

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 48
ZESZYT 5
1997

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Wiceprezisi:	Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI Prof. dr JÓZEF SZUDY
Sekretarz Generalny:	Prof. dr MACIEJ KOLWAS
Skarbnik:	Mgr WANDA DOBORZYŃSKA-GŁĄZEK
Członkowie Zarządu:	Prof. dr BOGDAN CICHOCKI Prof. dr WOJCIECH GAWLIK Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr WOJCIECH SUSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Mgr URSZULA WOŹNIKOWSKA-BEZAK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr ANDRZEJ STARUSZKIEWICZ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Dr hab. MAREK KORDOS – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr LESZEK WOJTCZAK (Łódź)
Prof. dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)	Dr STANISŁAW CHABIK (Opole)
Prof. dr MARIAN GŁOWACKI (Częstochowa)	Prof. dr JERZY DEMBCZYŃSKI (Poznań)
Dr hab. LEON MURAWSKI (Gdańsk)	Prof. dr MARIAN KUŹMA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Prof. dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr WACŁAW BAŁA (Toruń)
Prof. dr WOJCIECH GAWLIK (Kraków)	Prof. dr BRONISŁAW ORŁOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr WŁADYSŁAWA NAWROCKA (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 48, ZESZYT 5
1997

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1997

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski - przewodniczący, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Zofia Gołąb-Meyer, Franciszek Kaczmarek, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Jerzy Gronkowski, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci oddziałów PTF:

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

Krzysztof Byczuk

*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Ciecz Luttingera w teorii i doświadczeniu

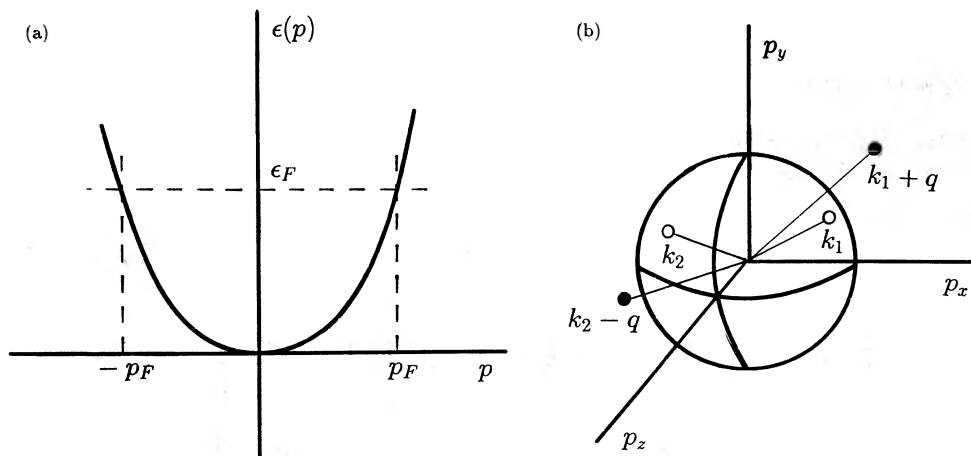
Luttinger liquid in theory and experiment

Abstract: By the Luttinger liquid we mean a quantum metallic state of interacting electrons possessing the Fermi surface or points at temperature $T = 0$ K, but with no stable electron-like quasiparticles. In this article a pedagogical introduction to the theory of the Luttinger liquid is presented and its physical properties are described. Selected experimental examples, where this novel quantum liquid has been or might be detected, are also provided.

1. Teoria cieczy Fermiego

Niskotemperaturowe własności większości metali można wyjaśnić pomijając elektrostatyczne oddziaływania pomiędzy elektronami. Mimo że w rzeczywistości każdy elektron oddziałuje z pozostałymi, jego ruch jest w przybliżeniu swobodny, a oddziaływania pomiędzy cząstkami przejawiają się we wzroście ich masy efektywnej i zmianie ich prędkości. Podobnie zachowują się obojętne atomy helu ^3He w fazie ciekłej.

Mikroskopową teorię pozwalającą zrozumieć takie zachowanie oddziałujących fermionów zaproponował ponad 40 lat temu L.D. Landau [1] i nazwał ją teorią cieczy Fermiego. Według niej fermiony w stanie podstawowym tworzą tzw. morze Fermiego, tzn. cząstki obsadzają wszystkie stany kwantowe numerowane pędem (lub kwazipędem) \mathbf{p} , dla których energia $\epsilon(\mathbf{p})$ jest mniejsza od energii Fermiego ϵ_F . Wynika to z prostego faktu, że dla fermionów zakaz Pauliego zabrania, aby dwie cząstki znajdowały się w tym samym stanie kwantowym. Dla cząstek o parabolicznej zależności dyspersyjnej $\epsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m$ morze Fermiego zostało przedstawione na rys. 1a. Wektory $\mathbf{p} = \mathbf{p}_F$, dla których $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$, noszą



Rys. 1. a) Morze Fermiego dla cząstek o parabolicznej zależności dyspersyjnej. Stany poniżej $\epsilon = \epsilon_F$ są obsadzone pojedynczo, a powyżej puste. b) Sfera Fermiego w przestrzeni pędów. Cząstki w stanach k_1 i k_2 mogą być rozproszone do stanów $k_1 + q$ oraz $k_2 - q$, znajdujących się poza morzem Fermiego.

nazwę wektorów Fermiego. Końce tych wektorów tworzą $(d - 1)$ -wymiarową powierzchnię w d -wymiarowej przestrzeni pędów, która oddziela stany nie obsadzone przez cząstki od stanów obsadzonych. Powierzchnię tę nazywamy powierzchnią Fermiego. Dla parabolicznej i izotropowej zależności dyspersyjnej jest to sfera, schematycznie przedstawiona na rys. 1b. Oddziaływanie pomiędzy elektronami powoduje, że cząstki w stanach o pędach k_1 oraz k_2 mogą zostać rozproszone do stanów z pędami $k_1 + q$ oraz $k_2 - q$. Jeśli interesują nas niskoenergetyczne (niskotemperaturowe) własności układu, to k_1 oraz k_2 muszą leżeć pod powierzchnią Fermiego, natomiast stany rozproszone muszą być ponad nią, co jest również konsekwencją wspomnianego zakazu Pauliego obowiązującego dla fermionów. Tak więc, ponieważ pod powierzchnią Fermiego wszystkie stany są już zajęte, nie ma tam miejsca dla cząstek rozproszonych o pędach $k_1 + q$ oraz $k_2 - q$. W bardzo niskich temperaturach w porównaniu z temperaturą Fermiego, która dla metali jest rzędu $10^3 - 10^4$ K, tylko cząstki znajdujące się bardzo blisko powierzchni Fermiego mogą brać udział w procesach rozpraszania i skutkiem tego oddziaływanie pomiędzy fermionami ulega zmniejszeniu z powodu małej liczby zderzających się cząstek.

Teoria Landaua cieczy Fermiego jest więc teorią efektywną¹ opisującą stan

¹ Przez teorię efektywną rozumiemy taki opis układu, w którym liczba istotnych stopni swobody została zredukowana do absolutnego minimum, ale jest jednak nadal wystarczająca, aby opisać daną klasę zjawisk. Innymi słowy, w opisie efektywnym pomijamy te elementy teorii,

podstawowy i niskoenergetyczne stany wzbudzone oddziałujących fermionów. W teorii tej silnie oddziałujące cząstki zastępujemy słabo oddziałującymi kwazicząstkami. Jednakże liczby kwantowe, a tym samym i fizyczne charakterystyki kwazicząstek są takie same jak dla nieoddziałujących fermionów. Oznacza to, że kwazicząstki przenoszą równocześnie ładunek e oraz spin σ . Oczywiście dynamiczne charakterystyki kwazicząstek są inne. Na przykład zamiast masy elektronowej mają one pewną masę efektywną, w której „ukryte” są zjawiska związane z oddziaływaniem z innymi kwazicząstkami, fononami, domieszkami oraz z obecnością okresowego potencjału krystalicznego.

Zasadniczą cechą, która odróżnia kwazicząstki od rzeczywistych elektronów jest ich skończony czas życia. Czas ten jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu różnicy między energią kwazicząstki a energią odpowiadającą powierzchni Fermiego, tzn. $\tau \propto |\epsilon - \epsilon_F|^{-2}$. Widzimy zatem, że im jesteśmy bliżej powierzchni Fermiego, tym dłużej żyją kwazicząstki (czyli elementarne wzbudzenia układu). W szczególności na powierzchni Fermiego czas ten jest nieskończony, co oznacza, że kwazicząstki są tam ścisłymi stanami własnymi układu oddziałujących fermionów. Matematycznie oznacza to, że jednocząstkowa funkcja Greena zachowuje się jak $G(k_F, \omega) \propto \omega^{-1}$, mając biegun prosty na osi rzeczywistej.

Dodajmy również, że oprócz opisanych wzbudzeń kwazicząstkowych, w układzie oddziałujących fermionów mogą rozchodzić się tzw. drgania kolektywne, np. plazmony lub dźwięk zerowy.

2. Teoria cieczy Luttingera

Teoria cieczy Fermiego jest teorią perturbacyjną, co oznacza, że podczas adiabaticznego włączania oddziaływania stany kwantowe nieoddziałujących fermionów ewoluują w sposób ciągły do stanów kwazicząstkowych. Często wyrażamy to mówiąc, że stany kwazicząstkowe pozostają w odpowiedności jeden do jednego ze stanami nieoddziałujących cząstek. Bardzo ważnym pytaniem w teorii oddziałujących fermionów jest, kiedy ta odpowiedność jest spełniona, innymi słowy, kiedy przybliżenie adiabaticzne może być stosowane, a kiedy nie. Okazuje się, że w fazie normalnej teoria cieczy Fermiego może się nie stosować. Przykładami, przynajmniej teoretycznymi, są modele oddziałujących fermionów w jednym wymiarze. Niektóre bowiem z tych modeli potrafimy rozwiązać w sposób ścisły przy

które są nieistotne dla zrozumienia danego zjawiska. Często wystarczy pominąć wysokoenergetyczne, czyli krótkofalowe wzbudzenia w układzie (korzystając z metod grupy renormalizacji), i tylko uwzględnić ich wpływ na niskoenergetyczne parametry teorii (tzw. renormalizacja stałych sprzężenia), lub też po prostu zaniedbać oddziaływania pomiędzy pewnymi stopniami swobody, np. oddziaływanie elektronów z drgającymi jonami sieci krystalicznej.

użyciu funkcji falowej (tzw. ansatzu) Bethego lub bozonizacji (o czym będzie mowa w dalszej części artykułu).

Szczegółowe badania teoretyczne bardzo dużej liczby modeli oddziałujących fermionów w jednym wymiarze pozwoliły wysunąć pewne ogólne wnioski na temat fizyki układów skorelowanych elektronów. Mianowicie, w 1981 r. F.D.M. Haldane [2] zauważył, że pomimo wielkiego bogactwa własności fizycznych, pewne cechy są charakterystyczne dla wszystkich fermionowych modeli z oddziaływaniem w jednym wymiarze. Do najważniejszych z nich należą: brak kwazicząstek typu elektronowego, separacja spinowo-ładunkowa oraz anomalne skalowanie jednocząstkowych funkcji korelacji. Na tej podstawie Haldane sformułował hipotezę, że w niskich temperaturach w jednowymiarowych układach elektronowych powstaje nowy rodzaj cieczy kwantowej, którą nazwał cieczą Luttingera [2]. Tak więc można powiedzieć, że teoria cieczy Luttingera jest efektywnym, niskoenergetycznym opisem oddziałujących fermionów w jednym wymiarze. Jest ona niejako odpowiednikiem teorii cieczy Fermiego z trzech wymiarów. Poniżej omówimy zastosowanie koncepcji cieczy Luttingera do modelu Hubbarda oraz modelu Tomonagi-Luttingera w jednym wymiarze.

2.1. Model Hubbarda

Kanonicznym modelem w fizyce skorelowanych fermionów, który można rozwiązać ściśle przy użyciu ansatzu Bethego, jest model Hubbarda [3]. Opisuje on cząstki o spinie $1/2$ i ładunku e poruszające się po oczkach sieci krystalicznej. Pełne oddziaływanie pomiędzy elektronami zastępuje się pewnym lokalnym oddziaływaniem, które opisuje wzrost energii układu, gdy dwa elektrony o przeciwnych spinach spotkają się w tym samym węźle sieci. Drugim parametrem tego modelu jest wartość całki przeskoku, która dana jest przez element macierzowy związany z przejściem elektronu pomiędzy dwoma najbliższymi węzłami sieci. Ściślej mówiąc, fizyczne własności tego modelu są określone przez stosunek tych dwóch wielkości. Dodatkowo musimy jeszcze znać liczbę N_e wszystkich elektronów w układzie.

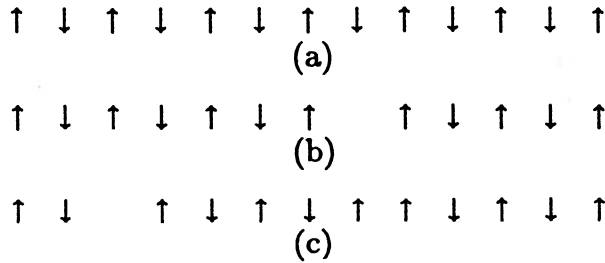
Jak już wspomnieliśmy, dla modelu Hubbarda udało się znaleźć w sposób ścisły stan podstawowy oraz widmo wzbudzeń elementarnych w jednym wymiarze [4]. Metoda, zwana techniką ansatzu Bethego, polega na założeniu pewnej postaci funkcji falowej dla układu z oddziaływaniem. Postulowana funkcja falowa ma postać antysymetrycznego iloczynu jednocząstkowych fal płaskich, ale z dodatkowymi czynnikiem fazowymi. W pewnym sensie konstrukcja ta przypomina metodę znajdowania rozwiązań asymptotycznych w problemach rozpraszania z mechaniki kwantowej za pomocą tzw. przesunięć fazowych dla fal cząstkowych. Okazuje się, że dla modelu Hubbarda w jednym wymiarze taka funkcja

falowa opisuje w sposób ścisły stan podstawowy i stany wzbudzone. Zainteresowanych Czytelników, chcących zapoznać się z tą metodą, odsyłamy do doskonałego artykułu przeglądowego na ten temat [5]. Poniżej skoncentrujemy się tylko na fizycznych wnioskach wynikających z tych rozwiązań.

Pierwszą niespodzianką było to, że jednocząstkowe stany kwantowe opisywane są innymi liczbami kwantowymi niż w przypadku cieczy Fermiego. Okazuje się, że mamy dwa różne typy jednocząstkowych wzbudzeń elementarnych w tym układzie. Jeden typ związany jest z ładunkowymi stopniami swobody, a drugi ze spinowymi. Tradycyjnie wzbudzenia ładunkowe nazywa się *holonami*, podczas gdy wzbudzenia spinowe *spinonami*. Co więcej, gdy oddziaływanie staje się bardzo silne, wzbudzenia te rozchodzą się niezależnie od siebie. Korzystając z koncepcji kwazicząstek powiedzielibyśmy, że mamy ich dwa rodzaje: holony i spinony. Holony, będące fermionami, posiadają ładunek e , lecz są pozbawione spinu (tzw. bezspinowe fermiony, których funkcja falowa jest antysymetryczna). Spinony mają spin $\sigma = 1/2$ ($\hbar = 1$), lecz ładunek zero. Innymi słowy, w układzie tym mamy całkowitą separację spinowych i ładunkowych stopni swobody, a kwazicząstki związane z tymi stopniami rozchodzą się niezależnie z różnymi prędkościami Fermiego.

Oczywiście błędem byłoby wyobrażać sobie, że wskutek nieskończonego silnego oddziaływania elektron „rozpada” się na spin i ładunek. W układzie nadal mamy fizyczne elektrony. Jednakże tworzą one nowy rodzaj cieczy kwantowej, w której kwantami elementarnych wzbudzeń jednocząstkowych są wspomniane holony i spinony.

Separację spinowo-ładunkową możemy wyobrazić sobie w następujący sposób. Załóżmy, że mamy jednowymiarową sieć, w węzłach której znajdują się elektrony. Niech węzły sieci tworzą jony o ładunku $+|e|$. Przypuśćmy dalej, że stan podstawowy takiego układu jest uporządkowany antyferromagnetycznie tak, jak to narysowaliśmy na rys. 2a. Usuwamy następnie jeden elektron tworząc w ten sposób „dziurę” (puste miejsce w sieci) jak na rys. 2b. Ładunek takiej „dziury” jest równy $+|e|$, a spin jest zero. Jeśli elektrony mają zdolność do przemieszczania się wzdłuż sieci, to możemy wyobrazić sobie następujący proces. Elektron znajdujący się na lewo od dziury przeskakuje na jej miejsce bez zmiany swojego spinu. Skutkiem tego dziura przesuwa się w lewo o jeden węzeł sieci. Jeśli będziemy powtarzać tę procedurę wiele razy, to zobaczymy, że dziura może dowolnie poruszać się po sieci. Z drugiej strony elektron, który wskoczył na miejsce dziury, ma spin ustawiony równoległe w stosunku do swojego nowego sąsiada z prawej strony (rys. 2c). Pojawia się więc defekt w uporządkowanym antyferromagnetyku (dwa równoległe spiny obok siebie) zwany ogólnie ścianą domenową (w tym przypadku jest to tylko punkt), który także może poruszać się swobodnie po sieci. W na-



Rys. 2. Intuicyjna ilustracja separacji spinowo-ładunkowej w jednym wymiarze. Szczegółowy opis znajduje się w tekście.

szym przykładzie ruch dziury ilustruje swobodną propagację holonu, natomiast ruch ściany domenowej odpowiada propagacji spinonu. Z łatwością dostrzegamy, że przemieszczanie się tych dwóch wzbudzeń odbywa się w sposób niezależny. Należy jednak przestrzec Czytelnika, że przedstawiony obraz jest bardzo uproszczony i raczej nie należy go bezpośrednio stosować do modelu Hubbarda. Niemniej jednak daje on pewne wyobrażenie o tym, co to jest separacja spinowo-ładunkowa.

Dobrze zdefiniowawszy kwazicząstki w modelu Hubbarda w granicy nieskończonego oddziaływania możemy je adiabatycznie wyłączać, wprowadzając w ten sposób korelacje pomiędzy holonami i spinonami jako zaburzenie, i skonstruować odpowiednik teorii cieczy Fermiego dla tych cząstek. Podkreślny jednak, że o ile czas życia kwazicząstek w teorii cieczy Fermiego był skończony, to obecnie holony i spinony reprezentują kwanty ścisłych wzbudzeń elementarnych układu i w związku z tym ich czas życia jest nieskończenie długi. Wynika to stąd, że jest to model ściśle rozwiązywalny nawet wtedy, gdy poprzez procedurę adiabatycznego wyłączania oddziaływania wprowadziliśmy korelacje pomiędzy holonami i spinonami. Zauważmy zarazem, że nowe kwazicząstki w jednowymiarowym modelu Hubbarda, które nie rozpadają się w czasie, nie mają swoich odpowiedników w świecie rzeczywistych cząstek elementarnych.

2.2. Model Tomonagi-Luttingera

Modeli oddziałujących fermionów w jednym wymiarze, które można rozwiązać przy użyciu ansatzu Bethego, jest bardzo wiele, lecz fizyczne wnioski wynikające z tych rozwiązań pozostają bardzo podobne do przedstawionych powyżej. Obecnie omówimy inne modele i ich rozwiązania, które są otrzymywane poprzez bozonizację. Pozwoli to nam zapoznać się z dodatkowymi własnościami skorelowanych fermionów w jednym wymiarze przestrzennym.

Zacniemy od omówienia modelu Tomonagi. Mając dowolny związek dyspersyjny dla elektronów w jednym wymiarze można znaleźć jego przybliżenie

przez rozwinięcie go w szereg Taylora blisko poziomu Fermiego (o ile nie ma tam punktów osobliwych Van Hove'a). Następnie, zachowując tylko liniowe wyrazy rozwinięcia, otrzymujemy zlinearyzowaną zależność dyspersyjną jak ta, którą przedstawiliśmy na rys. 3a. W roku 1950 Sinitiro Tomonaga, jako pierwszy, rozpatrywał elektronowy model z liniową zależnością dyspersyjną wokół poziomu Fermiego [6]. Wprowadził on też dodatkowe odcięcie energetyczne Λ (rys. 3b) tak, aby energia układu była skończona. W 1963 roku J.M. Luttinger rozszerzył model Tomonagi rozważając liniową zależność dyspersyjną rozciągającą się od $-\infty$ do $+\infty$ (rys. 3c) [7], co pozwoliło rozwiązać ten model w sposób ścisły nawet wtedy, gdy opisywane elektrony oddziałują między sobą.

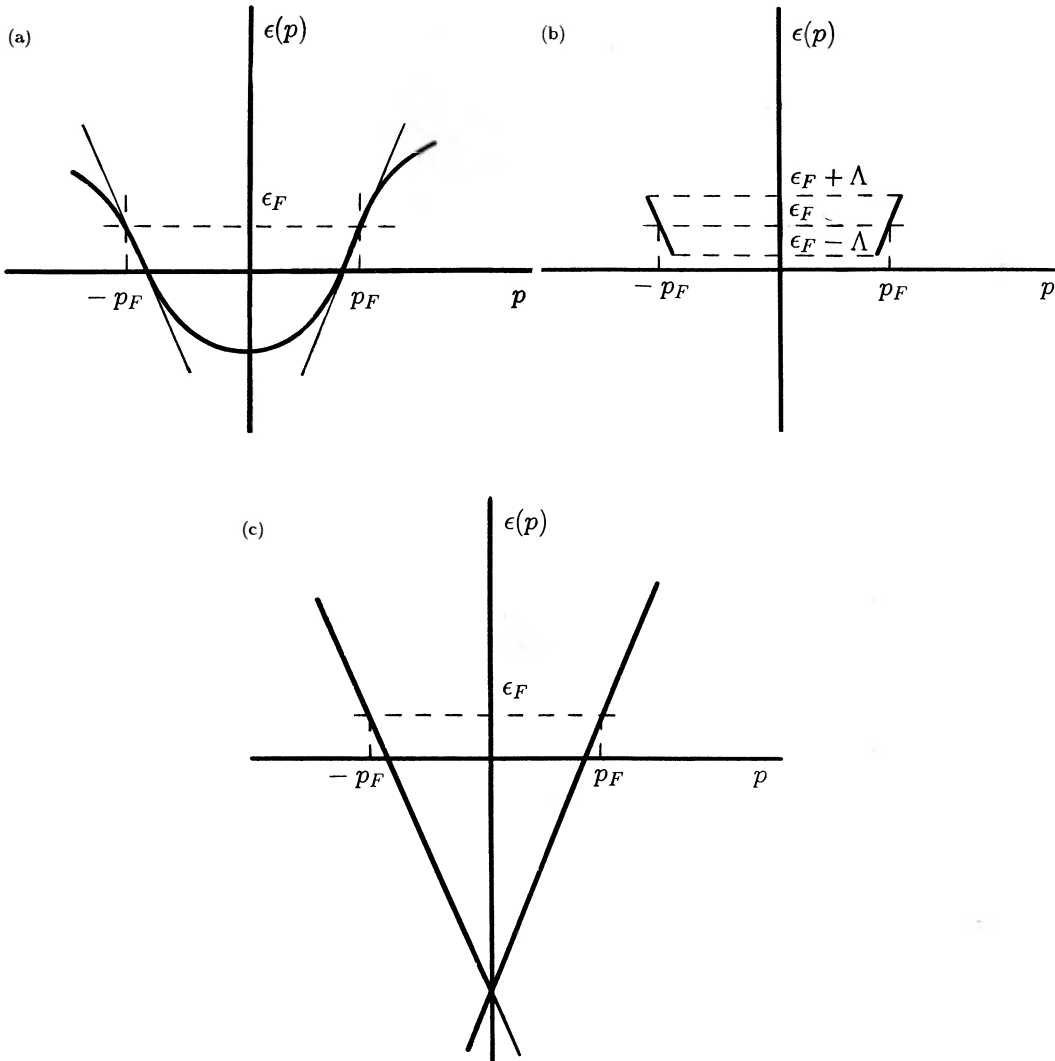
Zauważmy, że aby istniał stabilny stan podstawowy w tym ostatnim przypadku, liczba cząstek musi być nieskończona (a tym samym całkowita energia układu jest także nieskończona). Oczywiście jest to przypadek niefizyczny, ale gdy rozpatrujemy niskoenergetyczne (mierzone względem stanu podstawowego) własności układu, to cząstki leżące głęboko pod powierzchnią Fermiego nie wpływają na nie. Z drugiej strony, tak zdefiniowany model umożliwia zastosowanie ścisłych, analitycznych metod rachunkowych takich jak bozonizacja czy konforemna teoria pola. Pozwalają one na efektywne rozwiązanie modelu Luttingera i wyznaczenie dowolnych funkcji korelacji nawet wtedy, gdy dołączymy do hamiltonianu wyraz opisujący oddziaływanie pomiędzy elektronami.

