND CONFERENCES	48
REVIEWS	49
LETTERS TO THE EDITOR	51
CHRONICLE	52

WKRÓTCE

- *O Marii Skłodowskiej-Curie, odkryciu promieniotwórczości i jego następstwach*
- *Andrzej Zastawny o wzmacniaczach energii*
- *Rudolf Mössbauer o problemie neutrin słonecznych (wykład na Zjeździe Fizyków w Katowicach)*
- *Zofia Białynicka-Birula o trojańskich paczkach falowych*
- *William Cochran o planetach poza Układem Słonecznym*
- *Laser atomowy: poradnik dla początkujących Daniela Kleppnera*