W podejściach tych zarówno część kinetyczna, jak i potencjalna hamiltonianu są traktowane w ten sam sposób, a więc nie są to metody perturbacyjne. W szczególności bozonizacja polega na transformacji układu fermionowego z oddziaływaniem w układ bozonowy opisywany hamiltonianem dwuliniowym. Wtedy wyznaczenie widma układu fermionowego sprowadza się do zwykłej diagonalizacji macierzy kwadratowej hamiltonianu w problemie bozonowym. Ma to niezmiernie ważne znaczenie w badaniu układów skorelowanych fermionów, ponieważ tylko w ten sposób możemy „odkrywać” nowe kwazicząstki, a następnie badać ich własności. Dodajmy także, że wspomniane modele i metody ich rozwiązywania znajdują zastosowanie w fizyce cząstek elementarnych i kwantowej teorii pola [8]. W tym przypadku model Luttingera, opisujący elektrony w metalu, jest odpowiednikiem relatywistycznego modelu fermionowego opisywanego jednowymiarowym równaniem Diraca z masą równą zero i tradycyjnie nazywanego modelem Schwingera [9]. Dydaktyczne omówienie bozonizacji oraz konforemnej teorii pola w układach jednowymiarowych może Czytelnik znaleźć w pracach [10] i [11]. Warto również nadmienić, że metoda bozonizacji została rozszerzona na układy wielowymiarowe w [12], co pozwoliło na nowe przeformułowanie teorii cieczy Fermiego [13], jak również na sformułowanie wielowymiarowej teorii cieczy Luttingera [14].

przez rozwinięcie go w szereg Taylora blisko poziomu Fermiego (o ile nie ma tam punktów osobliwych Van Hove'a). Następnie, zachowując tylko liniowe wyrazy rozwinięcia, otrzymujemy zlinearyzowaną zależność dyspersyjną jak ta, którą przedstawiliśmy na rys. 3a. W roku 1950 Sinitiro Tomonaga, jako pierwszy, rozpatrywał elektronowy model z liniową zależnością dyspersyjną wokół poziomu Fermiego [6]. Wprowadził on też dodatkowe odcięcie energetyczne Λ (rys. 3b) tak, aby energia układu była skończona. W 1963 roku J.M. Luttinger rozszerzył model Tomonagi rozważając liniową zależność dyspersyjną rozciągającą się od $-\infty$ do $+\infty$ (rys. 3c) [7], co pozwoliło rozwiązać ten model w sposób ścisły nawet wtedy, gdy opisywane elektrony oddziałują między sobą.

Zauważmy, że aby istniał stabilny stan podstawowy w tym ostatnim przypadku, liczba cząstek musi być nieskończona (a tym samym całkowita energia układu jest także nieskończona). Oczywiście jest to przypadek niefizyczny, ale gdy rozpatrujemy niskoenergetyczne (mierzone względem stanu podstawowego) własności układu, to cząstki leżące głęboko pod powierzchnią Fermiego nie wpływają na nie. Z drugiej strony, tak zdefiniowany model umożliwia zastosowanie ścisłych, analitycznych metod rachunkowych takich jak bozonizacja czy konforemna teoria pola. Pozwalają one na efektywne rozwiązanie modelu Luttingera i wyznaczenie dowolnych funkcji korelacji nawet wtedy, gdy dołączymy do hamiltonianu wyraz opisujący oddziaływanie pomiędzy elektronami.

W podejściach tych zarówno część kinetyczna, jak i potencjalna hamiltonianu są traktowane w ten sam sposób, a więc nie są to metody perturbacyjne. W szczególności bozonizacja polega na transformacji układu fermionowego z oddziaływaniem w układ bozonowy opisywany hamiltonianem dwuliniowym. Wtedy wyznaczenie widma układu fermionowego sprowadza się do zwykłej diagonalizacji macierzy kwadratowej hamiltonianu w problemie bozonowym. Ma to niezmiernie ważne znaczenie w badaniu układów skorelowanych fermionów, ponieważ tylko w ten sposób możemy „odkrywać” nowe kwazicząstki, a następnie badać ich własności. Dodajmy także, że wspomniane modele i metody ich rozwiązywania znajdują zastosowanie w fizyce cząstek elementarnych i kwantowej teorii pola [8]. W tym przypadku model Luttingera, opisujący elektrony w metalu, jest odpowiednikiem relatywistycznego modelu fermionowego opisywanego jednowymiarowym równaniem Diraca z masą równą zero i tradycyjnie nazywanego modelem Schwingera [9]. Dydaktyczne omówienie bozonizacji oraz konforemnej teorii pola w układach jednowymiarowych może Czytelnik znaleźć w pracach [10] i [11]. Warto również nadmienić, że metoda bozonizacji została rozszerzona na układy wielowymiarowe w [12], co pozwoliło na nowe przeformułowanie teorii cieczy Fermiego [13], jak również na sformułowanie wielowymiarowej teorii cieczy Luttingera [14].



Rys. 3. a) Linearyzacja zależności dyspersyjnej; b) zależność dyspersyjna w modelu Tomonagi; c) zależność dyspersyjna w modelu Luttingera.

Modele Tomonagi i Luttingera oraz ich pochodne są szeroko omawiane w literaturze z ostatnich 30 lat. Wyczerpujące przedstawienie otrzymanych dotychczas wyników można znaleźć w jednej z ostatnich prac przeglądowych poświęconych tej tematyce [15]. Poniżej przedstawiamy tylko wybrane wyniki.

Podobnie jak w modelu Hubbarda w granicy nieskończenie silnego oddziaływania, tak i w modelu Luttingera występuje separacja spinowo-ładunkowa, z tą

jednak różnicą, że obecnie zachodzi ona dla dowolnej wartości parametru oddziaływania. Wyznaczone prędkości Fermiego dla holonów (v_F^c) i spinonów (v_F^s) są różne i w sposób jawny zależą od stałej sprzężenia w oddziaływaniu.

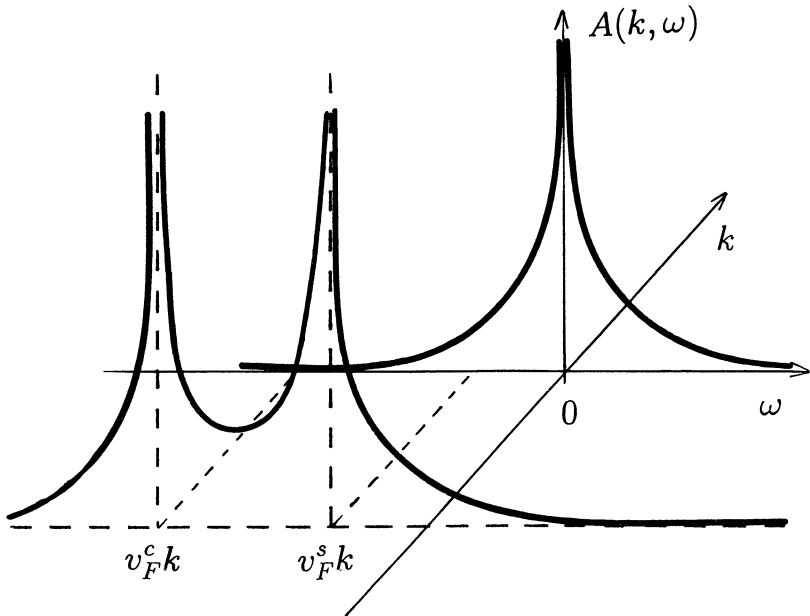
Ciepło właściwe, obliczone po transformacji modelu fermionowego w bozonowy, jest liniową funkcją temperatury: $C_V = \gamma T$, gdzie stała $\gamma \propto 1/v_F^c + 1/v_F^s$. Takie zachowanie się ciepła właściwego jest charakterystyczne dla wszystkich układów fermionowych posiadających powierzchnię Fermiego w stanie podstawowym.

W przeciwieństwie do metody ansatzu Bethego, technika bozonizacji i konforemnej teorii pola pozwala na bezpośrednie znajdowanie dowolnych funkcji korelacji i za ich pomocą wielkości obserwowalnych doświadczalnie. Na przykład jednocząstkowa funkcja Greena dla elektronów w modelu Luttingera nie posiada biegunów prostych, charakterystycznych dla wzbudzeń kwazicząstkowych, nawet na powierzchni Fermiego. Jej zachowanie jest następujące: $G(k_F, \omega) \propto \omega^{-1+\alpha}$, gdzie anomalny wykładnik α jest daną funkcją oddziaływania. Matematycznie rzecz ujmując, elektronowa funkcja Greena ma punkty rozgałęzienia (i wychodzące z nich cięcia) w miejscach odpowiadających energii wzbudzeń holonowych i spinonowych. W konsekwencji, funkcja gęstości widmowej $A(\mathbf{k}, \omega)$ – która jest proporcjonalna do części urojonej $G(\mathbf{k}, \omega)$ – nie posiada osobliwości typu delty na powierzchni Fermiego (tak jak w przypadku cieczy Fermiego), lecz osobliwość potęgową, która rozszczepia się na dwie, gdy odchodzimy od powierzchni Fermiego, podobnie jak na rys. 4. Obecność dwóch punktów osobliwych w $\omega = v_F^c k$ i $\omega = v_F^s k$ oraz szerokiego niespójnego (niekoherentnego) tła pomiędzy nimi jest konsekwencją separacji spinowo-ładunkowej i załamania się teorii Landaua cieczy Fermiego. Dodatkowo, funkcja rozkładu elektronów nie posiada nieciągłości na powierzchni Fermiego (tak jak funkcja Fermiego-Diraca), lecz punkt przegięcia, tzn. $n(k) = \frac{1}{2} - C \text{sign}(k - k_F) |k - k_F|^\alpha$, gdzie C jest pewną stałą.

Również inne funkcje korelacji i związane z nimi wielkości fizyczne wykazują anomalne zachowanie. Na przykład opór elektryczny, z powodu rozpraszania na domieszkach, zachowuje się jak $\rho \propto T^\beta + \text{const}$, gdzie wykładnik β jest również funkcją oddziaływania pomiędzy elektronami.

3. Doświadczalne poszukiwania cieczy Luttingera

Większość fizyków zajmujących się tematyką silnie skorelowanych fermionów od początku była zainteresowana możliwością doświadczalnej weryfikacji powstałej teorii cieczy Luttingera: czy badane jednowymiarowe modele są tylko pięknymi i pouczającymi przykładami z fizyki matematycznej, czy też mogą w pewnym przybliżeniu opisywać realnie istniejące układy.



Rys. 4. Funkcja gęstości widmowej w modelu cieczy Luttingera z typową rozbieżnością potęgową.

3.1. Jednowymiarowe metale organiczne i nieorganiczne

Najwcześniej odkrytymi materiałami, w których elektrony poruszają się w przybliżeniu w jednym wymiarze oraz z powodu oddziaływania elektrostatycznego mogłyby tworzyć ciecz Luttingera, były przewodniki organiczne jak np. TTF-TCNQ, $(\text{TMTSF})_2\text{X}$, czy też $(\text{TMTTF})_2\text{X}$ (te ostatnie to tzw. sole Bechgaarda) [16,17], oraz kryształy nieorganiczne jak np. $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$, $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, NbSe_3 itd. [17]. Są to na ogół dosyć złożone metale występujące w postaci pojedynczych lub podwójnych łańcuchów, w których ruch elektronów (z dobrym przybliżeniem jednowymiarowy) jest bardzo silnie anizotropowy. Dodatkową cechą tych materiałów jest dosyć częste występowanie przejść fazowych do struktur z uporządkowaniem typu fali gęstości ładunkowej (CDW) lub spinowej (SDW) czy też do fazy nadprzewodzącej. Pomiarzy przewodnictwa zmiennoczęstotliwościowego, czasu relaksacji spinowo-sieciowej oraz widm fotoemisyjnych wydają się zgodne z ogólnymi przewidywaniami dla cieczy Luttingera [15]. Sytuacja nie jest jednak w zupełności jednoznaczna, gdyż dla wyników wielu doświadczeń udało się również znaleźć bardziej tradycyjne wyjaśnienia, opierające się na teorii cieczy Fermiego blisko niestabilności typu CDW lub SDW [15].

Warto również wspomnieć o najnowszych badaniach dotyczących fotoemisji w jednowymiarowym związku SrCuO_2 [18]. Autorzy twierdzą, że po raz pierw-

szy zaobserwowali bezpośredni dowód na istnienie separacji spinowo-ładunkowej. Otóż w widmach fotoemisyjnych pojawiają się dwa maksima w okolicy powierzchni Fermiego, które odpowiadałyby holonom i spinonom. Dodajmy, że według autorów [18] nie można tego wyniku wyjaśnić opierając się na tradycyjnych rachunkach pasmowych w ramach teorii cieczy Fermiego. Zauważmy na koniec, że związek ten jest bardzo podobny w swoim składzie do nadprzewodnika wysokotemperaturowego $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, który jest kwazidwuwymiarowy. Być może pełne zrozumienie natury stanów elektronowych w SrCuO_4 pozwoli rozwiązać nowe problemy w układach bardziej złożonych, takich jak np. wspomniane nadprzewodniki.

3.2. Druty kwantowe

Technologiczny postęp ostatnich kilkunastu lat pozwolił na wytwarzanie nowego rodzaju układów o obniżonej wymiarowości. Do nich należą tzw. druty i kropki kwantowe oraz układy, w których występuje kwantowe zjawisko Halla.

Druty kwantowe są swojego rodzaju światłowodami dla fal materii o długościach znacznie większych od rozmiarów poprzecznych, w których elektrony poruszają się wyłącznie w jednym kierunku. Typowa długość drutu kwantowego dochodzi do $1 - 10 \mu\text{m}$ przy rozmiarach poprzecznych rzędu ułamka mikrometra. Ta długość jest zarazem większa w pewnych przypadkach od średniej drogi swobodnej elektronu, a więc zjawiska charakterystyczne dla cieczy Luttingera powinny się uwidaczniać. W szczególności oczekuje się stłumienia lub całkowitego braku kwantowania przewodnictwa z powodu oddziaływania elektron-elektron, jak również oddziaływania elektron-domieszka w cieczy Luttingera. Doświadczenia S. Taruchy i in. [19] pokazują, że obserwowane zmniejszenie przewodności w niskich temperaturach, jak również znaczące wzmocnienie jej fluktuacji w tym obszarze dosyć dobrze zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi dla cieczy Luttingera. Dalsze prace poświęcone skorelowanym elektronom w drutach kwantowych są prowadzone bardzo intensywnie w wielu ośrodkach badawczych i już niedługo powinniśmy oczekiwać dalszych ciekawych, a być może zaskakujących wyników. Szczególnie niezwykle ważne jest dokładne poznanie wpływu nieporządku w układzie na stany kwantowe skorelowanych elektronów.

3.3. Wzbudzenia krawędziowe

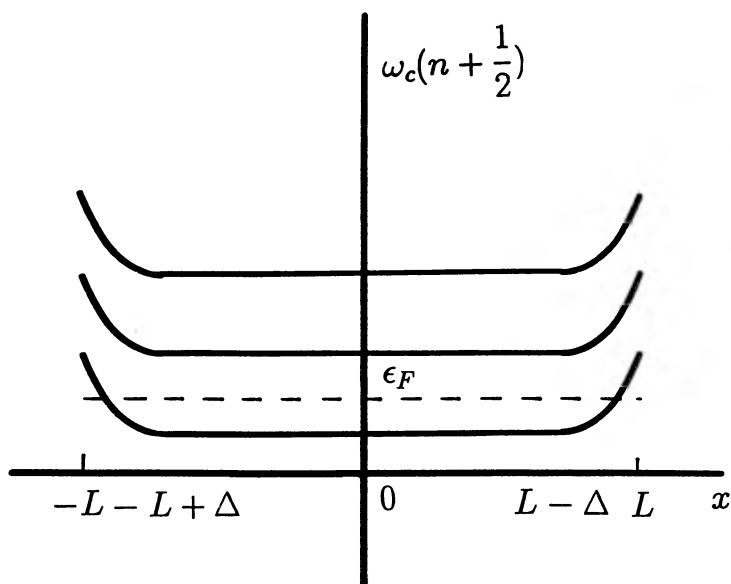
Wzbudzenia krawędziowe w heterostrukturach półprzewodnikowych z kwantowym ułamkowym zjawiskiem Halla stanowią najlepszy przykład doświadczalnej realizacji modelu cieczy Luttingera. Jak wiemy [20], w bardzo niskich temperaturach i bardzo silnych polach magnetycznych przewodność Halla dla dwuwymiarowego gazu elektronowego jest skwantowana i równa ν (w jednostkach e^2/h),

gdzie $\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$. Zjawisko to, znane pod nazwą całkowitego kwantowego zjawiska Halla [20], związane jest z zupełnym wypełnianiem, wraz ze wzrostem pola magnetycznego, coraz to mniejszej liczby poziomów Landaua.

Zauważmy, że wraz ze wzrostem pola magnetycznego liczba elektronów znajdujących się na najniżej leżących poziomach Landaua wzrasta, a więc średnia energia kinetyczna wszystkich elektronów maleje. Zarazem, ponieważ średnia odległość pomiędzy cząstkami się nie zmienia, energia potencjalna oddziaływania elektrostatycznego jest w przybliżeniu stała. Mamy więc taką sytuację, że powyżej pewnej wartości krytycznej pola magnetycznego część potencjalna energii dominuje nad częścią kinetyczną. Wtedy układ elektronowy przechodzi w nowy rodzaj cieczy kwantowej skorelowanych cząstek, tzw. ciecz złożonych fermionów [21]. Złożone fermiony są to nowe kwazicząstki, które możemy wyobrazić sobie w postaci elektronów z parzystą liczbą kwantów strumienia magnetycznego dołączoną do każdej cząstki (stąd nazwa złożone fermiony). Złożone fermiony, obsadzając całkowicie poziomy Landaua zgodnie z nową statystyką, która dopuszcza możliwość obsadzania danego stanu kwantowego przez niecałkowitą liczbę cząstek (oczywiście w sensie średniej po zespole statystycznym) [21], charakteryzują się między innymi skwantowanym przewodnictwem Halla $\sigma_{xy} = \nu e^2/h$, gdzie ν jest tym razem ułamkiem. Zjawisko to nosi nazwę ułamkowego kwantowego zjawiska Halla [20].

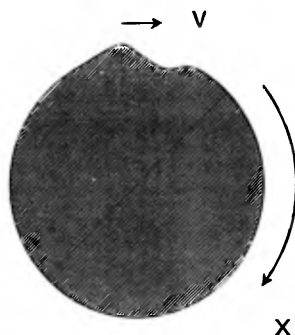
W obszarze, w którym opór Halla przyjmuje wartość skwantowaną, poziomy Landaua są albo całkowicie wypełnione (poniżej energii Fermiego ϵ_F), albo całkowicie puste (powyżej ϵ_F) – rys. 5. Widmo wzbudzeń posiada wtedy przerwę energetyczną. Oznacza to, że aby wytworzyć wzbudzenie elementarne, polegające na wybicciu elektronu ze stanu podstawowego do najniżej leżącego stanu wzbudzonego, potrzebna jest niezerowa wartość energii. Wynika stąd, że ciecz elektronowa (gdy $\nu = n$) lub ciecz złożonych fermionów (gdy $\nu = p/q$) jest nieściśliwa w bardzo niskich temperaturach. Z drugiej strony, obserwuje się wtedy przenoszenie ładunku elektrycznego w układzie, które odbywa się na brzegach próbki w postaci tzw. wzbudzeń (prądów) krawędziowych. W obszarze objętościowym próbki mamy ciecz nieściśliwą, ale na brzegach próbki zależność dyspersyjna deformuje się (jak schematycznie zaznaczyliśmy na rys. 5) z powodu zerowania się funkcji falowej elektronów na krawędziach układu. W obszarze brzegowym poziom Fermiego przecina się z podpasмами i stąd mamy efektywnie częściowo wypełnione pasma energetyczne. Wzbudzenia krawędziowe przypominają wzbudzenia w zwykłym metalu z tą różnicą, że mogą rozchodzić się tylko w jednym kierunku (dla danego brzegu). Dlatego mówimy wtedy o chiralnej cieczy elektronowej w jednym wymiarze.

Wzbudzenia krawędziowe można zilustrować w następujący modelowy sposób [22]. Wyobraźmy sobie, że mamy nieściśliwą dwuwymiarową kroplę cieczy



Rys. 5. Poziomy Landaua dla dwuwymiarowego gazu elektronowego. Nie zaznaczono poszerzenia stanów związanego z występowaniem nieporządku w układzie.

elektronowej. Nieściśliwość tej kropli oznacza, że infinitezymalnie mała praca δE nie jest wystarczająca do spowodowania dowolnie małej zmiany objętości ΔV . Można jednak zdeformować brzeg takiej kropli bez zmiany objętości, jak to pokazano na rys. 6. Taka deformacja będzie rozchodziła się w określonym kierunku z pewną prędkością v_F , tworząc właśnie wzbudzenie krawędziowe.



Rys. 6. Intuicyjny obraz wzbudzeń krawędziowych. Opis w tekście.

Wzbudzenia na brzegu były szczegółowo badane teoretycznie przez B.I. Halperina [23], X.G. Wena [22], M.P.A. Fishera [24] i innych, w obszarze całkowitego

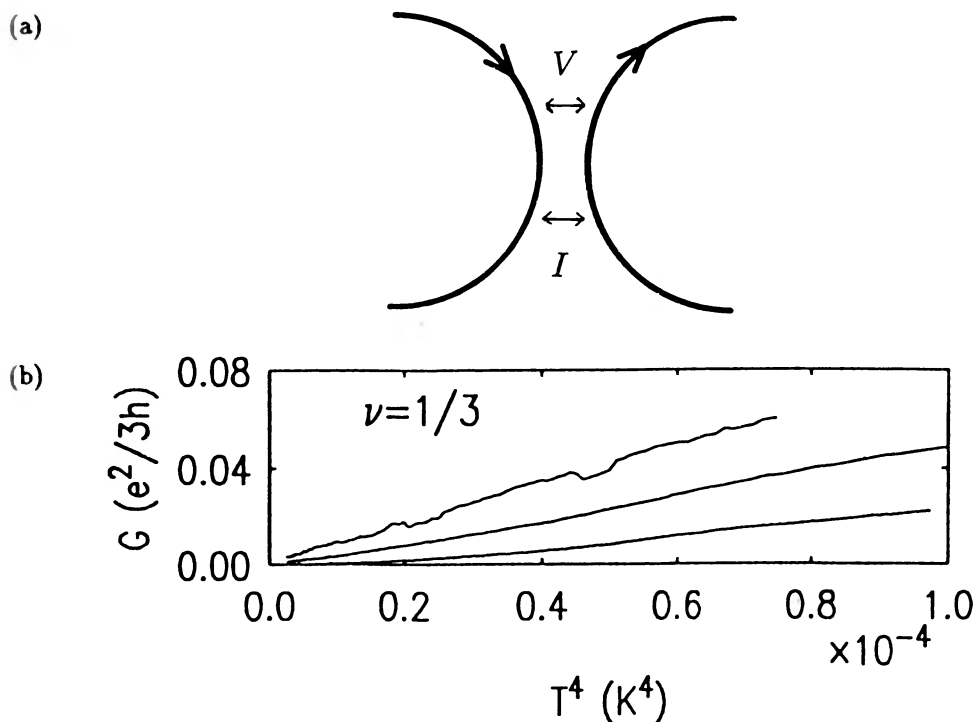
oraz ułamkowego kwantowego zjawiska Halla. Okazuje się, że w zależności od tego, czy ν jest całkowite, czy ułamkowe, elektrony tworzą odpowiednio albo chiralną ciecz Fermiego, albo chiralną ciecz Luttingera. W przypadku chiralnej cieczy Luttingera nie występuje separacja spinowo-ładunkowa, ponieważ elektrony w polu magnetycznym są całkowicie spolaryzowane i jeden z kanałów rozpraszania jest wyłączony. Pozostają jednak anomalne wykładniki w funkcjach korelacji. Co więcej, ponieważ wzbudzenia te mogą rozchodzić się tylko w jednym kierunku, są „nieczułe” na rozpraszanie w tył na domieszkach. Jest to więc niejako idealny układ doświadczalny do badania modelu cieczy Luttingera.

Najbardziej spektakularne wyniki dotyczą zachowania się prądów tunelowych pomiędzy dwiema cieczami chiralnymi (rys. 7a) w funkcji temperatury. Obliczenia X.G. Wena [22] pokazały, że dla chiralnej cieczy Fermiego ($\nu = 1, 2, 3, \dots$) przewodnictwo prądów tunelowych spełnia prawo Ohma i nie zależy od temperatury, przynajmniej dla małych T . W przypadku chiralnej cieczy Luttingera zachowanie przewodności powinno być następujące: $G \propto T^{2/\nu-2}$, gdzie G oznacza przewodność układu, i dla $\nu = 1/3$ daje $G \propto T^4$. Zauważmy, że przewodność ta znika dla $T = 0$, co wiąże się z zerową gęstością stanów na powierzchni Fermiego dla cieczy Luttingera, $N(0) \propto |\omega|^\alpha$. Oznacza to brak kwazicząstek typu elektronowego, które mogłyby fizycznie przeniknąć tunelowo pomiędzy takimi układami. Ponadto zależność G od temperatury jest uniwersalna. Nie wpływają na nią parametry wewnętrzne układu, a jedynie wartość czynnika ν .

Grupa fizyków w składzie F.D. Milliken, C.P. Umbach oraz R.A. Webb [25] przygotowała układ doświadczalny do badania heterostruktur GaAs-AlGaAs, w którym zmierzono zależność natężenia prądu tunelowania wzbudzeń krawędziowych od temperatury. W obszarze ułamkowego zjawiska Halla z $\nu = 1/3$ zachowanie zmierzonej przewodności, w temperaturach do 100 mK, idealnie pokrywało się z przewidywaniami teoretycznymi dla chiralnej cieczy Luttingera (rys. 7b). Późniejsze prace grupy A.M. Changa, L.N. Pfeiffera oraz K.W. Westa [26,27], wykonane w lepszych układach doświadczalnych, wykazały pewne odstępstwa od przewidywań teoretycznych w zachowaniu się przewodności G w funkcji temperatury. Jak twierdzi Fisher [27], to uniwersalne zachowanie dotyczy tylko granicy $T \rightarrow 0$, natomiast w obszarze wyższych temperatur brak jest, jak na razie, przewidywań teoretycznych. Nie ulega jednak wątpliwości, że w ultraniskich temperaturach otrzymano idealną elektronową ciecz Luttingera.

3.4. Wstążka w domieszkowanym antyferromagnetyku dwuwymiarowym

Według niektórych autorów [28] ciecz Luttingera powinna pojawiać się również w tak egzotycznym tworze, jak jednowymiarowa ściana domenowa (tworzy ona w tym przypadku pewien rodzaj struny) „domieszkowana dziurami”, która



Rys. 7. a) Prąd tunelowania pomiędzy wzbudzeniami krawędziowymi. b) Wyniki pomiaru przewodności G w funkcji temperatury [25].

powstaje w dwuwymiarowym antyferromagnetyku [29]. Taki obiekt nazywa się wstążką (ang. stripe).

Jeśli w dwuwymiarowym antyferromagnetyku istnieją długozasięgowe korelacje magnetyczne, to wprowadzone do układu naładowane „dziury” (puste węzły sieci) mogą poruszać się wzdłuż jednowymiarowych krzywych pokrywających się ze ścianą domenową. Dzięki długozasięgowym korelacjom magnetycznym tak powstała wstążka nie będzie fluktuować w kierunku prostopadłym do ściany domenowej. Co więcej, powstała jednowymiarowa ciecz „dziur” powinna być cieczą Luttingera z powodu silnych oddziaływań elektrostatycznych pomiędzy nimi [28].

Jak twierdzi A.H. Castro Neto [28], przewidywania tej teorii dobrze tłumaczą obserwacje doświadczalne w domieszkowanych nadprzewodnikach wysokotemperaturowych [30]. Scenariusz ten nie jest jednak w pełni akceptowany, głównie dlatego, że jest oparty na modelu fenomenologicznym, który nie opisuje mikroskopowego mechanizmu tworzenia się wstążki. W szczególności nie jest do końca pewne, czy rzeczywiście poprzeczne stopnie swobody są zamrożone przez długo-

zasieęgowe korelacje antyferromagnetyczne, a więc czy jest to rzeczywiście układ jednowymiarowy [31].

3.5. Sprzężone układy jednowymiarowe

Najprostsza realizacja dwuwymiarowej cieczy Luttingera polegałaby na połączeniu kilku lub kilkunastu jednowymiarowych łańcuchów, w których poruszające się elektrony byłyby skorelowane. Prace teoretyczne [32,15], oparte na idei grupy renormalizacji, pokazują, że przeskok elektronów pomiędzy łańcuchami destabilizuje jednowymiarowe cieczy Luttingera i należy oczekiwać dwuwymiarowej, silnie anizotropowej cieczy Fermiego. Z drugiej jednak strony inne prace teoretyczne [33] pokazują, że jeśli mamy dwa łańcuchy z cieczą Luttingera i włączamy oddziaływanie pomiędzy nimi w sposób adiabatyczny, to przeskok elektronów pomiędzy łańcuchami powinien być niespójny i dlatego powinniśmy otrzymać układ wielu jednowymiarowych cieczy Luttingera.

Który z tych modeli odpowiada rzeczywistości, na razie nie wiadomo. Należy jednak oczekiwać, że dalszy postęp technologiczny w wytwarzaniu tzw. domieszkowanych drabin spinowych pozwoli rozstrzygnąć tę interesującą kwestię [34].

4. Ciecz Luttingera w większej liczbie wymiarów

Z teoretycznego punktu widzenia istnieje również możliwość występowania cieczy Luttingera w układach w pełni dwu- lub trójwymiarowych. Warunkiem koniecznym, aby ciecz Luttingera była stabilnym rozwiązaniem jest występowanie osobliwości w amplitudzie Landaua opisującej oddziaływanie pomiędzy kwazicząstkami [35]. Podkreśmy, że w jednym wymiarze każde oddziaływanie pomiędzy fermionami destabilizuje ciecz Fermiego, natomiast w większej liczbie wymiarów ta amplituda oddziaływania musi być rozbieżna. Okazuje się, że w zależności od stopnia jej rozbieżności można oczekiwać rozwiązania albo w postaci cieczy Luttingera, albo w postaci cieczy kwantowej z uogólnionym zakazem Pauliego [36]. Źródła osobliwości w hamiltonianie efektywnym należy poszukiwać w modelach mikroskopowych. Jak dotąd problem ten dostarcza wielu kontrowersji i jest obszernie dyskutowany w literaturze [37].

Istnieją jednak silne argumenty za tym, że dynamika skorelowanych elektronów w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych jest zgodna z przewidywaniami teorii cieczy Luttingera. Większość z dotychczas odkrytych nadprzewodników wysokotemperaturowych z płaszczyznami miedziowo-tlenowymi ma anomalne (tzn. niezgodne z teorią cieczy Fermiego) własności w fazie normalnej i nadprzewodzącej. Aby wyjaśnić te anomalie, P.W. Anderson wysunął w 1989 r.

interesującą hipotezę [38], że skorelowane elektrony w dwuwymiarowych płaszczyznach CuO_2 tworzą ciecz Luttingera, w której spinowe i ładunkowe stopnie swobody są rozseparowane. Opierając się na tej hipotezie można wyjaśnić wiele zjawisk wspólnych dla tych materiałów, jak np. niespójny transport elektronowy pomiędzy płaszczyznami. Ponieważ elementarnymi wzbudzeniami miałyby być holony (o ładunku e) i spinony (o spinie $1/2$), istnieje bardzo małe prawdopodobieństwo wzbudzenia cząstki o ładunku e i równocześnie o spinie $1/2$, która mogłaby fizycznie przedostać się pomiędzy płaszczyznami. Innymi słowy, fizyczne elektrony są uwięzione w płaszczyznach miedziowo-tlenowych z powodu zjawiska separacji spinowo-ładunkowej. To uwięzienie jest kamieniem węgielnym w mechanizmie tunelowania Josephsona par Coopera, zaproponowanym również przez Andersona [39]. Tunelowanie to wyjaśniałoby wysoką temperaturę krytyczną w tych związkach [39] oraz jej zmiany w funkcji liczby płaszczyzn CuO_2 w komórce elementarnej [40].

Należy jednak podkreślić, że pomimo swojej dużej atrakcyjności, teoria o spinowo-ładunkowej separacji w dwóch wymiarach ma charakter roboczy i równoległe powstało kilka innych teorii dla nadprzewodników wysokotemperaturowych, jak np. teoria marginalnej cieczy Fermiego [41], teoria prawie antyferromagnetycznej cieczy Fermiego [42] czy też teoria bipolaronów [43]. Dopiero bardzo szczegółowe badania teoretyczne i doświadczalne nadprzewodników miedziowo-tlenowych pozwolą jednoznacznie ustalić, jaka jest właściwa teoria dla tych układów i jakie kwazicząstki są z nią związane.

5. Uwagi końcowe

W powyższym artykule pragnęliśmy przybliżyć Czytelnikowi nowy rodzaj cieczy kwantowej zwanej cieczą Luttingera oraz scharakteryzować jej podstawowe własności. Przedstawiliśmy również przykłady doświadczalnej realizacji nowych idei teoretycznych. Oczywiście obecny artykuł nie jest w żaden sposób pełnym przeglądem tej tematyki. Celem naszym było nakreślenie głównych kierunków badań, a zainteresowanych Czytelników zachęcamy do sięgnięcia po specjalistyczne prace przeglądowe i artykuły [15].

Na zakończenie chcemy podkreślić znaczenie koncepcji cieczy Luttingera w fizyce i jej zastosowaniach.

Jednowymiarowe modele, dzięki swojej prostocie i ścisłej rozwiązywalności, przyczyniły się do rozwinięcia i pogłębienia wielu metod matematycznych fizyki teoretycznej, jakimi są np. technika ansatzu Bethego, bozonizacja, konforemna teoria pola, tożsamości Warda wraz z zasadami zachowania, grupa renormalizacji w wielu wariantach oraz duża liczba metod numerycznych, jak np. metody ścisłej

diagonalizacji, grupa renormalizacji dla macierzy gęstości oraz metody symulacji Monte Carlo.

Z poznawczego punktu widzenia odkrycie i zrozumienie cieczy Luttingera rzuciło nowe światło na fizykę silnie skorelowanych fermionów, w której stosowane metody opisu teoretycznego są o wiele bardziej ogólne niż przybliżenia perturbacyjne, samouzgodnione pole średnie czy też przybliżenie cieczy Fermiego. Mogliśmy zrozumieć, że świat kwazicząstek jest niezwykle bogaty i różnorodny. Być może nawet „tablica Mendelejewa” dla elementarnych kwazicząstek jest nieskończenie wielka, gdyż różne oddziaływania i pola w materii skondensowanej mogą prowadzić do pojawiania się coraz to nowych (pseudo)cząstek. Zarazem spostrzegamy, jak głęboka i owocna jest sama koncepcja kwazicząstek, która leży u podstaw starej teorii cieczy Fermiego.

Mamy nadzieję, że już niedługo niskowymiarowe nanostruktury będą powszechnie stosowane w elektronice i nowych technologiach. Bez pełnego zrozumienia fizyki kwantowych cieczy elektronowych trudno jest myśleć o pełnym wykorzystaniu tych urządzeń, nie mówiąc o ich projektowaniu. Również nowe idee, jak np. zmiany w sposób ciągły za pomocą pola magnetycznego ładunku i spinu kwazicząstek w cieczy Luttingera [44], mogą przyczynić się do rozwoju nowych urządzeń elektronicznych. Także zrozumienie fizyki cieczy Luttingera w większej liczbie wymiarów wydaje się konieczne do wyjaśnienia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, a być może także innych układów skorelowanych fermionów.

Autor pragnie podziękować prof. J. Spałkowi i drowi W. Wójcikowi za dyskusje na tematy związane z kwantowymi cieczami elektronowymi oraz drowi J. Tworzyle za wiele cennych uwag na temat tego artykułu.

Literatura

- [1] L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1956), **32**, 59 (1957), **35**, 97 (1958); D.P. Pines, P. Nozieres, *Quantum Liquids*, t. 1 (W.A. Benjamin, 1966).
- [2] F.D.M. Haldane, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **14**, 2585 (1981).
- [3] J. Hubbard, *Proc. R. Soc. A* **240**, 539 (1964).
- [4] E.H. Lieb, F.Y. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1445 (1968).
- [5] N. Andrei, „Integrable models in condensed matter physics”, w: *Low-Dimensional Quantum Field Theories for Condensed Matter Physicists*, red. S. Lundqvist, G. Morandi, Yu Lu (World Scientific, 1995), s. 457.
- [6] S. Tomonaga, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 544 (1955).
- [7] J.M. Luttinger, *J. Math. Phys.* **4**, 1154 (1963).
- [8] S. Mandelstam, *Phys. Rev. D* **11**, 3026 (1975).

- [9] S. Coleman, *Phys. Rev. D* **11**, 2088 (1975).
- [10] R. Shankar, „Bosonization: how to make it work for you in condensed matter”, w [5], s. 353.
- [11] A.W.W. Ludwig, „Methods of conformal field theory in condensed matter physics”, w [5], s. 389.
- [12] F.D.M. Haldane, *Proc. Int. School of Physics „Enrico Fermi”, Course 121, Varenna 1992*, red. J.R. Schrieffer i in. (North-Holland, 1994), s. 5.
- [13] A. Houghton, J.B. Marston, H.J. Kwon, *Phys. Rev. B* **48**, 7790 (1993), **50**, 1351 (1994), **52**, 8002 (1995); A.H. Castro Neto, E. Fradkin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1393 (1994), *Phys. Rev. B* **49**, 10877 (1994), **51**, 4084 (1995).
- [14] K. Byczuk, J. Spątek, *Solid State Comm.* **99**, 99 (1996), *Molecular Phys. Rep.* **15/16**, 273 (1997), *Acta Phys. Polonica A* **90**, 595 (1996).
- [15] J. Voit, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 977 (1994).
- [16] A. Graja, *Postępy Fizyki* **46**, 327 (1995).
- [17] *High Conducting One Dimensional Solids*, red. J.T. Devreese, R.E. Evrard, V.E. van Doven (Plenum, 1979).
- [18] S. Kim i in., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4054 (1996).
- [19] S. Tarucha, T. Honda, T. Saku, *Solid State Comm.* **94**, 413 (1995); Y. Yacoby i in., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4612 (1996).
- [20] K. Wysokiński, T. Dietl, *Postępy Fizyki* **36**, 515 (1985).
- [21] J.K. Jain, *Science* **266**, 1199 (1994).
- [22] X.G. Wen, *Phys. Rev. B* **41**, 12838 (1990), *Int. J. Mod. Phys. B* **6**, 1711 (1992).
- [23] B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [24] C.L. Kane, M.P. Fisher, *Phys. Rev. B* **46**, 15233 (1992).
- [25] F.P. Milliken i in., *Solid State Comm.* **97**, 309 (1996), patrz również *Physics Today*, June 1994, s. 21 oraz *Świat Nauki*, sierpień 1994, s. 11.
- [26] A.M. Chang, L.N. Pfeiffer, K.W. West, w druku.
- [27] G. Levi, *Physics Today*, September 1996, s. 16.
- [28] A.H. Castro Neto, *Z. Phys. B* **103**, 185 (1997).
- [29] V.J. Emery, S.A. Kivelson, *Physica C* **209**, 597 (1993); C. Nayak, F. Wilczek, *Int. J. Mod. Phys. B* **10**, 2125 (1996); J. Zaanen i in., *Phys. Rev. B* **53**, 8671 (1996).
- [30] J.M. Tranquada i in., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1003 (1994), *Phys. Rev. B* **52**, 3581 (1995), *Nature* **375**, 561 (1995); B. Keimer i in., *Phys. Rev. B* **46**, 14034 (1992); S.M. Hayden i in., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 821 (1991); T. Imai i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1002 (1993).
- [31] J. Tworzyczo, informacja prywatna.
- [32] M. Fabrizio, A. Parola, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 226 (1993).
- [33] P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3844 (1991); S.P. Strong, D.G. Clarke, *J. Phys.: Cond. Mat.* **48**, 10089 (1996); S. Capponi, D. Poilblanc, *Z. Phys. B* **103**, 173 (1997).
- [34] E. Dagotto, T.M. Rice, *Science* **271**, 618 (1996).
- [35] P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2306 (1990), **66**, 3226 (1991).
- [36] K. Byczuk, J. Spątek, *Phys. Rev. B* **51**, 7934 (1995).
- [37] W. Metzner, C. Castelliani, C. DiCastro, preprint nr cond-mat/9701012.
- [38] P.W. Anderson, Y. Ren, w: *High-Temperature Superconductors*, red. K.S. Bedel i in. (Addison-Wesley, 1990), s. 3.
- [39] S. Chakravarty, A. Sudbo, P.W. Anderson, S. Strong, *Science* **261**, 337 (1993).
- [40] K. Byczuk, J. Spątek, *Phys. Rev. B* **53**, 518 (1996).

- [41] C.M. Varma i in., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989), *Phys. Rev. B* **46**, 405 (1992).
- [42] D.P. Pines, w: *Recent Developments in High Temperature Superconductivity*, red. J. Klamut i in. (Springer, 1996).
- [43] R. Micnas, J. Ranninger, S. Robaszkiewicz, *Rev. Mod. Phys.* **42**, 113 (1990); N.F. Mott, *J. Phys. Cond. Matt.* **5**, 3487 (1993).
- [44] K. Byczuk, *Phys. Rev. B* (1997), oddane do druku.

David M. Lee

*Laboratory of Atomic and Solid State Physics
Department of Physics, Cornell University
Ithaca, N.Y., USA*

Niezwykłe fazy ciekłego ^3He *

The extraordinary phases of liquid ^3He

Nobel Lecture, 7 December 1996, Stockholm

1. Wstęp

Współczesna fizyka niskich temperatur zaczęła się wraz ze skropleniem helu [1] przez Kamerlingha-Onnesa i odkryciem nadprzewodnictwa [2] na Uniwersytecie w Lejdzie we wczesnych latach XX wieku. Rezultatem tych pierwszych prac były dwa niespodziewane wyniki. Jeden z nich polegał na tym, że praktycznie cały opór elektryczny takich metali jak rtęć, ołów czy cyna gwałtownie zniknął w określonej temperaturze przejścia. Był to pierwszy dowód doświadczalny na istnienie zjawiska nadprzewodnictwa. Drugą niespodzianką było odkrycie, że w odróżnieniu od innych znanych cieczy ciekły hel nie zestala się pod ciśnieniem własnej pary. Hel jest gazem szlachetnym, więc oddziaływania pomiędzy jego atomami są bardzo słabe; zatem siły spójności w fazie ciekłej są bardzo małe i normalna temperatura wrzenia jest bardzo niska (4.2 K). Mała masa atomowa i słabe oddziaływania prowadzą do dużych amplitud kwantowych drgań zerowych, co nie pozwala cieczy zestalić się. Aby skryształizować ciekły ^4He , konieczne jest ciśnienie co najmniej 25 atmosfer [3]. Zatem badanie właściwości ciekłego ^4He jest możliwe praktycznie aż do okolic zera bezwzględnego.

* 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.).

Przy określaniu makroskopowych właściwości ciekłego ${}^4\text{He}$ dużą rolę odgrywa mechanika kwantowa. Nie należy on więc do cieczy klasycznych, ale do tzw. cieczy kwantowych. W cieczy kwantowej długość cieplnej fali de Broglie'a $\lambda_T = h(2\pi mkT)^{-1/2}$ jest porównywalna lub większa od średniej odległości między cząsteczkami. Funkcje falowe sąsiadujących atomów przekrywają się w dużym stopniu, a więc statystyka kwantowa ma istotne znaczenie. Atomy ${}^4\text{He}$ zawierają parzystą liczbę cząstek elementarnych i w związku z tym podlegają statystyce Bosego-Einsteina (BE), co oznacza w przybliżeniu cząstek nie oddziałujących, że dowolna liczba atomów może zgromadzić się w pojedynczym stanie kwantowym. Nawet w niezerowych temperaturach makroskopowa liczba atomów cieczy kwantowej może przejść do stanu o najniższej energii. Zjawisko to nazywane jest kondensacją Bosego-Einsteina. Z kolei atomy ${}^3\text{He}$, z których każdy zawiera nieparzystą liczbę cząstek elementarnych, podlegają statystyce Fermiego-Diraca (FD): tylko jeden atom może zajmować dany stan kwantowy. Dlatego też można się spodziewać dużej różnicy w zachowaniu ciekłego ${}^4\text{He}$ i ciekłego ${}^3\text{He}$ w niskich temperaturach, gdzie długość fali cieplnej de Broglie'a staje się większa od średniej odległości między cząsteczkami.

Niezwykłe przejście fazowe zostało odkryte w ciekłym ${}^4\text{He}$ pod ciśnieniem pary nasyconej w temperaturze 2.17 K. Kiedy ciecz była ochładzana poniżej tej temperatury, wrzenie ustawało i ciecz stawała się zupełnie spokojna [4]. Teraz wiemy, że zjawisko to zachodzi, ponieważ ciekły hel staje się wyjątkowo dobrym przewodnikiem ciepła, a więc nie występują w nim termiczne niejednorodności, które mogłyby dać początek tworzeniu się pęcherzyków. Krzywa zależności ciepła właściwego ciekłego ${}^4\text{He}$ od temperatury ma w pobliżu 2.17 K kształt greckiej litery lambda, charakterystyczny dla przejścia fazowego drugiego rodzaju. Ta temperatura jest nazywana punktem lambda [4,5]. Poniżej niej przepływ ciekłego ${}^4\text{He}$ wykazuje ciekawe właściwości, a przewodnictwo cieplne ma opisany „nadzwyczajny” charakter. Jeżeli małą probówkę zawierającą ciecz podnieść powyżej poziomu helu w zbiorniku, tworzy się ruchoma ciekła warstewka, dzięki której następuje przepływ cieczy do góry po wewnętrznych ściankach próbówki, poprzez jej krawędź i w dół po ściankach zewnętrznych, aż w końcu ciecz spada do zbiornika, opróżniając probówkę [6]. Co więcej, jak pokazał Kapica [7], który przeprowadził szereg pomysłowych doświadczeń badając właściwości przepływu nadciekłego helu, może on swobodnie przepływać przez najcieńsze pory i pęknięcia. Może najbardziej widowiskowym przejawem nadzwyczajnych właściwości przepływu jest tak zwany efekt fontanny, odkryty przez przez Allena i Jonesa [8]. Jeżeli probówkę szklaną wypełnioną szczelnie proszkiem, np. różem polerskim, zanurzyć częściowo w kąpeli helowej, a następnie ogrzać, to pojawia się fontanna helu sięgająca znacznie powyżej poziomu kąpeli helowej. Do opisu tych

zjawisk Landau [9] i Tisza [10] zaproponowali tzw. model dwucieczowy. Zgodnie z nim ciekły ^4He poniżej T_λ można opisać jako dwie nie przenikające się ciecze: jedną zwykłą, a drugą nadciekłą. Ciecz nadciekła przepływa przez pory oraz szpary i nie przenosi entropii. Poza tym nie oddziałuje dyssypatywnie ze ściankami naczynia zawierającego ciecz. Ten nadciekły składnik współlistnieje z cieczą normalną, która przenosi wydajnie ciepło i jest lepka, dzięki czemu zachodzi wymiana energii pomiędzy cieczą i ściankami. Fakt ten był punktem wyjścia znakomitego doświadczenia przeprowadzonego przez Andronikaszwilego [11], który wyznaczył gęstość cieczy normalnej w funkcji temperatury poprzez badanie tłumienia wahadła skrętnego, które oddziaływało tylko z tym składnikiem. Okazało się, że gęstość cieczy normalnej maleje przy obniżaniu temperatury, a jednocześnie gęstość składowej nadciekłej rośnie i zaczyna ona dominować w niższych temperaturach. Ciecz normalną, która zabiera ciepło ze źródła, zastępuje składnik nadciekły, w wyniku czego następuje przepływ ciepła w kierunku przeciwnym do prądu cieczy. Przepływ składnika nadciekłego w kierunku źródła ciepła objawia się wspomnianym widowiskowym efektem fontanny.

Według Landaua ciecz normalna składa się z gazu skwantowanych wzbudzeń termicznych, które zawierają zwykłe, podłużne fale dźwiękowe (fonony) i krótkofalowe, zagęszczone wzbudzenia, które nazwał rotonami. Z modelu dwucieczowego wynika, że przepływ ciepła powinien spełniać równanie falowe, opisujące zagęszczenia i rozrzedzenia w „gazie” fononowo-rotonowym. Falę taką rzeczywiście odkryto doświadczalnie [12] i nazwano drugim dźwiękiem.

Natura nadciekłego składnika ciągle wymagała dokładniejszego opisu. Dużym wkładem Fritza Londona [13] do niego było spostrzeżenie, że nadciekłość można przedstawić jako zachowanie kwantowe w skali makroskopowej, związane z kondensacją Bosego-Einsteina. Gdy temperaturę obniżyć poniżej temperatury przejścia, obsadzenie jednocząstkowego stanu podstawowego staje się makroskopowe i może być uznane za kondensat BE. Składową nadciekłą w obrazie dwucieczowym można z grubsza zidentyfikować z tym kondensatem, chociaż silne oddziaływania między atomami w cieczy modyfikują ten obraz. W tym podejściu zachowanie nadciekłych atomów jest opisywane przez wielkość o charakterze funkcji falowej, zwaną parametrem porządku i podobną do parametru wprowadzonego przez Ginzburga i Landaua [14] dla przypadku nadprzewodnictwa. Parametr porządku ψ dla nadciekłego ^4He określa faza ϕ oraz amplituda ψ_0 ; ma on postać $\psi = \psi_0 \exp(i\phi)$, gdzie ψ_0 można z grubsza uważać za pierwiastek kwadratowy z gęstości składowej nadciekłej. Fakt, że makroskopowy parametr porządku jest opisywany również przez określoną fazę jest zwany naruszeniem symetrii cechowania. Pokazano, że prędkość składowej nadciekłej jest proporcjonalna do gradientu tej fazy. Ten model, oparty na makroskopowym parametrze porządku opisuje,

jak atomy helu maszerują w zwartych szeregach podczas przepływu nadciekłego. Jedną ze wspaniałych konsekwencji takiego przepływu jest istnienie wirów kwantowych w nadciekłym ^4He . Jest to ogólne zjawisko, obserwowane we wszystkich nadcieczkach, włącznie z nadciekłym ^3He i nadprzewodnictwem, gdzie skwantowany wir prądu musi zawierać kwant strumienia.

Uważa się, że nadciekłość w ciekłym ^4He jest przejawem kondensacji BE. Co zatem z elektronami w nadprzewodzącym metalu, które podlegają statystyce FD? Teoria, która miałaby wyjaśnić nadprzewodnictwo, pozostawała zagadką przez blisko pół wieku. Istniały intrygujące poszlaki, jak efekt izotopowy [15,16], zgodnie z którym temperatura przejścia do stanu nadprzewodzącego w danym metalu zależy od masy atomowej izotopu, z którego wyhodowano próbkę, tym samym łącząc nadprzewodnictwo elektronów z dynamicznym zachowaniem sieci krystalicznej jonów metalu.

Punkt przełomowy w naszym zrozumieniu nadprzewodnictwa nastąpił w późnych latach pięćdziesiątych, kiedy Bardeen, Cooper i Schrieffer [17] zaproponowali swą teorię BCS. Teoria ta zaowocowała prawdziwą rewolucją w dziedzinie nadprzewodnictwa. Jak wspomniano wcześniej, cząstki BE (bozony) mogą gromadzić się w stanie podstawowym w niezerowych temperaturach w wyniku kondensacji BE. Umożliwia to pojawienie się nadciekłego parametru porządku. (Sytuacja jest w rzeczywistości bardziej skomplikowana i wymaga uwzględnienia oddziaływań). W prostym modelu, w którym są brane pod uwagę tylko elektrony nie oddziałujące, elektrony przewodnictwa w metalu tworzą morze cząstek FD (fermionów). W temperaturze $T = 0$ wszystkie najniższe stany aż do energii Fermiego są zajęte. Ze względu na zakaz Pauliego tylko jeden elektron może się znajdować w jednym stanie kwantowym, tak więc makroskopowe gromadzenie się w stanie podstawowym nie jest dozwolone. Teoria BCS rozwiązała problem poprzez wskazanie, że gdy metal staje się nadprzewodzący, elektrony w metalu tworzą pary (znane obecnie jako pary Coopera [18]), które mają pewne właściwości bozonów. Pary te mogą zatem grupować się w pojedynczym stanie podstawowym (w luźnej analogii do kondensacji BE) opisywanym przez parametr porządku, co nie narusza zakazu Pauliego, ale prowadzi do przewodzącej nadcieczy elektronów. Funkcję falową opisującą ten stan podstawowy podał Robert Schrieffer [17]. Partnerzy w parze Coopera to dwa elektrony, których ruch jest skorelowany, nawet gdy znajdują się one w odległości o wiele większej niż odległość międzycząstkowa. Mówiąc inaczej, pary nie zachowują się jak kondensat Bosego dyskretnych cząsteczek dwuatomowych. Różnicę tę można zrozumieć dzięki wspaniałemu porównaniu z różnicą między współczesnym tańcem rock and roll i tańcami klasycznymi, wymyślonym przez Schrieffera i dyskutowanym przez niego podczas wielu publicznych wykładów. W tańcach klasycznych partnerzy trzymają się blisko sie-

bie, analogicznie do cząsteczki dwuatomowej. Para Coopera z kolei składałaby się z dwóch tancerzy rock and rolla, których obroty są ściśle skorelowane mimo znacznej odległości między nimi. Pomędzy partnerami jednej pary mogą pojawiać się pojedyncze elementy innych par. Silna korelacja pomiędzy parami występująca w teorii BCS prowadzi do par maszerujących jedna za drugą, podobnie do bozonów w nadciekłym ^4He .

Dlaczego elektrony tworzą pary? Leon Cooper [18] wykazał, że w dostatecznie niskich temperaturach elektrony grupują się w pary, jeżeli tylko istnieje w y p a d k o w a siła przyciągająca, nawet bardzo niewielka. Wiemy, że wszystkie elektrony mają ładunki ujemne, co powoduje silne odpychanie kulombowskie, które jednak może być zrównoważone, czasem nawet z nadmiarem, przez dynamiczną reakcję na obecność elektronów ze strony jonów dodatnich, które tworzą kryształ. Wyniki wspomnianych wcześniej doświadczeń związanych z efektem izotopowym stanowiły podstawę takiej interpretacji. Gdy elektron porusza się w sieci, przyciąga jony dodatnie, tworząc obszar o ich większej gęstości, który z kolei może przyciągać inne elektrony. Ta rola masywnych, dodatnich jonów tłumaczy efekt izotopowy. Fluktuacje gęstości jonów, które są związane z przemieszczaniem się elektronów, można opisywać za pomocą skwantowanych drgań sieci zwanych fononami, a przyciąganie jest wówczas związane z oddziaływaniem elektron-fonon.

Temperatura T_c , w której metal staje się nadprzewodzący, jest temperaturą, przy której tworzenie par staje się korzystne energetycznie. Temperatura T_c jest zwykle 1000 razy mniejsza niż temperatura degeneracji Fermiego T_F , przy której długość cieplnej fali de Broglie'a staje się porównywalna ze średnim odstępem międzycząstkowym a_0 i zjawiska kwantowe stają się istotne. Dlatego też znacznie trudniej osiągnąć nadciekłość cieczy Fermiego w wyniku tworzenia się par niż w przypadku bozonów, dla których stan nadciekły powstaje, kiedy jest spełniony warunek istnienia cieczy kwantowej $\lambda_T \gtrsim a_0$. W przypadku nadciekłości związanej z tworzeniem się par dwa elektrony blisko powierzchni Fermiego mogą obniżyć energię tworząc parę Coopera. Ta sama energia, powiedzmy 2Δ , musi być dostarczona, aby rozerwać parę Coopera. Wielkość tej przerwy energetycznej jest podstawowym parametrem w teorii nadprzewodnictwa. Parametr przerwy energetycznej Δ dąży do zera, gdy dochodzimy do T_c , ale Δ rośnie, kiedy nadprzewodnik jest ochładzany do zera bezwzględnego. Dlaczego szerokość przerwy energetycznej powinna zależeć od temperatury? Rozważmy podejście pola średniego albo cząsteczkowego, które jest tak owocne w opisie magnetyzmu. W tym przypadku tendencja do dalszego porządkowania rośnie wraz ze wzrostem porządku, co odpowiada umacnianiu się pola cząsteczkowego. Stosując to do przypadku tworzenia się par w nadprzewodniku stwierdzamy, że większa liczba par prowadzi do

mocniejszego wiązania. Przerwa energetyczna jest miarą energii wiązania pary i dlatego będzie wzrastała, gdyż liczba par rośnie ze spadkiem temperatury. To zachowanie w pełni objaśnia teoria BCS.

Wiele lat przed teorią BCS Fritz i Heinz Londonowie [19] wyprowadzili równania fenomenologiczne dla nadprzewodzących metali. Fritz London [20] pokazał, jak używając jego podejścia do mechaniki kwantowej można analizować te równania w skali makroskopowej. W 1950 r. Ginzburg i Landau [14] zaproponowali zespolony parametr porządku ψ , zgodny z ideą Londona, reprezentujący wieloelektronowy stan nadprzewodnika, gdzie $|\psi|^2$ jest równe lokalnej gęstości nadprzewodzących elektronów. Odwołujemy się tutaj do modelu dwucieczowego, znanego z dyskusji nadciekłego ^4He , przy czym rozważamy dwie nie przenikające się cieczy elektronowe, odpowiadające składowej normalnej i nadprzewodzącej. (Wspominaliśmy już o parametrze porządku Ginzburga-Landaua dla nadciekłego ^4He). Rozwijając energię swobodną w szereg potęgowy ψ , Ginzburg i Landau wyprowadzili następujące równanie różniczkowe:

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi + \beta |\psi|^2 \psi = -\alpha(T) \psi .$$

Równanie to przypomina równanie Schrödingera, ale ma dodatkowy człon zawierający $|\psi|^2$. Mimo że nie jest to równanie Schrödingera, prąd elektryczny otrzymany z niego ma taką samą postać jak w przypadku funkcji falowej, mianowicie

$$\mathbf{J} = \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{(e^*)^2}{m^* c} |\psi|^2 \mathbf{A} .$$

Późniejsze doświadczenia pokazały, że $e^* = 2e$ i $m^* = 2m$, co łączy powyższe wzory z teorią BCS nadprzewodnictwa w metalach i pokazuje, że parametr porządku opisuje skorelowane pary [21,22].

Parametr porządku jest znowu dany przez proste wyrażenie $\psi = \psi_0 \exp(i\phi)$, zawierające fazę ϕ i amplitudę ψ_0 , która rośnie ze wzrostem przerwy Δ . Interpretowaliśmy już $|\psi|^2 = \psi_0^2$ w modelu dwucieczowym, tak więc amplituda ψ_0 jest po prostu pierwiastkiem kwadratowym z gęstości nadprzewodzących elektronów. Tak jak w przypadku nadciekłego ^4He , faza parametru porządku ma podstawowe znaczenie dla przepływu nadciekłego. Takie zjawiska jak skwantowany strumień [21,22] i zjawisko Josephsona [23] (odpowiadające tunelowaniu par) wymagają spójności fazy w nadprzewodniku.

Czy teorię par można zastosować do innych układów? Ciekły ^3He był najbardziej oczywistym kandydatem do zbadania. Składa się on z obojętnych atomów o spinie jądrowym $\hbar/2$ i jądrowym momencie magnetycznym. Atom ^3He ma nieparzystą liczbę cząstek elementarnych i dlatego podlega statystyce FD i zakazowi

Pauliego. Wiadomo, że atomy cieczy silnie ze sobą oddziałują, więc nie można wprost zastosować teorii doskonałego gazu Fermiego, aby przewidzieć właściwości ciekłego ^3He w stanie normalnym (nie nadciekłym), tzn. powyżej temperatury jakiegokolwiek przejścia nadciekłego. Lew Landau [24] sformułował teorię silnie oddziałujących cieczy Fermiego, która wprowadzała ideę kwazicząstek, odpowiadających gołym fermionom „ubranym” poprzez ich oddziaływania z innymi fermionami. Różne właściwości zwykłej cieczy ^3He jakościowo przypominają właściwości doskonałego gazu Fermiego, ale numeryczne wartości parametrów są zupełnie inne. Teoria Landaua pokazuje, jak te właściwości można wyrazić poprzez parametry zwane parametrami cieczy Fermiego. W cieczy Fermiego o niskiej temperaturze kwazicząstki wzbudzone termicznie występują w wąskim pasmie energii blisko powierzchni Fermiego o szerokości rzędu kT . Tylko kwazicząstki znajdujące się w tym wąskim pasmie stanów mogą uczestniczyć w rozpraszaniu lub we wzbudzeniach termicznych. Gdy temperatura T spada, szerokość pasma maleje i mniej kwazicząstek może brać udział w tych zdarzeniach. W wyniku tego ciepło właściwe i entropia zależą liniowo od temperatury ($c = \gamma T$) i średnia droga swobodna jest proporcjonalna do T^{-2} . Zatem przewodnictwo cieplne wykazuje zależność $1/T$, a gęstość zależność $1/T^2$ od temperatury. Stałe numeryczne oddziałującego gazu Fermiego różnią się od odpowiednich stałych doskonałego gazu Fermiego ze względu na oddziaływania opisane przez parametry Landaua, jak było to omówione powyżej. Te i inne właściwości doświadczalne zwykłej cieczy ^3He badano w różnych laboratoriach na świecie, ale wiodącą grupą kierował John Wheatley [25], najpierw na Uniwersytecie stanu Illinois, a później na Uniwersytecie Kalifornijskim w San Diego (La Jolla). Pierwszym wynikiem tych badań było określenie parametrów Landaua cieczy Fermiego. Dzięki swej teorii Landau mógł także przewidzieć ważne zjawisko – powstawanie dźwięku bez zderzeń; nazwał go dźwiękiem zerowym [24]. Zwykły dźwięk, na przykład w gazie, przenosi się poprzez zgęszczenia i rozrzedzenia w warunkach lokalnej równowagi termodynamicznej wytworzonej przez zderzenia pomiędzy cząstkami. W najniższych temperaturach w cieczy Fermiego zderzenia takie są praktycznie nieobecne i zwykły dźwięk zamiera. Według Landaua powstaje wówczas nowy mod propagacji dźwięku, który przenosi się poprzez samozgodne przemieszczenia kwazicząstek pod wpływem oddziaływań w cieczy Fermiego. To przewidywanie w przekonujący sposób potwierdzili w doświadczeniach Keen, Matthews i Wilks [26] oraz Abel, Anderson i Wheatley [27].

Szybko okazało się, że gdyby w ciekłym ^3He tworzyły się pary Coopera, to ze względu na silne oddziaływania pomiędzy atomami ^3He miałyby one zupełnie inną naturę niż pary związane z elektronami nadprzewodzącymi. W zwykłych nadprzewodnikach pary Coopera mają zerowy orbitalny moment pędu ($\ell = 0$),

zatem cząstki tworzące parę nie kręcą się wzajemnie wokół siebie. Silne i krótkozasięgowe odpychanie kwazicząstek w ciekłym ${}^3\text{He}$ nie dopuszcza do powstania par tego rodzaju, ale tworzenie się par o większych momentach pędu jest rzeczywiście możliwe, jak po raz pierwszy zaproponował Lew Pitajewski [28].

Przez lata postulowano dla hipotetycznego nadciekłego stanu ${}^3\text{He}$ wiele różnych stanów par o większych momentach pędu. Sugerowano zarówno stany falowe typu p ($\ell = 1$) względnego orbitalnego momentu pędu, jak i stany typu d ($\ell = 2$). Wśród owych wczesnych prac były propozycje Emery'ego i Sesslera [29] oraz Andersona i Morela [30]. Zaproponowane przez Baliana i Werthamera [31] oraz Andersona i Morela [30] stany par typu p zostały później utożsamione z rzeczywistą fazą nadciekłą cieczy ${}^3\text{He}$.

Ważną cechą tworzenia się par o nieparzystym ℓ jest to, że wymaga ona, aby całkowity spin pary był równy 1 (a nie zero, jak przy ℓ parzystym). Zatem każdy parametr porządku opisujący tworzenie się par o nieparzystym ℓ musi zawierać wewnętrzną liczbę stopni swobody związaną z niezerowym spinem i orbitalnym momentem pędu. Jest to fakt o najwyższym znaczeniu dla zrozumienia właściwości nadciekłego ${}^3\text{He}$, który w sposób istotny odróżnia je od zwykłego nadprzewodnictwa, gdzie $S = L = 0$.

Bardzo trudno jest obliczyć temperaturę przejścia do stanu nadciekłego w ${}^3\text{He}$. Oszacowanie tej temperatury bardzo zależy od rodzaju oddziaływań pomiędzy kwazicząstkami ${}^3\text{He}$. Ponieważ nie ma żadnej zewnętrznej sieci krystalicznej, która pośredniczyłaby pomiędzy oddziaływaniami, mechanizm tworzenia się par musi być wewnętrzny. Layzer i Fay [32] rozważali fakt, że jądrowa podatność magnetyczna ciekłego ${}^3\text{He}$ jest znacznie większa od spodziewanej dla doskonałego gazu FD o porównywalnej gęstości. Taki wynik wskazuje, że ciecz przejawia pewną tendencję do stawania się ferromagnetykiem. Mechanizm tworzenia się par w wyniku fluktuacji spinowych jest w tym modelu następujący. Gdy kwazicząstka ${}^3\text{He}$ przechodzi przez ciecz, wywołuje w wyniku opisanej skłonności do ferromagnetyzmu polaryzację spinów sąsiednich kwazicząstek równoległą do jej własnego spinu. Następna kwazicząstka ${}^3\text{He}$, zbliżająca się do tej spolaryzowanej chmury, będzie przyciągana do niej, jeżeli jej spin jest równoległy do spinu chmury i spinu pierwotnej kwazicząstki. Zatem kwazicząstki chętniej tworzą pary Coopera o niezerowym spinie, co wymaga nieparzystego momentu orbitalnego, zgodnie z zakazem Pauliego.

Zatem najważniejsze cechy hipotetycznej fazy nadciekłej ${}^3\text{He}$ to: (1) musiałyby posiadać wewnętrzny mechanizm tworzenia się par, nie wymagający pośrednictwa sieci krystalicznej, (2) powstające pary Coopera prawdopodobnie posiadałyby wewnętrzne stopnie swobody. Te dwie cechy odróżniałyby nadciekły ${}^3\text{He}$ od innych znanych cieczy: nadciekłego ${}^4\text{He}$ i cieczy nadprzewodzących elektronów.

Mimo znacznego postępu w teorii przed 1971 r. oraz ulepszania metod ochładzania do coraz niższych temperatur, doświadczalnicy nie znaleźli żadnego dowodu na istnienie przejścia nadciekłego. Zarówno doświadczalnicy, jak i teoretycy zaczęli wątpić, czy tego świętego Graala można znaleźć w sensownym zakresie temperatur. Około roku 1970 przeważały pojęne i pesymistyczne nastroje.

2. Wydarzenia prowadzące do odkrycia nadciekłego ^3He : relacja osobista

Rzadki izotop helu, ^3He , stał się po raz pierwszy dostępny do badań w fizyce niskich temperatur po II wojnie światowej jako produkt uboczny programu budowy broni jądrowej. Otrzymywano go podczas promieniotwórczego rozpadu β trytu o półokresie rozpadu równym 12 lat. Niektóre z najwcześniejszych badań ciekłego ^3He przeprowadzono w państwowych laboratoriach, zaangażowanych w badania nad bronią jądrową. Promotor mojej pracy doktorskiej na Uniwersytecie Yale'a, profesor Henry A. Fairbank, był jednym z pionierów badań ^3He . W swoich wczesnych pracach specjalizował się w badaniach drugiego dźwięku w ciekłych mieszaninach $^3\text{He}/^4\text{He}$. Jesienią roku 1955 miałem szczęście zostać pierwszym doktorantem wybranym do badań czystej cieczy ^3He . Moim pierwszym zadaniem było zbadanie przewodnictwa cieplnego ciekłego ^3He z nadzieją znalezienia zjawisk związanych z degeneracją FD, które powinny prowadzić do zależności $\kappa \propto 1/T$ w niskich temperaturach. Oczekiwano, że przewodność cieplna tej cieczy będzie bardzo mała poniżej temperatury skraplania 3.2 K, jak w przypadku ^4He powyżej przejścia nadciekłego. Układ doświadczalny był tak prosty, jak tylko można sobie wyobrazić. Ciecz była zamknięta w cienkościennej rurce miedzioniklowej o bardzo niskiej przewodności cieplnej – zatem przepływ ciepła przez rurkę był zminimalizowany (mimo to niezbędna była korekta wyników uwzględniająca ten przepływ, jak też opór termiczny na granicy pomiędzy ściankami i cieczą). Proste (półprzewodnikowe) oporniki węglowe służyły jako termometry. Na wierzchołku rurki znajdowała się elektryczna spirala grzejna, a pod spodem chłodnica, składająca się z bloku miedzi przymocowanego do soli paramagnetycznej, która była używana do chłodzenia próbki do temperatury 0.2 K lub mniejszej przez demagnetyzację adiabatyczną. Podatność magnetyczna tej soli, mierzona galwanometrem balistycznym, służyła za wzorcowy termometr i była używana do kalibracji węglowych termometrów opornościowych. Przewodność cieplną określano na podstawie standardowej zależności $\dot{Q} = \kappa A \Delta T / \Delta X$ z poprawkami na dodatkowy przepływ ciepła przez miedzioniklową rurkę. Pomiar oporności wykonywano domowej konstrukcji mostkiem opornościowym prądu zmiennego, zawiera-

jącym detektor fazoczuły i wzmacniacz rezonansowy, aby zapewnić dużą czułość i niskie szумы nawet wówczas, gdy spadek napięcia na termometrze był tak mały, że nie groziło znaczne samoogrzanie.

Wstępne wyniki doświadczenia nie były zbyt interesujące: przewodność cieplna po prostu malała ze spadkiem temperatury w bardzo podobny sposób, jak w ciekłym ^4He powyżej przejścia nadciekłego, bez żadnych śladów efektów statystyki FD. Jednakże kiedy pomiary były prowadzone przy silniejszym chłodzeniu, stała się rzecz bardzo intrygująca. Poniżej pewnej temperatury T_m (≈ 0.5 K) przewodność cieplna gwałtownie wzrastała, gdy temperatura dalej spadała. Zjawisko to przypisaliśmy konwekcyjnemu przepływowi ciepła, który zaczynał się w maksimum gęstości. Aby zweryfikować to wyjaśnienie, zbudowaliśmy odwróconą komorę, w której ciepło przepływało do góry. W tej nowej geometrii konwekcyjny przepływ ciepła występował powyżej T_m , jak należało się spodziewać, jeżeli maksimum gęstości pojawiało się w T_m . Przypadkowo odkryliśmy bardzo ciekawą rzecz. Badaliśmy przewodność cieplną, ale najbardziej interesujący wynik był związany z gęstością [34].

Z istnienia maksimum gęstości w T_m wynikało, że dla temperatur niższych niż T_m współczynnik rozszerzalności temperaturowej jest ujemny, i na podstawie związku Maxwella

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T$$

stało się oczywiste, że poniżej T_m entropia powinna rosnać ze wzrostem ciśnienia. Entropia jest podstawową wielkością, którą można było wykorzystać do oszacowania oddziaływań pomiędzy cząstkami ^3He , więc zdecydowaliśmy się mierzyć gęstość bezpośrednio przez pomiar stałej dielektrycznej, która dla helu jest związana z gęstością zależnością Clausiusa-Mossottiego

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} A,$$

gdzie A jest polaryzowalnością, a M masą atomową.

Do pomiaru ϵ zastosowaliśmy generator drgań o stałej częstotliwości radiowej z obwodem rezonansowym, w kondensatorze którego umieszczona była próbka. Częstotliwość zmieniała się wraz ze zmianą temperatury, od której zależała też stała dielektryczna ciekłego ^3He . Wymagana była duża stabilność mechaniczna, ponieważ obwody elektryczne zawierały lampy próżniowe, które działały w temperaturze pokojowej, podczas gdy kondensator i cewka, tworzące obwód rezonansowy, były na dnie kriostatu, o cały metr dalej. Za pomocą tej aparatury zrobiliśmy serię pomiarów w szerokim zakresie temperatur i ciśnień, które jasno pokazały

maksimum gęstości i umożliwiły wyznaczenie entropii sprężania ze zmierzonych współczynników rozszerzalności temperaturowej [35].

Gdy przeprowadzaliśmy te doświadczenia, istniało duże zainteresowanie wyznaczeniem krzywej topnienia ^3He . Ponieważ momenty jądrowe są bardzo małe, oczekiwano, że w stałym ^3He jądrowe uporządkowanie magnetyczne występuje tylko w bardzo niskich temperaturach (zostało ono odkryte później [36] w temperaturze około 1 mK przez mojego kolegę z Cornella¹ Roberta C. Richardsona, jego studenta Williama Halperina i ich współpracowników). Dlatego też w zakresie temperatur powyżej 0.01 K jądrowe spiny atomów ^3He tworzących kryształ powinny być niemal całkowicie nieuporządkowane. Dla jąder o spinie 1/2 entropia molowa S wynosi wówczas $R \ln 2$.

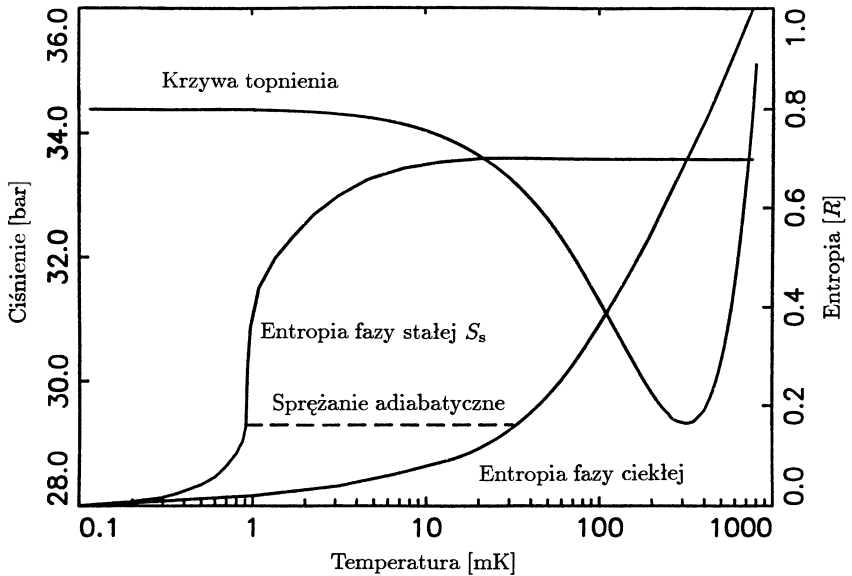
Z drugiej strony ciekły ^3He podlega statystyce FD. Odstępstwo od zachowania klasycznego występuje mniej więcej w temperaturze, w której długość cieplnej fali de Broglie'a jest rzędu średniej odległości międzycząstkowej. Ta temperatura, zwana temperaturą degeneracji Fermiego T_F , jest rzędu 1 K dla ciekłego ^3He i zależy od gęstości. Dużo poniżej niej ciepło właściwe i entropia stają się liniowymi funkcjami temperatury bezwzględnej, tzn. $S = \gamma T$. Rozważmy teraz konsekwencje powyższej dyskusji dla równowagi między ciałem stałym i cieczą, którą określa słynne równanie Clausiusa-Clapeyrona. Zgodnie z nim nachylenie krzywej topnienia jest dane przez

$$\frac{dP}{dT} = \frac{S_c - S_s}{V_c - V_s} = \frac{\text{ciepło przemiany}}{T(V_c - V_s)}.$$

Dla ^3He objętość w fazie ciekłej V_c jest zawsze większa niż objętość w fazie stałej V_s , więc mianownik jest zawsze dodatni. Z drugiej strony licznik zmienniak, kiedy ciecz zostanie ochłodzona do obszaru degeneracji Fermiego, ponieważ entropia w fazie ciekłej $S_c = \gamma T$ staje się mniejsza niż stała entropia fazy stałej $S_s = R \ln 2$, odpowiadająca przypadkowym kierunkom spinów, tak że w najniższych temperaturach nachylenie krzywej topnienia staje się ujemne. W tym układzie również ciepło przemiany fazowej jest ujemne, co oznacza, że zestalenie ciekłego ^3He wymaga ciepła. W wyższych temperaturach molowa entropia cieczy będzie większa niż $R \ln 2$, tak więc krzywa topnienia będzie miała minimum. Idealne krzywe topnienia i entropii przedstawione są schematycznie na rys. 1. Ponieważ gęstość ciała stałego jest o około 5% wyższa niż cieczy, możliwe było stwierdzenie obecności fazy stałej w naszej komorze do pomiaru stałej dielektrycznej. Powyżej temperatury minimum T_{\min} faza stała mogła tworzyć się swobodnie w komorze, kiedy wzrastało ciśnienie w rurce kapilarnej

¹ Ścisłej mówiąc, Uniwersytetu Cornella – Red.

łączącej układ ciśnieniowy ^3He w temperaturze pokojowej z komorą. Poniżej temperatury minimum kapilara blokowała się przy wzroście ciśnienia i stan stały nie pojawiał się w komorze. Ta różnica w zachowaniu poniżej i powyżej T_{\min} pozwalała na zmierzenie temperatury i ciśnienia minimum. Najlepsze wartości ciśnienia i temperatury na rok 1996 dla tego minimum są równe odpowiednio 29.3 bar (czyli 2.93 MPa) i 0.32 K.



Rys. 1. Wykres (w skali półlogarytmicznej) ciśnienia topnienia ^3He w funkcji temperatury, pokazujący minimum w 0.32 K i 29.3 bar. Pokazany jest także wyidealizowany wykres entropii ciekłego ^3He i entropii stałego ^3He przy krzywej topnienia. Dla najwyższych temperatur entropię cieczy obliczano na podstawie krzywej topnienia, używając równania Clausiusa-Clapeyrona i założenia, że $S_s = R \ln 2$. Krzywe entropii przecinają się w minimum krzywej topnienia. Duży kąt nachylenia entropii fazy stałej blisko 1 mK odpowiada przejściu magnetycznemu w ciele stałym. Linia przerywana jest śladem adiabatycznego sprężania od cieczy do fazy stałej (chłodzenie Pomeranczuka), które będzie omówione w dalszej części.

Blokowanie się kapilary powodowało, że jakiegokolwiek pomiary blisko lub wzdłuż krzywej topnienia stawały się niezmiernie trudne, ponieważ wymagały zmiany ciśnienia lub nawet jego znajomości dla $T < 0.32$ K i $P > 2.93$ MPa. Dotyczyło to również możliwości sprawdzenia propozycji rosyjskiego teoretyka z zakresu fizyki cząstek elementarnych Izaaka Pomeranczuka [37], aby schłodzić ^3He przez ściskanie cieczy tak, że utworzyłaby stały ^3He w temperaturach poniżej T_{\min} . Promotor mojej pracy doktorskiej Henry Fairbank po raz pierwszy powiedział mi o idei Pomeranczuka na krótko przed moim przeniesieniem się

jako świeżo upieczonego doktora z Uniwersytetu Yale'a na Uniwersytet Cornella w styczniu 1959 r. Powiedział, że byłoby wspaniale, gdybym mógł wymyślić metodę na sprawdzenie pomysłu Pomeranczuka w laboratorium. Jego entuzjazm był bardzo zaraźliwy i często marzyłem o ochładzaniu metodą Pomeranczuka po przeniesieniu się do Ithaki.

Moją pierwszą misją w 1959 r. jako młodego pracownika naukowego w Cornellu było zamienić pusty pokój w laboratorium niskotemperaturowe, w którym można byłoby prowadzić badania ciekłego ^3He w zakresie temperatur poniżej 1 K. Najbardziej kluczowym zadaniem było napisanie projektu badawczego do Narodowej Fundacji Nauki (NSF), aby otrzymać fundusze na zbudowanie laboratorium i utrzymanie doktorantów do pomocy w realizacji programu naukowego. Jednym z głównych potrzebnych elementów wyposażenia był elektromagnes do demagnetyzacji adiabatycznej o jednorodności pola wystarczającej dla jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR). Na szczęście powiodło nam się i dostaliśmy grant z NSF, co umożliwiło rozpoczęcie pomiarów w 1960 r. Najwcześniejsze eksperymenty polegały na badaniach jądrowego rezonansu magnetycznego wzdłuż krzywej topnienia ^3He . Późniejsze badania dotyczyły właściwości topnienia i zamarzania mieszanin $^3\text{He}/^4\text{He}$. Wykorzystywały one przemysłowe tensometry do pomiaru ciśnienia w próbce w zakresach, gdzie kapilara była zablokowana. Jednocześnie konstruowaliśmy o wiele bardziej czuły tensometr, wykorzystujący oscylator ze stabilną diodą tunelową do pobudzania układu rezonansowego, w którym jedna z okładek kondensatora była ruchomą ścianą komory, tworząc czujnik ciśnieniowy. Zmiany ciśnienia w komorze miały być rejestrowane jako zmiany częstości oscylatora. Współczesna standardowa konstrukcja przetworników ciśnieniowych, zaprojektowana przez Straty'ego i Adamsa [38], opiera się na podobnej zasadzie. Dzisiaj w takich miernikach stosuje się czułe mostki pojemnościowe. Niestety wszystkie te próby zostały przerwane, kiedy całe laboratorium zaczęło się zapadać w wykopy pod nowy budynek fizyki (dzisiejszy Clark Hall). Szczęśliwie całe wyposażenie udało się uratować, zanim laboratorium uległo całkowitemu zniszczeniu. Tymczasowe laboratorium powstało w budynku metalurgii, gdzie przeprowadzono końcowe pomiary do sporządzenia kompletnego wykresu fazowego topnienia i zamarzania mieszanin $^3\text{He}/^4\text{He}$ [39] oraz pierwsze obserwacje dźwięku poprzecznego w stałym ^4He [40].

W tym okresie zacząłem się poważnie zastanawiać nad możliwością przeprowadzenia chłodzenia według pomysłu Pomeranczuka, jak tylko przeprowadzimy się do nowego budynku fizyki. Ustaliliśmy już przedtem, że sprężanie poprzez minimum krzywej topnienia powoduje zablokowanie kapilary przez zestalony ^3He . Dlatego też, aby sprężana próbka przeszła przez obszar topnienia w temperaturach poniżej minimum krzywej topnienia, należy przyłożyć do ^3He dodatkową siłę

zewnątrzną, niezależnie od ciśnienia zewnętrznego przechodzącego przez kapilarę. Uważaliśmy wtedy, że najlepszą metodą osiągnięcia tego byłoby skonstruowanie komory Pomeranczuka z giętkich, cienkich mieszków. Można byłoby ją zanurzyć w ciekłym ^4He i podnieść ciśnienie cieczy do 25 atm, zanim ^4He zacznie się zestalać. To było ciągle mniej niż ciśnienia 29–34 atm, wymagane do sprężenia ^3He powyżej ciśnienia w minimum krzywej topnienia. Potrzebna była dodatkowa siła, aby osiągnąć wymagane ciśnienie. Aby ją uzyskać, planowaliśmy dodać zewnętrzną sprężynę. Do badania właściwości ciekłego ^3He w pobliżu minimum krzywej topnienia Grilly i in. [41] używali uprzednio układu mieszków i sprężyny, która – jeśli jest właściwie umieszczona – nie powoduje istotnego dodatkowego grzania się próbki ^3He . Był to materiał do dalszych przemyśleń, jednak po pewnym czasie pojawiło się wiele istotnych udoskonaleń i modyfikacji, które wyszły daleko poza pierwotny schemat.

Rok akademicki 1966–67 spędziłem w Narodowym Laboratorium w Brookhaven. Miałem tam czas na intensywną współpracę z Paulem Craigiem, Thomasem Kitchensem, Myronem Stronginem i Victorem Emerym, którzy wraz z innymi kolegami z Brookhaven wnieśli wiele niezwykle cennych sugestii i byli pomocni na wiele innych sposobów. Na przykład jednym z zastrzeżeń do chłodzenia Pomeranczuka był fakt, że naprężenia w metalowych częściach będą prowadziły do wewnętrznego grzania przez tarcie, które będzie przeciwdziało efektem chłodzenia przy sprężaniu ciekłego ^3He do fazy stałej. Dyskusje w Brookhaven przekonały mnie, że ten problem można obejść poprzez odpowiednie zaprojektowanie urządzenia. Przy cieńszych i bardziej giętkich mieszkach osiągnęłoby się mniejsze straty energii, wkładając przy tym mniej pracy. W gruncie rzeczy jednak nadzieja, że chłodzenie Pomeranczuka może dać pozytywne efekty była aktem czystej wiary.

Na spotkaniu panelowym fizyki ciała stałego w połowie lat sześćdziesiątych Philip W. Anderson i John C. Wheatley poddali myśl, że dla fizyki ultraniskich temperatur otwierają się szczególnie szerokie perspektywy. Ta wizja przyszłości dwóch tak wybitnych naukowców bardzo zwiększyła nasze szanse na większe wsparcie finansowe. Pozwoliło nam to zatrudnić moją koleżkę Roberta C. Richardsona jako adiunkta korzystającego z ogólnouniwersyteckiego grantu dla Centrum Badań Materiałów w Cornellu, finansowanego przez Agencję Zaawansowanych Projektów Badań. Bob był magistrantem profesora Horsta Meyera na Uniwersytecie Duke'a. Był on nie tylko ekspertem w dziedzinie jądrowego rezonansu magnetycznego w stałym ^3He i kriogeniki, ale też odznaczał się wyjątkową energią i wyczuciem naukowym. Wszystkie te umiejętności i cechy charakteru były bardzo ważne dla naszego niskotemperaturowego programu w Cornellu. W krótkim czasie Bob został pracownikiem naszego wydziału. Na krótko przed

przybyciem Boba do Cornellu do zespołu dołączył również John Reppy. John był doświadczalnikiem, specjalistą od nadciekłego ^4He . Niezmiernie dużo zyskaliśmy dzięki jego przyjaźni, wiedzy, mądrym radom i nadzwyczajnej pomysłowości technicznej.

Skonstruowanie chłodziarki rozcieńczalnikowej $^3\text{He}/^4\text{He}$ w połowie lat sześćdziesiątych [42] i późniejsze jej udoskonalenia miały ogromny wpływ na fizykę ultraniskich temperatur. Stało się teraz możliwe płynne chłodzenie próbek do temperatur rzędu 10 mK. Wcześniej jedyną metodą ochładzania do temperatur tego rzędu była adiabatyczna demagnetyzacja soli paramagnetycznych. Zwykle sole paramagnetyczne i próbka były chłodzone do temperatury początkowej, a później powoli ogrzewały się – był to układ typu „jednorazówka”. Można było zbudować chłodziarki oparte na adiabatycznej demagnetyzacji działające w sposób ciągły, lecz konstrukcja ich była niezmiernie złożona. Zapadła zatem decyzja o zbudowaniu w Cornellu chłodziarki rozcieńczalnikowej. To zadanie powierzono Bobowi Richardsonowi. Do naszego programu włączyli się z pomocą nowi, bardzo zdolni doktoranci, James R. Sites, Linton Corruccini i Douglas D. Osheroff. Chłodziarka rozcieńczalnikowa miała służyć jako platforma o temperaturze 10 mK, z której można byłoby podjąć próbę chłodzenia metodą Pomeranczuka.

Pierwsza komora Pomeranczuka w Cornellu stanowiła bardzo pomysłowe, ale złożone urządzenie, zawierające dwa układy cienkich, bardzo giętkich, zagnieżdżonych mieszków, zaproponowanych przez Johna Reppy'ego, aby zminimalizować efekty wewnętrznego grzania wywołanego tarciem w metalowych mieszkach i wykorzystać przełożenie mechaniczne hydraulicznej metody ściskania. Komory tej po raz pierwszy użył z sukcesem Jim Sites w ramach wykonywania pracy doktorskiej. Mierzył on metodą NMR podatność magnetyczną fazy stałej, powstałej w komorze podczas sprężania. Celem tego doświadczenia było zbadanie prawa Curie-Weissa, w związku z przewidywaniem występowania magnetycznego przejścia fazowego w stałym ^3He . Komunikat w *Physical Review Letters* na temat tego eksperymentu był opublikowany przez Sitesa, Osheroffa, Richardсона i Lee [44]. Uzyskaliśmy temperatury około 2 mK i podejrzewaliśmy, że najniższa temperatura, jaką można osiągnąć, jest ograniczona wskutek grzania spowodowanego przez kruszenie się fazy stałej w zwojach mieszków.

W tym czasie inne laboratoria nie pozostawały bezczynne. Jurij Anufriew z Instytutu Problemów Fizycznych (obecnie Instytut Kapicy) w Moskwie, już w 1965 r. jako pierwszy osiągnął chłodzenie metodą Pomeranczuka [45], o czym nie mieliśmy wówczas pojęcia. W jego komorze wykorzystano metodę ściskanej przegrody: ^3He wciskany był do komory przez mocne, ale giętkie ścianki, dopóki wlot kapilary nie zablokował się pod wysokim ciśnieniem. W tym przypadku giętkie ścianki grały rolę sprężyny, wspomnianej w naszej wcześniejszej dysku-

sji. Anufriew umieścił rurkę o giętkich ściankach wewnątrz większej, sztywnej rurki. Przestrzeń między rurkami wypełniona była ^3He . Ciekły ^4He w wewnętrznej rurce sprężano następnie do ciśnień dochodzących do ciśnienia zestalania się ^4He . Mimo naprężenia przyłożonego do ścianek komory z ^3He w celu otrzymania zmiany objętości (5%) niezbędnej dla zestalania, wewnętrzne ciepło tarcia nie wydawało się poważnym czynnikiem ograniczającym. Później John Wheatley i jego współpracownicy zmodyfikowali trochę urządzenie Anufriewa i również osiągnęli chłodzenie Pomeranczuka [46]. Wyciągając wnioski z tych eksperymentów, uświadomiliśmy sobie w Cornellu, że jeżeli można otrzymać znaczne chłodzenie Pomeranczuka w komorze ze ściskaną przegrodą, to nie ma potrzeby dłużej martwić się o wewnętrzne ciepło tarcia. Zatem mogliśmy używać silniejszych mieszków w budowanej w Cornellu przyszłej komorze Pomeranczuka.

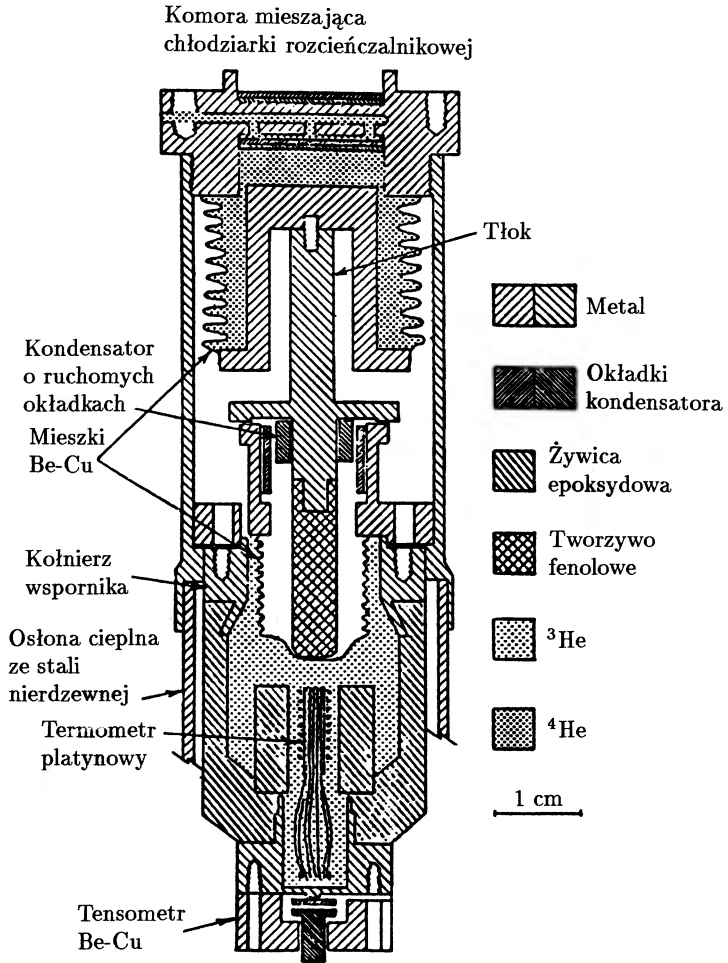
Istotnym problemem planowanego doświadczenia było zapewnienie izolacji termicznej pomiędzy komorą Pomeranczuka i chłodziarką rozcieńczalnikową, gdy już proces chłodzenia za pomocą sprężania był w toku. Szczęśliwie opór termiczny na granicy pomiędzy ciekłym ^3He i jakimkolwiek metalowym połączeniem cieplnym z chłodziarką rozcieńczalnikową jest całkiem duży, co poważnie ogranicza przepływ ciepła pomiędzy ^3He w komorze a komorą mieszania w chłodziarce. Dlatego też przepływ ciepła jest bardzo wolny; mówiąc słowami nieżyjącego już Johna Wheatleya [47]: „przełącznikiem termicznym jest czas”. We wszystkich wczesnych komorach Pomeranczuka budowanych w Cornellu, można było przeprowadzać wielogodzinne doświadczenia w temperaturach poniżej 3 mK, chociaż komory te były przymocowane bezpośrednio do komór mieszania w chłodziarce.

3. Krótki opis odkrycia

Od początku było oczywiste, że Douglas Osheroff jest niezmiernie obiecującym doktorantem o olbrzymich możliwościach. Od kiedy Jim Sites otrzymał stopień doktora, Doug był następny w kolejności do roli przodującego doktoranta w projekcie chłodzenia Pomeranczuka. W wyniku prac prowadzonych w Cornellu i w innych miejscach nauczono się wiele o tej metodzie chłodzenia. Wiedzieliśmy, że dysponujemy potężną metodą, za pomocą której można ochłodzić mieszaninę stałego i ciekłego ^3He wzdłuż krzywej topnienia do temperatury 2 mK i niższej. Ponieważ chcieliśmy badać ^3He , metoda chłodzenia miała tę zaletę, że to próbka była jednocześnie substancją chłodzącą, tak więc można było uniknąć kłopotliwego przepływu ciepła pomiędzy próbką i chłodziwem. Wadą tej metody było to, że pomiary były ograniczone do krzywej topnienia, tak więc stały i ciekły ^3He występowały jednocześnie w komorze.

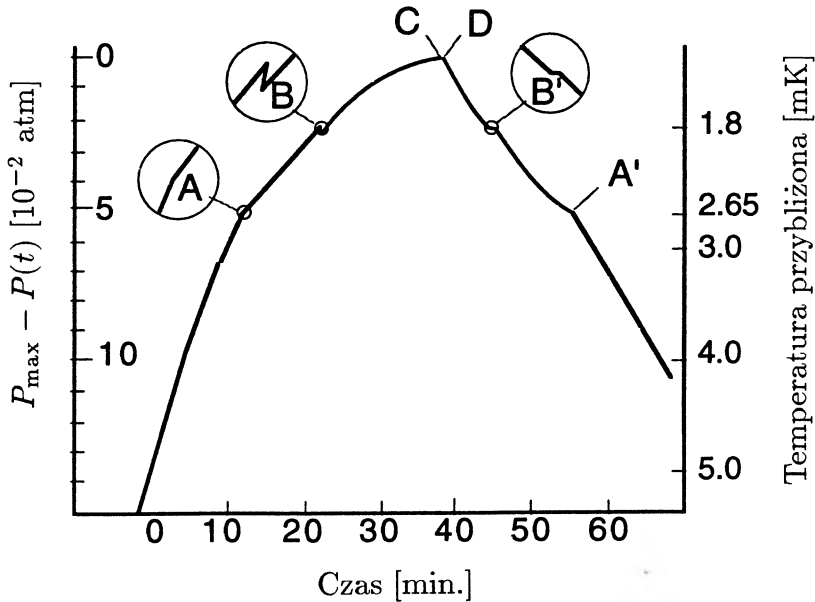
Mając w zespole Douga Osheroffa i Boba Richardsona, mogliśmy się zastanowić nad następną generacją komór Pomeranczuka, aby kontynuować nasz program chłodzenia ^3He z zamiarem poszukiwania dawno przewidywanego przejścia magnetycznego w stałym ^3He . Rozpatrywaliśmy wiele pomysłów, w tym dość dziwaczną propozycję, aby na wierzchu giętkich mieszkań położyć ciężarek z ciężkiego metalu, np. złota, który dostarczyłby dodatkowej siły potrzebnej do pokonania różnicy pomiędzy ciśnieniem topnienia ^4He i ^3He . Nie byłoby żadnych sprężyn, sztywnych mieszkań lub ścian komory do grzania, i mieszki mogłyby być bardzo giętkie. Ponadto nie byłoby żadnego grzania związanego z polem grawitacyjnym. Co więcej, cena złota w tym czasie gwałtownie rosła, tak więc po zakończeniu pomiarów złoty ciężarek można byłoby sprzedać, aby wspomóc program badawczy!

Skupiliśmy się na konstrukcji komory, którą opracował Doug Osheroff w czasie rekonwalescencji uszkodzonego na nartach kolana. Komora ta, pokazana na rys. 2, wykorzystywała w dużym stopniu wszystko to, czego nauczono się podczas poprzednich prac w Cornellu i w innych miejscach. Zastosowaliśmy w niej do przenoszenia siły utrzymującej ciśnienie w próbce ^3He dwa berylowo-miedziane mieszki połączone trzonem tłokowym. Pole przekroju poprzecznego mieszkań z ^4He było większe niż mieszkań z ^3He , co prowadziło do wzrostu ciśnienia, jak w prasie hydraulicznej. Kiedy do ciekłego ^4He w górnym mieszkku przykładaliśmy zewnętrzne ciśnienie, przesuwał on tłok w dół sprawiając, że dolny mieszek rozdymał się, wciskając się od góry w komorę ^3He . Otwór na górze dolnego mieszka zapobiegał zamykaniu zestalonego ^3He w pułapce i ścisaniu go w zwojach. Bob Richardson bardzo chciał mieć możliwie czułe urządzenie do pomiaru ciśnienia topnienia. Dlatego do podstawy komory zawierającej ^3He dołączyliśmy czuły tensometr pojemnościowy Straty'ego-Adamsa [38], który kontrolował ciśnienie ^3He podczas procesu sprężania, dzięki czemu mieliśmy wtórny termometr do pomiaru krzywej topnienia. Platynowy termometr NMR, wykorzystujący cewkę nawiniętą wokół pęku cienkich drucików platynowych (lub drucików miedzianych w pierwszych eksperymentach) służył jako pierwotny termometr do 3 mK. Poniżej tej temperatury miał on tendencję do utraty kontaktu termicznego z próbką, prawdopodobnie w wyniku zestalania się He wokół przewodów. Mimo braku pierwotnego termometru poniżej 3 mK można było oszacować temperaturę topnienia, korzystając z pomiarów ciśnienia topnienia i ekstrapolując krzywą topnienia. Można także było badać zależność ciśnienia topnienia od czasu, ponieważ objętość komory zmieniała się ze stałą prędkością. Właśnie ta procedura umożliwiła Dougowi Osheroffowi obserwację pewnych dziwnych, ale wysoce powtarzalnych cech wykresów ciśnienia topnienia jako funkcji czasu, zapisanych na rejestratorze w końcu listopada 1971 r.



Rys. 2. Komora Pomeranczuka używana przez Osheroffa, Richardsona i Lee w doświadczeniach, które doprowadziły do odkrycia. Ciśnienie przyłożone do ciekłego ^4He w górnym mieszku powoduje, że tłok wciska dolny mieszek do komory z ^3He tak, że rośnie ciśnienie w ^3He . Mieszek z ^4He jest szerszy niż dolny mieszek z ^3He , co zapewnia odpowiedni stosunek sprężnień, analogicznie do prasy hydraulicznej.

Byłem bardzo zajęty przygotowaniem jednego z naszych dużych wykładów kursowych i nie od razu dowiedziałem się o tych obserwacjach. Kiedy tylko dotarła do mnie wiadomość o nich, byłem bardzo podekscytowany. Prawdę mówiąc wszyscy trzej byliśmy w stanie euforii i wiedzieliśmy, że jesteśmy o krok od wielkiego odkrycia. To była pierwszą naprawdę decydującą chwilą tego eksperymentu. Typowy wykres zależności ciśnienia od czasu dla pełnego cyklu chłodzenia



Rys. 3. Efekty obserwowane na wykresie ciśnienia w komorze w funkcji czasu podczas chłodzenia przez sprężanie do temperatury minimum i następującego po nim ogrzania podczas rozprężania. Punkty A i A' odpowiadają zmianie nachylenia krzywej i występują zawsze dokładnie przy tym samym ciśnieniu. Obserwowaliśmy również leżące w niższej temperaturze punkty B i B'. Przy przechodzeniu przez punkt B w trakcie chłodzenia próbki pojawiał się gwałtowny spadek ciśnienia, a w trakcie ogrzewania w punkcie B' pojawiało się małe plateau. Ciśnienie w punkcie B było zawsze większe lub równe ciśnieniu w punkcie B'.

i ogrzewania jest przedstawiony na rys. 3. Anomalie oznaczone przez A i B na tym rysunku były zaobserwowane w trakcie chłodzenia, a odpowiednie zjawiska A' i B' zaobserwowano w trakcie ogrzewania. Wydawało się oczywiste, że te zjawiska związane były z nowym przejściem fazowym, ale czy zachodziło ono w fazie ciekłej, czy stałej? Spłaszczenie krzywej ciśnienia w B' było bardzo subtelnym efektem, który zaobserwowaliśmy dopiero kilka dni po wstępnych obserwacjach punktów A, A' i B. Dokładnie pamiętam, jak wszedłem do laboratorium, biadając do Douga, że nie widzieliśmy jeszcze śladu po B', odpowiedniku punktu B. W tym momencie rejestrator zaczął pokazywać bardzo mały efekt, który był pierwszym dowodem na istnienie punktu B'. Krótkotrwałe spłaszczenie na krzywej ciśnienia zinterpretowaliśmy jako przejaw ciepła przemiany pierwszego rodzaju. Wiarygodności dodawały tej interpretacji dziwne zygzaki, widoczne w punkcie B, które mogły być typową krzywą przechłodzenia, kiedy ciepło przemiany zostaje nagle uwalniane, powodując krótkotrwałe, gwałtowne ogrzanie. Faktem, który popierał hipotezę o przechłodzeniu, było to, że punkt B' był powtarzalny, podczas gdy punkt B występował przy ciśnieniu, które nie było

powtarzalne, ale zawsze większe od ciśnienia odpowiadającego B'. Punkty A i A', odpowiadające zmianie nachylenia na krzywej ciśnienie–czas, były całkowicie powtarzalne i nie przejawiały żadnych oznak przechłodzenia. Mimo że nasz termometr był prymitywny, mogliśmy w przybliżeniu określić temperaturę przejścia A, T_A , na około 2.7 mK, i temperaturę przejścia B', T_B , na około 2.1 mK, według skali temperatur używanej w 1971 r.

Ponieważ w komorze występował zarówno stały, jak i ciekły ^3He , na początku myśleliśmy, że punkt A odpowiada długo szukanej magnetycznej przemianie drugiego rodzaju w stałym ^3He . Możliwe, że zmiana ciepła właściwego stałego ^3He wraz z temperaturą blisko takiej przemiany mogła dać efekt podobny do tego, jaki obserwowaliśmy w ciśnieniowych krzywych topnienia. Gwałtowną odpowiedź próbki na przechłodzenie w punkcie B było o wiele trudniej interpretować jako przemianę fazową w stałym ^3He . Niemniej jednak nasza pierwsza praca, opublikowana w *Physical Review Letters*, była zatytułowana: „Dowód istnienia nowej fazy stałego ^3He ” [48]. John Goodkind z Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego w prywatnej rozmowie ze mną na spotkaniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego powiedział, że jest prawie pewien, iż zjawisko zachodzi w cieczy, a nie w ciele stałym. Otrzymaliśmy również list od Wiktora Wwiedeńskiego z Instytutu Problemów Fizycznych w Moskwie sugerujący, że zachowanie w punkcie A jest związane ze skokiem ciepła właściwego, odpowiadającym przejściu do stanu związanych par w ciekłym ^3He , analogicznie do podobnego skoku ciepła właściwego, obserwowanego przy przejściu do stanu nadprzewodzącego w metalach.

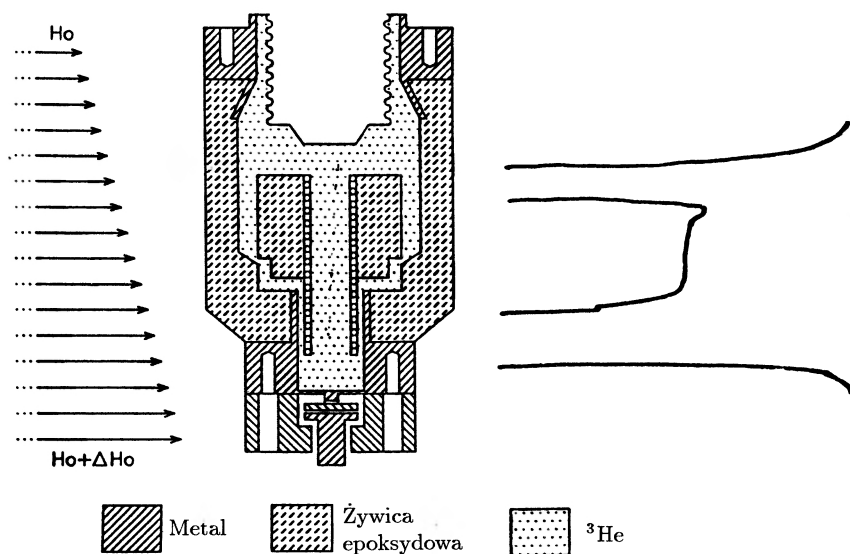
Ogólny projekt badawczy od początku przewidywał pomiary NMR w komorze. Stało się to jeszcze pilniejsze ze względu na potrzebę jednoznacznego określenia pochodzenia przejść A i B. Wynikiem tych badań, jak opisano dalej, był jasny dowód, że oba przejścia, A i B, są związane z ciekłym ^3He !

Ponieważ zarówno ciecz, jak i ciało stałe były obecne w komorze, potrzebna była jakaś metoda, aby odróżnić ciecz od fazy stałej. Stały ^3He przejawia zachowanie Curie-Weissa w niskich temperaturach, tak więc jego podatność magnetyczna jest duża, ponieważ wszystkie spiny wnoszą do niej wkład. Z kolei ciekły ^3He podlega statystyce FD, a więc jego podatność magnetyczna jest określona przez paramagnetyzm Pauliego, skąd wynika, że tylko spiny kwazicząstek, które są blisko powierzchni Fermiego mogą zmieniać kierunek. Zatem podatność cieczy musi być bardzo mała, ponieważ tylko bardzo mała część spinów reaguje na pole magnetyczne.

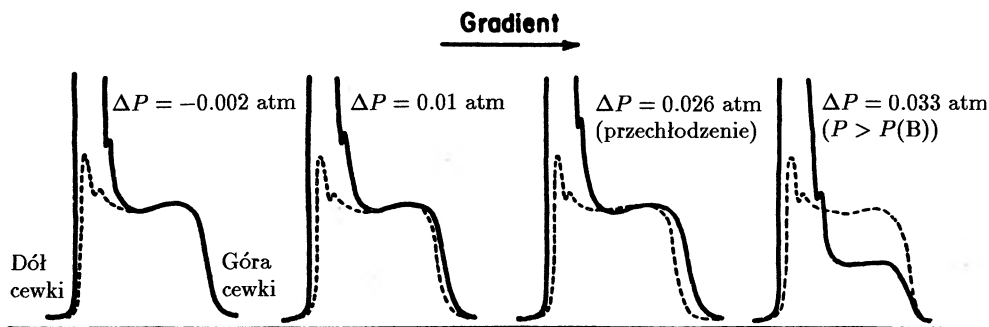
Jeżeli na jednorodne pole stałe zostanie nałożony gradient pola, częstość Larmora $\omega = \gamma H$ będzie się zmieniała wzdłuż komory. Zatem różne części komory będą miały różne częstości Larmora, a więc odpowiedź NMR każdego małego obszaru będzie odpowiadała innej częstości. Zmieniając częstość lub pole magne-

tyczne, mogliśmy monitorować różne części komory. Było to jedno z pierwszych zastosowań obrazowania za pomocą rezonansu magnetycznego (MRI – magnetic resonance imaging), które jest dzisiaj podstawowym narzędziem w diagnostyce medycznej [49].

Wprowadziliśmy cewkę częstości radiowej do komory ^3He , jak pokazuje rys. 4. Gradient przyłożonego stałego pola magnetycznego jest zaznaczony strzałkami. Na szczęście w tym doświadczeniu ciało stałe powstawało w określonych częściach komory. Zatem możliwe było oddzielne badanie zachowania cieczy, odpowiadającego małej podatności, i fazy stałej o dużej podatności magnetycznej, jak pokazuje rys. 5. Kiedy próbka była chłodzona przez punkt B, podatność cieczy nagle spadała około dwukrotnie. Doug, kiedy tylko zaobserwował ten fakt, zadzwonił do mnie do domu we wczesnych godzinach porannych. Byłem oszołomiony ze szczęścia, kiedy usłyszałem tę nowinę! Jasne było, że faza B była fazą ciekłą. Co więcej, spadek podatności mógł być związany z łączeniem się w pary według teorii BCS. To był drugi decydujący moment eksperymentu. Przysiągłem sobie wtedy, że będę obecny w każdym następnym takim momencie.



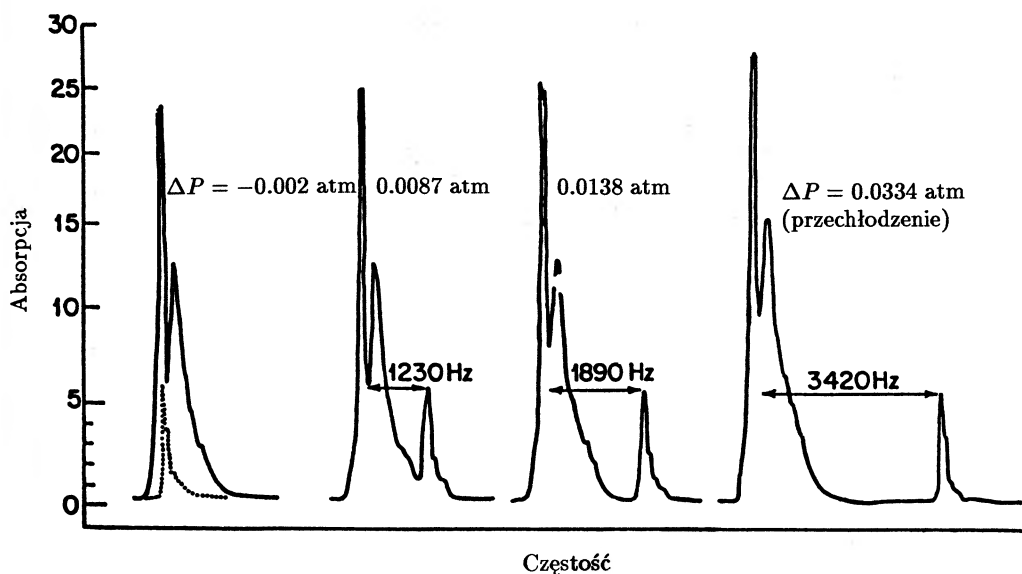
Rys. 4. Dolna część komory Pomeranczuka z rys. 2, pokazująca cewkę NMR umieszczoną wzdłuż osi komory. Niewielki gradient pola był przykładany do komory tak, jak pokazują strzałki, dając jednowymiarowe obrazowanie za pomocą rezonansu magnetycznego. Wyidealizowany wykres podatności magnetycznej ^3He w funkcji wysokości jest pokazany po prawej stronie rysunku. Faza stała, odpowiadająca dużym maksimum podatności, miała tendencję do gromadzenia się na końcach, dzięki czemu środek cewki był prawie od niej wolny.



Rys. 5. Seria zapisów sygnału NMR, zebranych przy gradientie pola w komorze takim, jak pokazany na rys. 4, gdy próbka ^3He była chłodzona wzdłuż krzywej topnienia. Pokazany jest przebieg, podczas którego faza stała tworzyła się tylko na jednym końcu cewki. Podatność magnetyczna związana z cieczą zmniejsza się gwałtownie, kiedy chłodzimy poniżej punktu B.

Ponieważ uważałem, że bardzo ważne jest sprawdzenie, czy istnieje jakiekolwiek przesunięcie częstości, poprosiłem Douga, żeby usunął gradient pola i sprawdził sygnał mieszaniny cieczy i fazy stałej w polu jednorodnym. Kiedy wszyscy trzech patrzyliśmy, zaszło niezwykle zdarzenie, gdy próbka była ochładzana do fazy A. W punkcie przejścia A z głównego maksimum, w którym dominowała faza stała, wyłoniła się linia satelitarna i podczas dalszego chłodzenia próbki zaczęła się jednostajnie przesuwac w kierunku wyższych częstości. Przy przejściu B linia satelitarna gwałtownie niknęła w głównym maksimum, tak więc w fazie B nie było odchylenia od częstości Larmora. Efekty te przedstawia rys. 6. Był to trzeci decydujący moment eksperymentu. Linia satelitarna miała taką samą amplitudę i kształt jak linia od samej cieczy w normalnej ciekłej fazie Fermiego, gdy w komorze nie było fazy stałej. Co więcej, amplituda nie zmieniała się z temperaturą. Zatem linia satelitarna odpowiadała linii cieczy i zmieniała częstość podczas przechodzenia przez fazę A. W końcu mieliśmy jakiś ilościowy wynik!

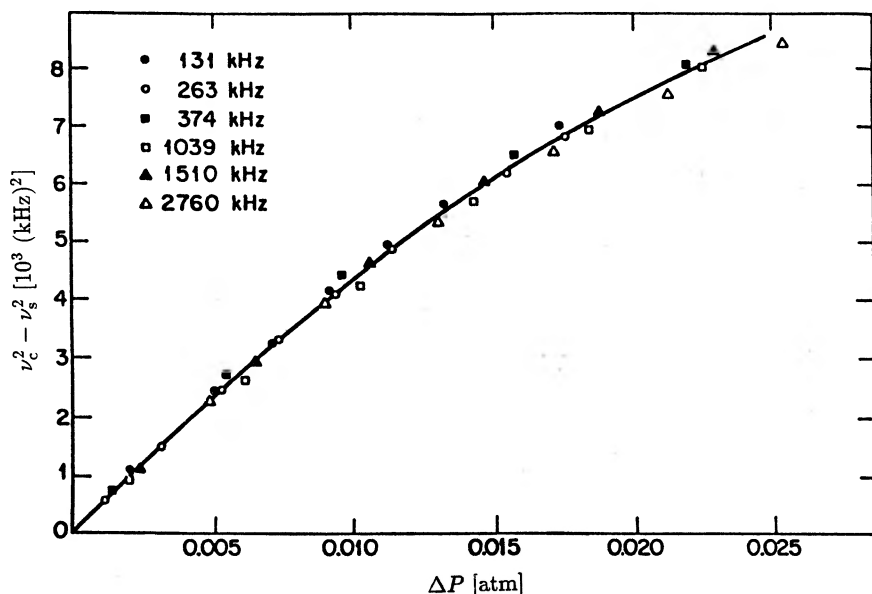
Przeprowadzaliśmy doświadczenie w różnych polach magnetycznych, odpowiadających różnym częstościom Larmora. Zgodnie z sugestią naszego kolegi z Cornella, Roberta Silsbee, wykreśliśmy wyniki jako różnicę kwadratów częstości dla cieczy i dla fazy stałej w funkcji wzrostu ciśnienia ponad ciśnienie odpowiadające punktowi A. Ku naszej radości wszystkie punkty ułożyły się na uniwersalnej krzywej, pokazanej na rys. 7, odpowiadającej równaniu $\omega^2 - \omega_0^2 = \Omega_A^2(T)$, gdzie T otrzymaliśmy z ekstrapolacji ciśnieniowej krzywej topnienia. W tej zależności ω jest obserwowaną częstością linii satelitarnej, a ω_0 jest stałą, odpowiadającą częstości Larmora ^3He . Prawa strona odpowiadała rosnącej funkcji $1 - T/T_A$. Interpretowaliśmy to jako wzrost parametru porządku ze spadkiem temperatury.



Rys. 6. Seria zapisów NMR, zebranych w komorze z rys. 4 po usunięciu gradientu pola. Sygnał pochodzący od cieczy w fazie A odsuwa się od sygnału pochodzącego od fazy stałej (odpowiadającego częstości Larmora), gdy próbka jest ochładzana. Przesunięta linia gwałtownie znika w punkcie B.

Zależność pitagorejska sugerowała, że obecne były tutaj dwa pola magnetyczne: pole przyłożone z zewnątrz i wewnętrzne pole związane z parametrem porządku, prostopadłe do pola zewnętrznego. Kiedy obniżaliśmy temperaturę, wielkość pola wewnętrznego zmieniała się od zera do około 30 gausów, co stanowi o wiele więcej niż dipolowe pole oddziaływania pomiędzy dwoma atomami ^3He , znajdującymi się w średniej odległości między atomami w tej cieczy. Na rysunku 8 przedstawiony jest wektorowy diagram, pokazujący, jak przyłożone i prostopadłe wewnętrzne pole składają się, dając pitagorejską zależność przesunięcia częstości.

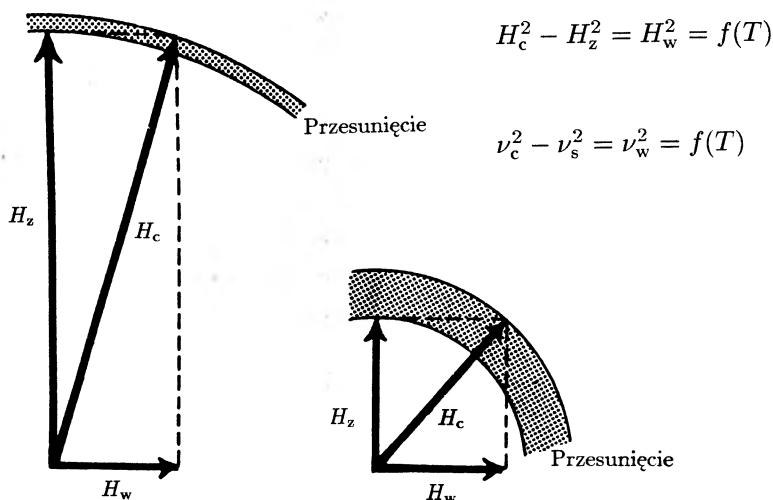
Wczesnym latem 1972 r. stało się dla nas zupełnie jasne, że dziwne zjawiska obserwowane podczas poprzednich 6 miesięcy można z pewnością przypisać ciekłemu ^3He . Dlatego też chcieliśmy szybko poprawić wstępną, lecz błędną interpretację podaną w naszej pierwszej publikacji. Przygotowaliśmy drugi rękopis, opisujący wyniki naszych pomiarów NMR, w którym ostrożnie staraliśmy się wykazać odkrycie nowej fazy ciekłego ^3He . Rękopis wysłaliśmy do *Physical Review Letters*, ale niestety został on odrzucony przez recenzenta. Byliśmy zszokowani takim rozwojem sytuacji i spędziliśmy mnóstwo czasu próbując wpłynąć na zmianę tej decyzji. Ostatecznie rozsądek zwyciężył i artykuł w końcu się ukazał [50].



Rys. 7. Różnica między kwadratem częstości mierzonej dla cieczy i kwadratem częstości dla fazy stałej (częstości Larmora), wykreślona w funkcji różnicy ciśnienia w komorze Pomeranczuka i ciśnienia w punkcie przejścia A. Różne symbole odpowiadają danym zebranych w różnych polach magnetycznych, którym odpowiadają różne wartości częstości Larmora, zaznaczone na rysunku. Wszystkie punkty układają się na jednej uniwersalnej krzywej.

W tym czasie nie było żadnego teoretycznego wyjaśnienia dziwnego spadku podatności przy przejściu B, ani jeszcze dziwniejszego przesunięcia częstości w fazie A. Czy mała podatność fazy B mogłaby być związana z tworzeniem się par singletowych? Jak wspomniano wcześniej, tworzenie się par s jest zabronione dla ^3He , ale pary d są dozwolone, jak pokazali Emery i Sessler [29]. Co do wyjaśnienia przesunięcia częstości, istniały tylko niejasne sugestie, że faza A ^3He przejawia nowy typ zachowania antyferromagnetycznego. Oczywiście dyskutowaliśmy te kwestie z kolegami z naszej grupy teoretycznej. Neil Ashcroft zasugerował, że powinniśmy rozważyć możliwość tworzenia się par typu p, a Vinay Ambegaokar wskazał nam artykuł Baliana i Werthamera [31], w którym omówiono właśnie tworzenie się par typu p. Jak się potem okazało, obie te sugestie można było przynajmniej zastosować wprost do fazy B ciekłego ^3He .

Szczególny przypadek tworzenia się par typu p ($S = 1$) był hipotezą wysuniętą przez Baliana i Werthamera, jak wspomniano we wstępie. Ten stan odpowiada parametrowi porządku z trzema składowymi spinu, $S_z = +1$, $S_z = 0$ i $S_z = -1$, to znaczy stanom: $\uparrow\uparrow$, $(1/\sqrt{2})(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$ oraz $\downarrow\downarrow$. Ponieważ stan $S_z = 0$



Rys. 8. Wpływ wewnętrznego pola na częstość rezonansu magnetycznego w fazie A ^3He . Dla danej temperatury szerokość zacienionego obszaru odpowiada rozmiarowi przesunięcia częstości w stosunku do częstości Larmora. Pokazane są diagramy dla przypadku dużego i małego pola zewnętrznego.

jest „bezsピンowy”, nie wnosi on wkładu do podatności. Zatem w bardzo niskich temperaturach podatność Baliana-Werthamera powinna wynosić $2/3$ podatności normalnej cieczy Fermiego. W rzeczywistości podatność w fazie B jest nawet niższa, co wynika z oddziaływań w cieczy Fermiego. Jeszcze jedną własnością fazy B, która pasuje do stanu Baliana-Werthamera jest usuwanie tej fazy przez pole magnetyczne, co było obserwowane w niektórych naszych wczesnych eksperymentach nad chłodzeniem Pomeranczuka. W polu około 0.6 tesli faza B przestawała istnieć. Kiedy zwiększaliśmy pole, faza B przesuwała się do niższych temperatur, ustępując miejsca fazie A. Interpretuje się to tak, że wyższe pole magnetyczne wywołuje wypieranie par ($\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$) o spinie zerowym. Pary $\uparrow\uparrow$ oraz $\downarrow\downarrow$ mogą łatwo zareagować na zewnętrzne pole, po prostu reorientując się.

Zagadka przesunięcia częstości w fazie A dalej czekała na odgadnięcie. W zaskakująco krótkim czasie Anthony Leggett [51,52] wystąpił z błyskotliwym rozwiązaniem problemu. Wiadomo było, że w konwencjonalnych, wysokotemperaturowych pomiarach NMR głównym skutkiem słabych oddziaływań dipol-dipol było poszerzenie linii NMR. W jaki sposób te słabe oddziaływania dipolowe mogą się nałożyć tak, żeby spowodować przesunięcie częstości, odpowiadające wewnętrznemu polu rzędu 30 gausów w najniższej temperaturze osiągananej w fazie A ^3He ? Leggett wysunął hipotezę spontanicznego naruszenia symetrii spinowo-orbitalnej SBSOS (spontaneously broken spin orbit symmetry) i za pomocą reguły sum

otrzymał właściwy rząd wielkości dla przesunięcia częstości [53]. Zastanówmy się, jak SBSOS może być odpowiedzialne za duże przesunięcie częstości w fazie nadciekłej z parami o $\ell = 1$. Energia oddziaływania słabego pomiędzy niewielkimi jądrowymi momentami dipolowymi jest o wiele mniejsza niż energia fluktuacji termicznych odpowiadająca jednemu mikrokewelwinowi, ale mimo to obecność par Coopera musi w jakiś sposób prowadzić do spójnego dodawania się wszystkich momentów dipolowych, podnosząc efektywne pole wewnętrzne na tyle, że powoduje ono obserwowane przesunięcie częstości. Dzieje się tak dlatego, że wszystkie pary Coopera muszą być skorelowane, to znaczy zsynchronizowane tak, że wszystkie momenty jądrowe działają razem, zapewniając wymagane efektywne wewnętrzne pole magnetyczne. W ten sposób wytwarzamy spójne makroskopowe oddziaływanie dipolowe.

Rozważmy dwie możliwe konfiguracje dwóch dipoli jądrowych obracających się jeden wokół drugiego. Jedna obejmuje obroty, dla których orbitalny moment pędu pary jest równoległy do jądrowych momentów dipolowych, a druga – obroty, w których orbitalny moment pędu pary jest do nich prostopadły. Klasycznie ta ostatnia konfiguracja ma niższą energię i okazuje się stanem uprzywilejowanym. W rzeczywistości ten stan będzie jeszcze bardziej uprzywilejowany ze względu na SBSOS. Jeżeli wprowadzimy wektor ℓ odpowiadający orbitalnemu momentowi pędu pary i zdefiniujemy wektor d odpowiadający kierunkowi, w którym rzut całkowitego spinu jądrowego jest zerowy, to energetycznie korzystne będzie, aby wektory d oraz ℓ były równoległe.

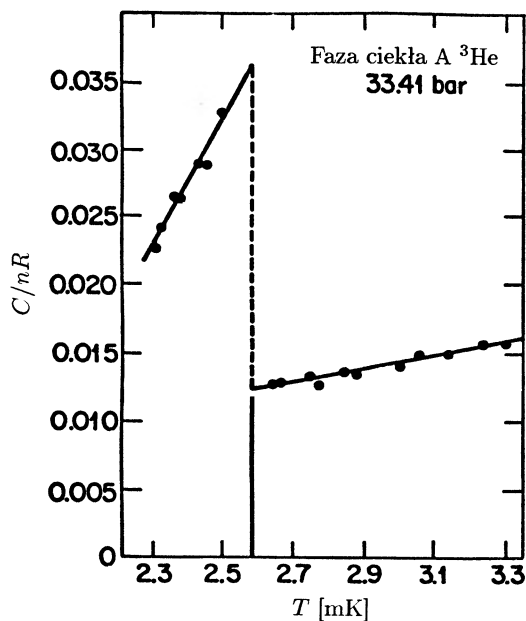
Zgodnie z podstawowymi równaniami ruchu wyprowadzonymi przez Leggetta [54] i przedyskutowanymi dalej, mamy następujący obraz NMR w fazie A ^3He : jądrowy rezonans magnetyczny odpowiada oscylacjom kierunku d wokół ℓ , gdzie kierunek ℓ jest ustalony przez kwazicząstki i brzegi zbiornika. Ważnym punktem jest tutaj to, że d oraz ℓ są makroskopowymi wektorami z momentem siły podtrzymującym oscylacje d wokół ℓ danym przez makroskopowe oddziaływanie dipolowe. Właśnie ten dodatkowy moment siły powoduje przesunięcie częstości obserwowane w fazie A ^3He .

Podatność magnetyczna fazy A pozostaje stała na poziomie wartości w normalnej cieczy Fermiego, w całym zakresie temperatur, w których faza ta występuje. Wy tłumaczenie jest następujące: w odróżnieniu od fazy B ^3He , faza A należy do klasy stanów znanych jako pary stanów o równych spinach, zawierających tylko pary $\uparrow\uparrow$ oraz $\downarrow\downarrow$, które mogą reagować bezpośrednio na jakąkolwiek zmianę pola w sposób podobny do normalnej cieczy Fermiego. Stan par typu p przewidziany przez Andersona i Morela [30] w 1961 r. jest jednym z możliwych elementów tej klasy. Obecnie uważa się, że wczesny stan Andersona-Morela odpowiada fazie A w nadciekłym ^3He .

4. Okres po odkryciu

Eksperymenty, które doprowadziły do odkrycia [55,56] i wytłumaczenie Leggetta przesunięcia częstości w fazie A [51] przedstawione były latem 1972 r. na XIII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Niskich Temperatur w Boulder, w Kolorado. Dyskusje wzbudziły duży entuzjizm dla dalszych badań, zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych. Pierwsze anomalne własności przepływu, związane z możliwą nadciekłością w nowej fazie zaobserwowano w doświadczeniu z drgającym drucikiem, przeprowadzonym w komorze Pomeranczuka przez grupę na Politechnice Helsińskiej [57]. Występowanie pełnej nadciekłości zaobserwowali nieco później w doświadczeniach z czwartym dźwiękiem Yanof i Reppy [58] oraz Kojima, Paulson i Wheatley [59]. Doświadczenia ultradźwiękowe, przeprowadzone w Cornellu (również w komorze Pomeranczuka) wykazały wyraźne maksimum tłumienia blisko przejścia A [60]. Było ono związane z rozrywaniem par Coopera blisko T_c , jak też z modami kolektywnymi (oscylacje parametru porządku wskutek oddziaływań wewnątrz par). Doświadczenia poniżej ciśnienia topnienia były przeprowadzone w La Jolla przez demagnetyzację adiabatyczną sproszkowanej soli paramagnetycznej (azotanu cerowo-magnezowego), umieszczonej bezpośrednio w ciekłej próbce ^3He . Małe ziarna proszku umożliwiły pokonanie dużego oporu cieplnego na granicy ^3He i soli, zapewniając dużą powierzchnię kontaktu. Pomiary ciepła właściwego przy przejściu do nowej fazy ^3He dały krzywe charakterystyczne dla przejścia typu BCS, które poniżej przejścia wykazywały gwałtowny wzrost z temperaturą, związany z rozrywaniem się par i większą koncentracją kwazicząstek, po którym następował gwałtowny spadek w punkcie przejścia [61]. Powyżej przejścia znajdowano typową dla normalnej cieczy Fermiego liniową zależność od temperatury. Te wyniki zilustrowane są na rys. 9.

Dotychczas nie wspominałem o trzeciej fazie, która może istnieć tylko w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Dowód na obecność tej fazy znaleźliśmy w naszym podstawowym doświadczeniu, gdy w obecności pola magnetycznego zamiast pojedynczego punktu, odpowiadającego zmianie nachylenia krzywej zależności ciśnienia od czasu, rejestrowaliśmy dwa blisko położone punkty, każdy związany ze zmianą nachylenia wykresu ciśnienia topnienia w funkcji czasu [62]. Zatem przejście A rozszczepia się w polu magnetycznym na dwa przejścia. Vinay Ambegaokar i David Mermin właściwie już wcześniej przewidzieli teoretycznie, że faza A powinna rozszczepiać się liniowo w polu magnetycznym [63]. Pokazali, że musi to zachodzić dla par BCS typu $\ell = 1$ i nazwali nowo odkrytą fazę A_1 . Szczególnie silne oznaki rozszczepienia przejścia A na dwa przejścia można zobaczyć w ultradźwiękowych danych Lawsona i in. [64] (patrz rys. 10). Szerokość

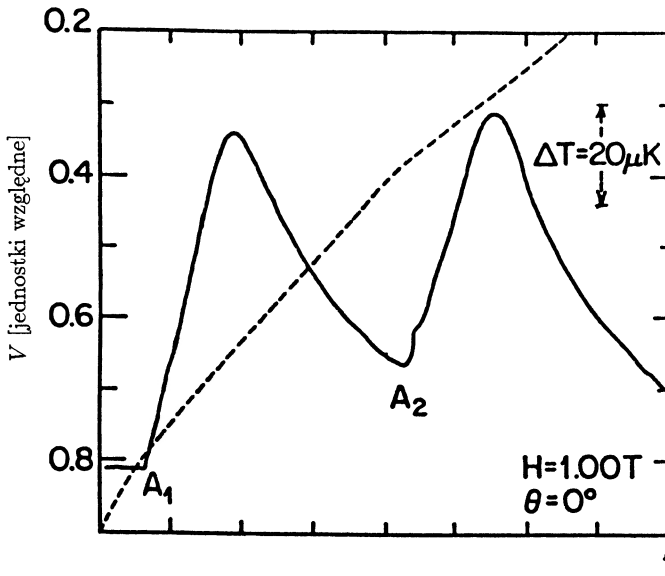


Rys. 9. Wczesne pomiary ciepła właściwego ciekłego ^3He blisko przejścia nadciekłego [61]. Kształt jest charakterystyczny dla tworzenia się par w teorii BCS.

temperaturowa fazy A_1 rośnie liniowo z polem z szybkością $60 \mu\text{K}$ na tesłę aż do 10 tesli, a nawet powyżej. Wydaje się, że faza A_1 składa się tylko z jednej składowej spinowej, mianowicie $|\uparrow\uparrow\rangle$.

Grupa z La Jolla badała również wykres fazowy w polu magnetycznym [65] w ciśnieniach poniżej punktu topnienia poprzez badanie statycznej magnetyzacji cieczy za pomocą nadprzewodzącej interferometrii kwantowej SQUID (superconducting quantum interference). Próbkę ^3He i magnes wytwarzający pole magnetyczne mieściły się w oddzielnej kolumnie, otoczone nadprzewodzącym płaszczem niobowym. Próbka ciekłego ^3He w kolumnie miała dobry kontakt cieplny z azotanem cerowo-magnezowym, chłodziwem w głównej komorze, poprzez kolumnę ciekłego ^3He . Najbardziej dramatycznym wynikiem było zwięzanie się, a później zanik fazy A przy zerowym polu w punkcie zwanym punktem polikrytycznym, jak pokazuje rys. 11. Wszystkie dyskutowane cechy są zebrane na schematycznym wykresie fazowym P-T-H (ciśnienie–temperatura–pole), pokazanym na rys. 12.

Wkrótce po odkryciu faz A i B w Cornellu laboratoria niskotemperaturowe na całym świecie zaczęły koncentrować się na badaniu ich właściwości. Teoretycy zajmujący się fazą skondensowaną zajęli się bardzo aktywnie wyjaśnianiem obserwowanych zjawisk i przewidywaniem nowych. Jednym z głównych zadań

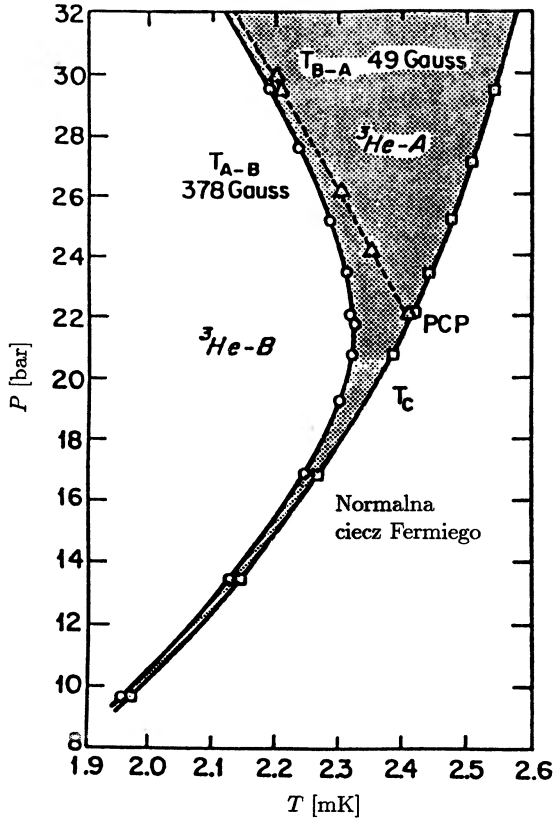


Rys. 10. Wyniki pomiarów tłumienia dźwięku podczas chłodzenia w komorze Pomeranczuka wykreślone w funkcji czasu, w polu magnetycznym o natężeniu 1 T, wyraźnie pokazujące rozszczepienie przejścia w punkcie A w polu magnetycznym. Symbole A_1 i A_2 oznaczają wynikające z tego dwa przejścia [64]. Maksima tłumienia związane są z absorpcją przez wzbudzenia kolektywne i rozrywaniem par w pobliżu punktu przejścia. Linia przerywana, pokazująca ciśnienie topnienia, zmienia kąt nachylenia w dwóch punktach, odpowiadających przejściom A_1 i A_2 .

była właściwa identyfikacja parametru porządku odpowiadającego fazie A ^3He i fazie B ^3He . W naszej grupie doświadczalnej przyjęliśmy roboczą hipotezę, że faza A ^3He odpowiada stanowi złożonemu z par typu p o jednakowych spinach, rozważanemu po raz pierwszy przez Andersona i Morela [31] w 1961 r., i że faza B ^3He odpowiada stanowi sugerowanemu przez Baliana i Werthamera [32] w 1963 r. Jak wspomniano w poprzednim rozdziale, stany te są zgodne przynajmniej z wynikami odkryci w Cornellu.

Stany Andersona-Morela oraz Baliana-Werthamera odpowiadające parom typu p są stanami o całkowitym $L = 1$ i całkowitym $S = 1$. Stan Andersona-Morela jest stanem orbitalnym o $m = 1$ wzdłuż pewnego kierunku $\hat{\ell}$ i stanem spinowym o $m = 0$ wzdłuż pewnego kierunku \hat{d} . Przypomnijmy, że kierunek \hat{d} był wprowadzony wcześniej jako kierunek, w którym rzut spinu jest zerowy. Wyraźmy parametr porządku Andersona-Morela jako iloczyn składowej orbitalnej w przestrzeni konfiguracyjnej (przestrzeni pędu) i składowej w przestrzeni spinowej, czyli

$$\psi_{\text{AM}} = (\text{składowa orbitalna}) \times (\text{składowa spinowa}) .$$

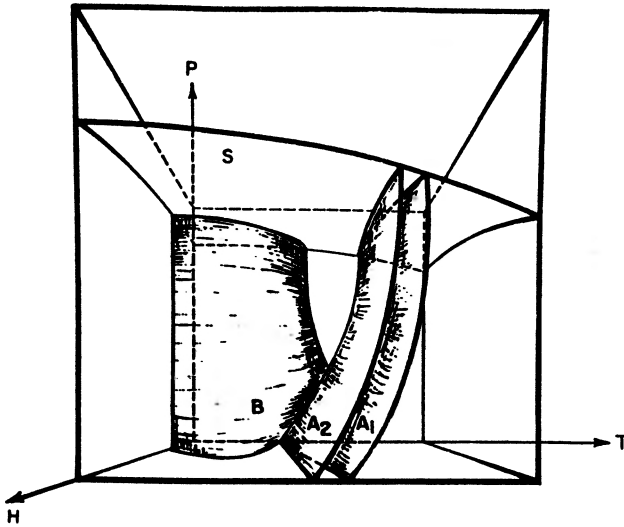


Rys. 11. Dane doświadczalne Paulsona, Kojimy i Wheatleya [65]. W słabym polu magnetycznym brak jest fazy A w ciśnieniach niższych od punktu polikrytycznego PCP (około 22 bar). W silniejszym polu magnetycznym faza B ustępuje miejsca fazie A nawet w najniższych ciśnieniach i punkt polikrytyczny znika.

Jeżeli wziąć pod uwagę tylko zależność kątową, to parametr porządku Andersona-Morela jest zdefiniowany jako

$$\psi_{AM} \propto e^{i\varphi} \sin \theta \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (\downarrow\uparrow + \uparrow\downarrow) \right],$$

gdzie funkcja kulista $Y_{11} \propto e^{i\varphi} \sin \theta$ definiuje oś biegunową $\hat{\ell}$ odpowiadającą kierunkowi orbitalnego momentu pędu pary. W powyższym wyrażeniu na funkcję falową trypletu spinowego pary, część spinowa pojawia się wzdłuż osi \hat{d} , tak więc występuje tylko składowa $(\downarrow\uparrow + \uparrow\downarrow)$. W przypadku stanu Andersona-Morela widzimy, że spinowa część parametru porządku nie zależy od żadnych zmiennych orbitalnych, tzn. jest stałą w przestrzeni orbitalnej. Oznacza to, że w przestrzeni k każdy punkt na powierzchni Fermiego ma to samo \hat{d} . Dyskutowaliśmy już, jak we-



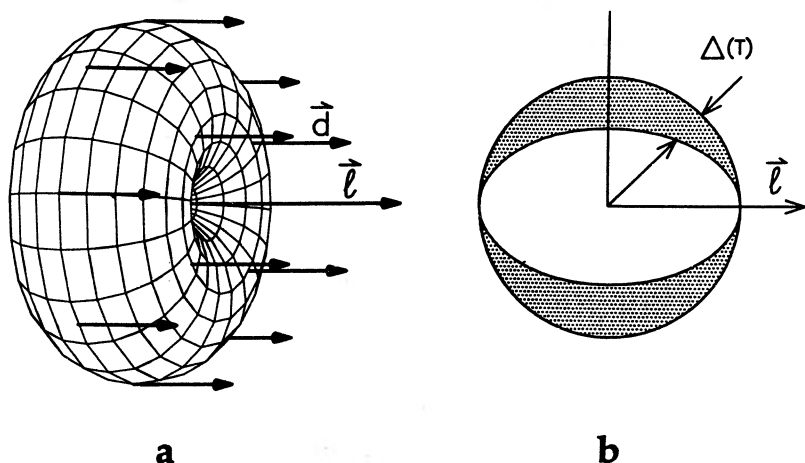
Rys. 12. Schematyczny diagram P-T-H (ciśnienie–temperatura–pole), pokazujący ogólną topologię wykresu fazowego faz nadciekłych A, A₁ i B ciekłego ^3He . Faza A₁ występuje pomiędzy powierzchniami oznaczonymi przez A₁ i A₂. Faza A występuje w temperaturach poniżej powierzchni granicznej A₂. Granica pomiędzy fazami A i B jest oznaczona przez B. Powierzchnia S odpowiada krzywej topnienia.

dług argumentacji klasycznej oddziaływanie dipolowe połączone ze spontanicznie naruszoną symetrią spinowo-orbitalną sprawia, że stan $\hat{\ell} \parallel \hat{d}$ jest uprzywilejowany. Biorąc to pod uwagę naszkicowaliśmy parametr porządku AM w przestrzeni k na rys. 13a. Małe strzałki odpowiadają wektorowi \hat{d} , a duża strzałka odpowiada $\hat{\ell}$. Jedną z uderzających własności tego parametru porządku jest anizotropia przestrzenna z węzłami w $\theta = 0$ oraz $\theta = \pi$. Przerwa energetyczna BCS zmienia się podobnie jak parametr porządku, tak więc węzły przerwy również występują w $\theta = 0$ oraz π , jak pokazuje rys. 13b. Pełny, trójwymiarowy obraz otrzymuje się przez obrót wokół osi $\hat{\ell}$. Rozkłady kierunków $\hat{\ell}$ jako funkcji położenia w cieczy są analogiczne do rozkładów występujących w ciekłych kryształach i zwanych teksturami. Ambegaokar, de Gennes i Rainer [66] pokazali, że wektor $\hat{\ell}$ powinien być prostopadły do ścian naczynia. Ten warunek brzegowy gra bardzo ważną rolę w określaniu tekstury w fazie A ciekłego ^3He . Kierunek $\hat{\ell}$ jest również czuły na przepływ i na przyłożone pole magnetyczne.

Stan spinowy $(1/\sqrt{2})(\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow)$ można obrócić w przestrzeni spinowej tak, że otrzymamy wersję o równych spinach parametru porządku Andersona-Morela,

$$\psi_{AM} \propto e^{i\varphi} \sin \theta \left[(|\uparrow\uparrow\rangle + e^{i\Phi} |\downarrow\downarrow\rangle) \right],$$

gdzie Φ jest czynnikiem fazowym. Powyższa postać parametru porządku jest bar-



Rys. 13. (a) Trójwymiarowy obraz parametru porządku Andersona-Morela. Wektor \hat{l} w środku określa oś parametru porządku. Wzdłuż tej osi amplituda jest zerowa, co odpowiada zależności $\sin \theta$, gdzie θ jest kątem biegunowym w odniesieniu do \hat{l} . Wektor \hat{d} ma ten sam kierunek dla wszystkich punktów na powierzchni Fermiego. (b) Anizotropowa przerwa energetyczna, oznaczona przez zacieniony obszar. Wyraźnie widoczne są dwa węzły leżące na osi \hat{l} .

dzo pomocna w dyskusji podłużnych pomiarów NMR. Ta reprezentacja pokazuje, że parametr porządku Andersona-Morela można opisać przez konfigurację spinową wyłącznie ze stanami $|\uparrow\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\downarrow\rangle$, jak wspominaliśmy już w naszej wcześniejszej dyskusji. Faza A_1 ma własności przestrzenne, w tym węzły przerwy energetycznej, opisywane przez stan Andersona-Morela, ale ma wyłącznie pary spinowe typu $|\uparrow\uparrow\rangle$.

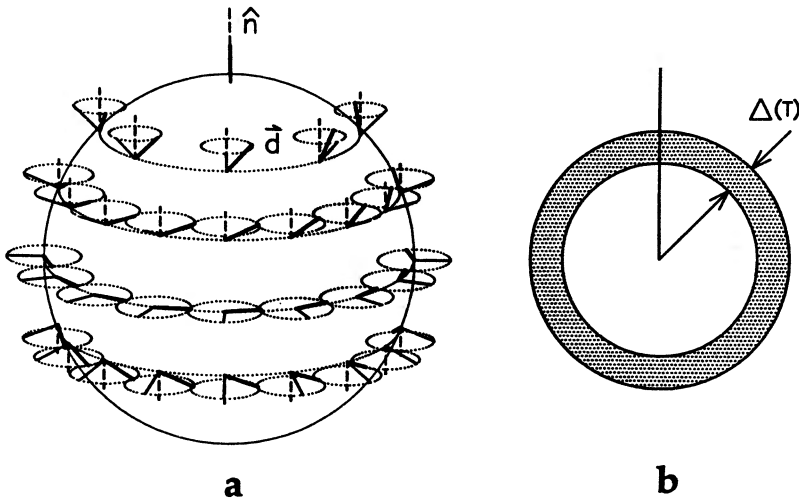
Przedyskutujemy teraz stan Baliana-Werthamera. Najprostszym z możliwych stanów jest stan 3P_0 , opisywany przez funkcję falową

$$\psi_{\text{BW}} \propto Y_{1,-1} |\uparrow\uparrow\rangle + Y_{10} |\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle + Y_{11} |\downarrow\downarrow\rangle,$$

w której zawarte są wszystkie trzy postacie spinowe, tak więc nie jest to stan sparowany o równych spinach. Ponieważ stan 3P_0 ma całkowite $J = 0$, jest stanem sferycznie symetrycznym. Ze względu na to przyjęte jest zapisywanie tego prostego stanu Baliana-Werthamera przy użyciu wektora \hat{d} jako $\hat{d}(\mathbf{k}) = \text{stała} \times \hat{\mathbf{k}}$; postać taka ma niezbędną symetrię sferyczną. Zauważmy, że w przeciwieństwie do stanu Andersona-Morela, \hat{d} zależy od $\hat{\mathbf{k}}$.

Proste stany tego typu nie reprezentują w sposób doskonały parametru porządku nadciekłego stanu B ${}^3\text{He}$. Jeżeli zajmujemy się tylko najważniejszymi oddziaływaniami, energia nie zmienia się, kiedy współrzędne spinowe i orbitalne

obracają się względem siebie. Zatem możemy obrócić \hat{d} wokół pewnej osi \hat{n} tak, aby uzyskać $\hat{d} = R\hat{k}$, gdzie R jest dowolnym obrotem wokół dowolnej osi \hat{n} dla nadciekłej fazy B ^3He . Ta degeneracja znika, kiedy bierzemy pod uwagę słabe oddziaływanie dipolowe, które powoduje obrót współrzędnych spinowych wokół współrzędnych orbitalnych o kąt 104° , jak to jest omówione dalej. Ta subtelna anizotropia powoduje, że można zaobserwować w fazie B ^3He tekstury związane z zachowaniem podobnym do zachowania ciekłych kryształów. Niemniej jednak ogólna symetria orbitalna parametru porządku jest w dalszym ciągu sferyczna, co prowadzi do izotropowej przerwy energetycznej, podobnej do tej, która istnieje w nadprzewodnikach o fali typu s. Rysunek 14a pokazuje parametr porządku z \hat{d} obróconym wokół pewnej osi \hat{n} o 104° , a rysunek 14b przedstawia izotropową przerwę energetyczną.



Rys. 14. (a) Parametr porządku dla nadciekłej fazy B ^3He . Wektory \hat{d} (grubsze kreski) są obrócone wokół pewnego wektora \hat{n} tak, że w każdym punkcie na sferze Fermiego tworzą kąt 104° z lokalnym kierunkiem radialnym (cieńsze kreski). Oś obrotu \hat{n} jest na rysunku skierowana pionowo. (b) Izotropowa przerwa energetyczna parametru porządku Baliana-Werthamera, oznaczona przez zaciemniony obszar. Zwykle nadprzewodniki o funkcjach falowych typu s mają również przerwę izotropową.

Naszkićowałem główne własności stanów Andersona-Morela i Baliana-Werthamera, identyfikując je tymczasowo odpowiednio z fazami A ^3He oraz B ^3He . Trzeba zająć się jeszcze jednym ważnym zagadnieniem. Dawniejsze badania nad możliwymi parametrami porządku o funkcji falowej pary typu p pokazały, że stan Baliana-Werthamera miałby niższą energię swobodną i wobec tego powinien

być zawsze stanem preferowanym przez układ. Z drugiej strony istnienie stanu typu Andersona-Morela w ^3He zostało w sposób niepodważalny potwierdzone doświadczalnie. Pozorną niezgodność tych dwóch wyników wyjaśnili Anderson i Brinkman [67], proponując mechanizm sprzężenia zwrotnego fluktuacji spinowych, który prowadzi do stabilnej fazy Andersona-Morela. (Przypominamy naszą poprzednią dyskusję według Layzera i Faya nad możliwą rolą fluktuacji spinowych). Ponieważ mechanizm tworzenia się par, który obejmuje kwazicząstki ^3He , ma charakter wewnętrzny, jakiegokolwiek modyfikacje stanów kwazicząstek helu powinny nań wpływać, włączając w to również początek tego procesu. Anderson i Brinkman pokazali, że zjawisko sprzężenia zwrotnego może naprawdę prowadzić do stabilnej fazy Andersona-Morela w zerowym polu magnetycznym; faza ta została nazwana fazą Andersona-Brinkmana-Morela lub stanem ABM. Badania te doprowadziły do ogólnego przyjęcia poglądu, że stan Andersona-Brinkmana-Morela odpowiada fazie A ^3He , natomiast stan Baliana-Werthamera odpowiada fazie B ^3He . Bardziej współczesne badania nad zrozumieniem różnorodnych mechanizmów tworzenia się par, prowadzone przez Rainera i Serene'a nie zmieniły tego wniosku [68].

Żadna ogólna dyskusja nadciekłego ^3He nie byłaby kompletna bez analizy makroskopowego oddziaływania dipoli jądrowych i jego roli w niezwykłych efektach NMR, obserwowanych doświadczalnie. Ogólny schemat obliczenia oddziaływania dipolowego polega na wyznaczeniu średniej kwantowej hamiltonianu dipolowego dla funkcji falowej par (parametru porządku). Można pokazać, że dipolowa energia swobodna jest dana przez

$$\Delta F_D = \begin{cases} -\frac{3}{5}g_D(T)[1 - (\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\ell})^2] & \text{faza A,} \\ \frac{4}{5}g_D(T)(\cos \theta + 2 \cos^2 \theta + \frac{3}{4}) & \text{faza B,} \end{cases}$$

gdzie

$$g_D \approx 10^{-3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \text{ erg/cm}^3.$$

Tak więc, aby energia swobodna osiągała minimum, $\boldsymbol{\ell}$ i \mathbf{d} muszą w przypadku stanu ABM (fazy A) być równoległe, w zgodzie z naszą wcześniejszą dyskusją jakościową. Dla stanu BW proste obliczenia pokazują, że energia dipola jest najniższa dla $\theta = \arccos(-1/4) = 104^\circ$, uzasadniając nasze wcześniejsze stwierdzenie.

Wykorzystując makroskopowe oddziaływanie dipolowe, Leggett [52] wyprowadził układ równań sprzężonych, dając pełny opis dynamiki spinów w nadcie-

kłym ${}^3\text{He}$. Jego równania ruchu mają postać

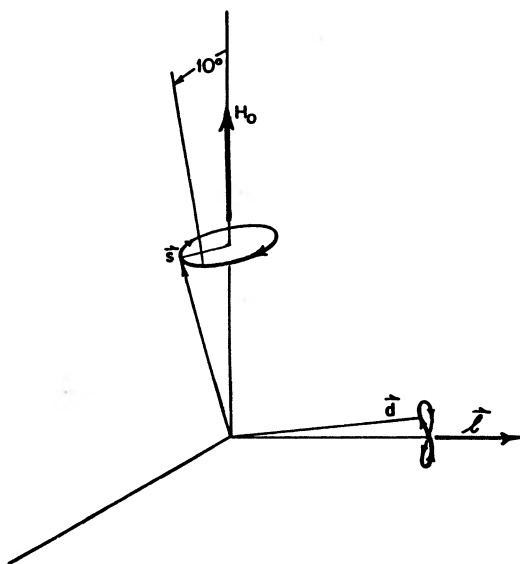
$$\dot{\mathbf{S}} = \gamma \mathbf{S} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D(T) ,$$

$$\dot{\mathbf{d}} = \mathbf{d} \times \gamma \mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{d} \times \gamma \left(\mathbf{H} - \frac{\gamma \mathbf{S}}{\chi} \right) .$$

Pierwszy człon pierwszego równania Leggetta odpowiada precesji Larmora (zwykły NMR), podczas gdy drugi człon jest zwrotnym momentem siły, wynikającym z oddziaływania dipolowego. Drugie równanie opisuje precesję $\dot{\mathbf{d}}$ w polu efektywnym. Ruchy \mathbf{d} i \mathbf{S} są sprzężone. Dla fazy A, człon $\mathbf{R}_D(T)$ przybiera szczególnie prostą postać:

$$\mathbf{R}_D(T) = \frac{6}{5} g_D(T) (\mathbf{d} \times \boldsymbol{\ell})(\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\ell}) .$$

Właśnie ten człon powoduje przesunięcie częstości znalezione w nadciekłej fazie A ${}^3\text{He}$. Sprzężone ruchy \mathbf{S} i \mathbf{d} w fazie A ${}^3\text{He}$, wynikające z równań Leggetta, są przedstawione na rys. 15, który obrazuje swobodną precesję wywołaną przez 10-stopniowy impuls obracający. Wektor spinu wykonując precesję wokół przyłożonego stałego pola magnetycznego zakreśla elipsę, podczas gdy jednostkowy wektor $\hat{\mathbf{d}}$ kreśli ósemki na jednostkowej sferze [69].



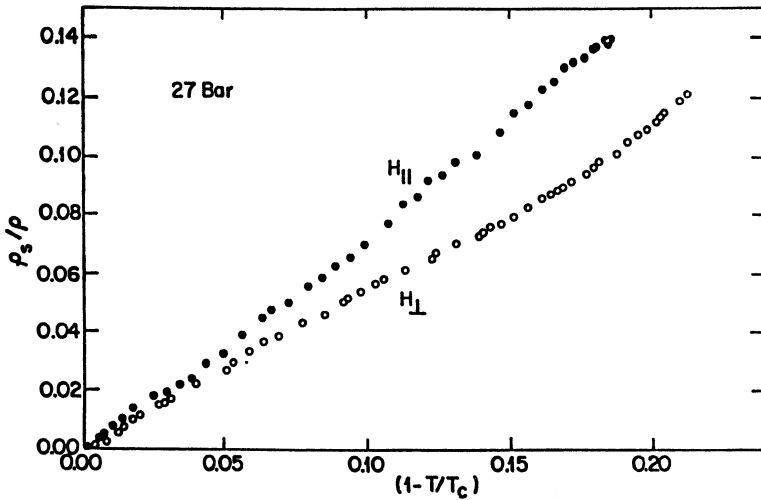
Rys. 15. Swobodna precesja wektora spinu i wektora $\hat{\mathbf{d}}$ wywołana przez niewielki impuls wzbudzający, wynikająca z równania Leggetta.

Za pomocą tej pięknej teorii dynamiki parametru porządku Leggett obliczył przesunięcie częstości dla poprzecznego (zwykłego) NMR zarówno dla stanu ABM, jak też i dla stanu Baliana-Werthamera (BW). Obliczenie przesunięcia częstości dla stanu ABM daje zależność pitagorejską $\omega^2 - \omega_0^2 = \Omega_A^2(T)$ znalezioną w czasie odkrycia. Stan BW nie wykazuje żadnego przesunięcia częstości poprzecznej, także w zgodzie z doświadczeniem. Równania ruchu Leggetta przewidują również istnienie podłużnego rezonansu zarówno dla stanu ABM, jak też i dla stanu BW. Doświadczenia z podłużnym rezonansem przeprowadza się przez zorientowanie cewki częstości radiowej równoległe do przyłożonego stałego pola magnetycznego \mathbf{H}_0 tak, że $\mathbf{H}_{\text{rf}} \parallel \mathbf{H}_0$. Dla przypadku zwykłego (poprzecznego) NMR mamy $\mathbf{H}_{\text{rf}} \perp \mathbf{H}_0$. Podczas omawiania naszych doświadczeń, które doprowadziły do odkrycia, zastanawialiśmy się nad tą możliwością dla fazy A na podstawie zależności pitagorejskiej, z której wynikało istnienie wewnętrznego pola, prostopadłego do przyłożonego pola zewnętrznego (patrz rys. 8). Nie mieliśmy pojęcia, że faza B może również wykazywać podłużny rezonans magnetyczny. Sygnał podłużnego rezonansu został zaobserwowany przez Osheroffa i Brinkmana [70] w Laboratoriach Bella zarówno dla fazy A, jak i B. Później obserwowaliśmy podłużny rezonans magnetyczny w fazie A na Cornellu [71]. (Typowe częstości dla podłużnego rezonansu dochodzą do około 100 kHz w fazie A ^3He dla ciśnienia topnienia). Częstość podłużna w A ^3He , $\Omega_A(T)$, jest związana z częstością podłużną w fazie B ^3He , $\Omega_B(T)$, zależnością

$$\left[\frac{\Omega_B(T)}{\Omega_A(T)} \right]^2 = \frac{5 \chi_B}{2 \chi_A} .$$

Sygnały podłużne zaobserwowali również Webb i in. [72] dzięki przyłożeniu impulsu schodkowego w stałym polu i obserwacji podłużnej częstości radiowej detektorem SQUID.

Ważną cechą, która różni nadciekły ^3He od bardziej konwencjonalnych nadprzewodników i nadciekłego ^4He jest obecność wewnętrznych stopni swobody parametru porządku. Dotychczas dyskutowaliśmy głównie spinowe stopnie swobody i ich związek z pomiarami NMR. Obserwacje ujawniły również różne interesujące zjawiska związane z orbitalnymi stopniami swobody. Na przykład anizotropia orbitalna w fazie A prowadzi do anizotropowych właściwości przepływu. Mermin i Ho [73] pokazali, że zupełnie odmieenia to charakter skwantowanego przepływu, prowadząc do nowego mechanizmu zaniku prądu nadciekłego. Anizotropia gęstości fazy nadciekłej została odkryta przez Bertholda, Giannette, Smitha i Reppy'ego [74] w Cornellu przy zastosowaniu metody wahadła torsyjnego. Rysunek 16 przedstawia ich wyniki dla dwóch orientacji fazy A, otrzymane przez przyłożenie zewnętrznego pola magnetycznego w odpowiednim kierunku.



Rys. 16. Anizotropia gęstości fazy nadciekłej wyznaczona w pomiarach za pomocą wahadła torsyjnego przez Bertholda, Giannette, Smitha i Reppy'ego [74]. Widoczne są dwie różne orientacje parametru porządku, które określa przyłożone pole magnetyczne poprzez oddziaływanie dipolowe.

Dziedzina, w którą zaangażowaliśmy się szczególnie aktywnie, były badania rozchodzenia się dźwięku w nadciekłym ^3He . Jak wspomnieliśmy wcześniej, mechanizmy tłumienia dźwięku w fazie nadciekłej są związane głównie z rozrywaniem par, kiedy $\hbar\omega_a \geq 2\Delta$ (gdzie ω_a – częstość dźwięku), i z modami kolektywnymi odpowiadającymi wewnętrznym drganiom par Coopera. Ponieważ modami tymi rządzi makroskopowy parametr porządku, pary Coopera są wzbudzone spójnie i dlatego drgają w fazie. Mody drgania par, sprzężone z fluktuacjami gęstości, mogą być pobudzone przez fale dźwiękowe. Mody kolektywne są analogiczne do wzbudzonych stanów atomów, ale dla przypadku nadciekłego ^3He cała próbka cieczy bierze udział w ruchu kolektywnym, stanowiąc spektakularny przykład sukcesu kwantowej mechaniki Londona w skali makroskopowej, tym razem związanej z orbitalnymi wewnętrznymi stopniami swobody.

Przerwa energetyczna w fazie A ^3He ma dwa węzły odpowiadające przecięciu osi $\hat{\ell}$ z powierzchnią Fermiego. Zatem rozrywanie par może zachodzić w tych punktach aż do zera bezwzględnego. Częstości drgań własnych par wykazują anizotropię w nadciekłej fazie A ^3He . Istotnie, pierwszy dowód anizotropii orbitalnej w A ^3He otrzymano we wczesnych eksperymentach ultradźwiękowych Lawsona i in. [75] oraz Roacha i in. [76]. Faza B z kolei ma izotropową przerwę energetyczną, a więc rozpad par zachodzi tylko powyżej skończonego progu, zwanego krawędzią rozrywania par. Zatem możliwe jest badanie modów kolektywnych w fa-

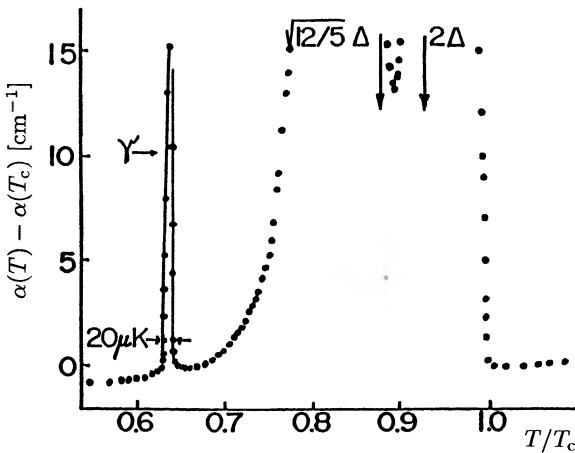
zie B ${}^3\text{He}$ bez komplikacji związanych z rozrywaniem par dopóty, dopóki energia kwantu dźwięku $\hbar\omega_a$ jest mniejsza od 2Δ . W najniższych temperaturach liczba wzbudzonych kwazicząstek maleje, tak więc poszerzenie wzbudzeń kolektywnych spowodowane zderzeniami między kwazicząstkami można prawie całkowicie zaniedbać. Zatem można się spodziewać bardzo wąskich linii pochłaniania dźwięku, związanych ze wzbudzeniami kolektywnymi w nadciekłej fazie B ${}^3\text{He}$. One też najlepiej ilustrują analogię pomiędzy drganiami par i wzbudzonymi stanami atomowymi.

Nasze późniejsze doświadczenia ultradźwiękowe wykorzystywały do chłodzenia ciekłego ${}^3\text{He}$ do fazy nadciekłej metodę adiabatycznej demagnetyzacji jądrowej. Współczesne doświadczenia z nadciekłym ${}^3\text{He}$ wykorzystują tę metodę chłodzenia. Zapoczątkował ją Nicholas Kurti ze współpracownikami na Uniwersytecie Oksfordzkim [77], ale pierwszy raz użyta była do chłodzenia ciekłego ${}^3\text{He}$ przez Johna Goodkinda i jego studentów na Uniwersytecie Kalifornijskim w San Diego [78]. Adiabatyczną demagnetyzację jądrową wiązki przewodów lub płytek miedzianych w celu chłodzenia ciekłego ${}^3\text{He}$ daleko w zakres nadciekłości rozwinął jako metodę standardową Olli Lounasmaa ze swą grupą na Politechnice Helsińskiej [79]. Zaletą tej metody jest dostępność ciśnień poniżej punktu topnienia ciekłej próbki ${}^3\text{He}$, podobnie jak w przypadku adiabatycznej demagnetyzacji soli paramagnetycznych, ale umożliwiła ona też osiągnięcie znacznie niższych temperatur (dużo poniżej 1 mK). Aby pokonać duży graniczny opór cieplny pomiędzy próbką ${}^3\text{He}$ i wiązką miedzi, umieszczono wewnątrz komory ${}^3\text{He}$ wymiennik ciepła ze spiekanego srebra o bardzo dużej powierzchni, który wtopiono w ściankę komory.

Dwa wzbudzenia kolektywne, które badaliśmy w nadciekłej fazie B, zwane są urojonym i rzeczywistym modem ściskającym. Odpowiadają one dwóm różnym typom okresowych odkształceń przerwy energetycznej. Te mody badali teoretycznie jako pierwsi Wölffe [80], Serene [81] i Maki [82]. Oba odpowiadają całkowitemu momentowi pędu $J = 2$, w odróżnieniu od stanu podstawowego o $J = 0$, związanego z parametrem porządku fazy B. Zaniedbujemy efekt obrotu o 104° współrzędnych spinowych stanu podstawowego w stosunku do współrzędnych orbitalnych, ponieważ jest on nieistotny dla naszych badań ultradźwiękowych. Rzeczywisty mod ściskający sprzęga się z dźwiękiem o wiele słabiej niż urojony. Mody te są wzbudzane przez ultradźwięki o częstościach danych przez następujące wyrażenia:

$$\hbar\omega_a = \begin{cases} \sqrt{\frac{12}{5}}\Delta(T) & \text{urojony mod ściskający,} \\ \sqrt{\frac{8}{5}}\Delta(T) & \text{rzeczywisty mod ściskający.} \end{cases}$$

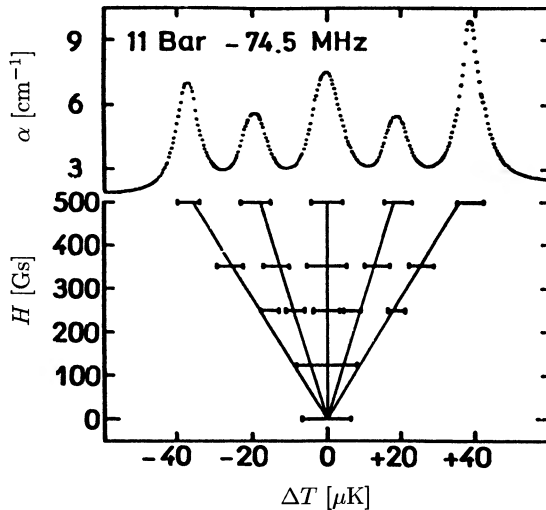
W tym doświadczeniu używano kwarcowych, piezoelektrycznych przetworników dźwięku pobudzanych przy częstościach harmonicznych w zakresie pomiędzy 40 i 120 MHz tak, że kształt linii pochłaniania dźwięku musiał być wyznaczony przez przemiatanie $\Delta(T)$, czyli przez zmianę temperatury, a nie przez przemiatanie częstości. Pomiary tłumienia dźwięku były przeprowadzone w Cornellu przez Giannettę i in. [83]. Wykorzystując dane uzyskane na Cornellu pokazano na rys. 17 zależność tłumienia dźwięku od temperatury dla pełnego zakresu temperatury. Wyraźnie widoczne są trzy dobrze odróżnialne maksima. W najwyższej temperaturze widać szerokie maksimum związane z rozrywaniem par. Środkowe maksimum odpowiada urojonemu modowi ściskającemu. Tłumienie dla tych dwóch maksimów wysokotemperaturowych jest tak duże, że nie można go było zmierzyć w naszym doświadczeniu. Małe, bardzo wąskie maksimum niskotemperaturowe jest związane z rzeczywistym modem ściskającym. Mała amplituda tego maksimum jest bezpośrednio związana ze słabym sprzężeniem rzeczywistego modu ściskającego z dźwiękiem. Obserwacje rzeczywistego modu ściskającego prowadzili Mast i in. [84] oraz w tym samym czasie Giannetta i in.



Rys. 17. Wykres tłumienia ultradźwięku w fazie nadciekłej B ^3He , pokazujący (od prawej): maksimum związane z rozrywaniem par, z urojonym modem ściskającym i z rzeczywistym modem ściskającym (najwyższe) [83]. Bardzo silne tłumienie związane z rozrywaniem par i urojonym modem ściskającym sprawiło, że obserwacja wierzchołków krzywej była niemożliwa. Dane zbierane były przy stałej częstości dźwięku, podczas zmiany temperatury.

Rzeczywisty i urojony mod ściskający wywołują widowiskowe zjawiska w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Ujawniły się one po raz pierwszy w doświadczeniach Avenela, Varoquaux i Ebisawy [85] dla rzeczywistego modu

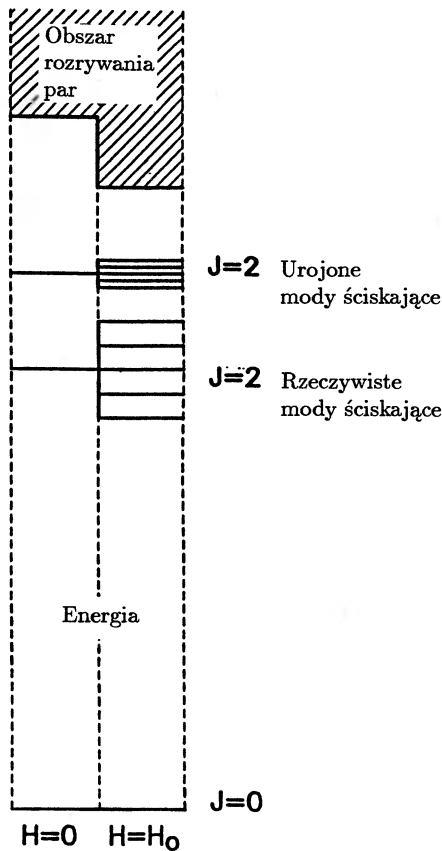
ściskającego, który wykazywał pięciokrotne rozszczepienie zeemanowskie, odpowiadające wzbudzonemu stanowi o $J = 2$, proporcjonalne do natężenia pola dla małych pól, jak pokazuje rys. 18. Podobne pięciokrotne rozszczepienie dla modu urojonego zostało zaobserwowane w Cornellu przez Movshovicha i in. [86] przy użyciu specjalnych metod. Rozszczepienia obu modów były przewidziane po raz pierwszy przez Tewordta i Schopohla [87]. Na rysunku 19 przedstawione jest widmo pokazujące schematycznie te mody. Lewa strona rysunku pokazuje widmo próbki dla nadciężkiej fazy B ^3He w zerowym polu zewnętrznym, a strona prawa pokazuje pięciokrotne rozszczepienie modu wzbudzonego o $J = 2$ w polu magnetycznym. Te widma stanowią spektakularne przykłady tego, jaką rolę grają zarówno magnetyczne, jak też orbitalne stopnie swobody w stanie wzbudzonej funkcji falowej pary. Zjawiska te są kolejnym potwierdzeniem mechaniki kwantowej Londona na skalę makroskopową, tym razem dla modów wzbudzonych, które jednocześnie obejmują spinowe i orbitalne stopnie swobody.



Rys. 18. Rozszczepienie rzeczywistego modu ściskającego w polu magnetycznym, obserwowane przez Avenela, Varoquaux i Ebisawę [85]. Widoczne są również maksima tłumienia dla dźwięku rozchodzącego się poprzecznie do pola magnetycznego.

5. Niektóre ważne kierunki rozwoju

Nadciężły ^3He jest złożonym i pięknym układem, gdzie wewnętrzne stopnie swobody grają znaczną rolę, prowadząc do dużej liczby zjawisk nie spotykanych w konwencjonalnym nadprzewodnictwie o falach typu s lub w nadciężłym ^4He .



Rys. 19. Schematyczny wykres pokazujący wzbudzenia kolektywne nadciekłej fazy $B\ ^3\text{He}$, omawiane w tekście. Lewa strona wykresu pokazuje widmo bez pola magnetycznego. Pokazana jest pięciokrotna degeneracja rzeczywistych i urojonych modów ściskających o $J = 2$. Widać również krawędź rozrywania par, która z grubsza jest analogiczna do energii jonizacji atomu. Prawa strona wykresu pokazuje pięciokrotne rozszczepienie Zeemana wzbudzeń kolektywnych. Czynniki g urojonego modu ściskającego jest mniejszy od g odpowiadającego rzeczywistemu modowi ściskającemu. Krawędź rozrywania par w polu magnetycznym występuje przy niższej energii częściowo w wyniku odkształcenia przerwy energetycznej.

W odróżnieniu od konwencjonalnych nadprzewodników, tworzenie się par jest procesem wewnętrznym, a nie zależnym od wymiany fononów poprzez sieć jonową. Złożony wykres fazowy uwidacznia trzy różne fazy nadciekle ciekłego ^3He , każda o różnych, sobie właściwych cechach. Omawialiśmy już, jak idea Londona mechaniki kwantowej na skalę makroskopową stosuje się do pomiarów NMR i do badań nad modami kolektywnymi wzbudzonymi przez dźwięk. Interesujące zjawiska, badane w innych dziedzinach fizyki fazy skondensowanej, obserwowano rów-

niez w nadciekłym ^3He . Wspomnieliśmy przelotnie o właściwościach przepływu anizotropowego, związanych z anizotropią przerwy energetycznej i węzłami tej przerwy w fazach A i A_1 . Należy dodać, że satelitarne linie NMR w fazie A ^3He , po raz pierwszy dostrzeżone w rezonansie podłużnym przez Avenela i in. [88], a w rezonansie poprzecznym przez Goulda i Lee [89], interpretowano [90] jako solitony, przypominające cienkie ścianki domenowe, gdzie kierunki wektorów $\hat{\ell}$ oraz \hat{d} gwałtownie się zmieniają.

Zjawisko drugiego dźwięku, odkryte pierwotnie w nadciekłym ^4He , zostało zaobserwowane przez Corrucciniego i Osheroffa [91] w fazie A_1 w nadciekłym ^3He , gdzie powodowało rozprzestrzenianie się ciepła w sposób przypominający falę i jednocześnie propagację fali gęstości spinowej. Było to związane z faktem, że gęstość fazy nadciekłej w modelu dwucieczowym obejmuje tylko pary o spinach skierowanych do góry. Ponieważ pary o spinach w dół nie wchodzi do parametru porządku fazy A_1 , gęstość kwazicząstek o spinach w dół, zawartych w cieczy normalnej, pozostaje duża w najniższych temperaturach. Warunek ten nie jest spełniony dla faz A i B, gdzie drugi dźwięk jest bardzo stłumiony ze względu na stosunkowo małą gęstość cieczy normalnej. Zgodnie z modelem dwucieczowym ciepło jest związane z gęstością cieczy normalnej. Podobna do fali propagacja ciepła pociągałaby za sobą istnienie naprzemiennych rejonów o dużej gęstości cieczy normalnej i nadcieczy, prowadząc do propagacji fali spinowej.

W ostatnich latach badania nadciekłego ^3He były prowadzone w wirujących kriostatach na Cornellu, Politechnice Helsińskiej, Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley i ostatnio Uniwersytecie w Manchesterze. Badania nad trwałymi prądami w nadciekłych fazach A ^3He i B ^3He prowadzone przez Johna Reppy'ego i jego współpracowników na Cornellu, dostarczyły ostatecznych dowodów na to, że obie ciecze są rzeczywiście nadciekle [92,93]. Duża złożoność nadciekłego ^3He prowadzi do bogatej różnorodności powstawania wirów, co stanowiło w ostatnich latach główny przedmiot badań w Helsinkach. Dzięki ogromnemu wysiłkowi doświadczalnemu i teoretycznemu są oni na dobrej drodze do sklasyfikowania i zrozumienia fascynującego zachowania się wirów [94,95]. Także Richard Packard i jego współpracownicy badali wiry w fazie B ^3He używając metody drgającego drucika, rozwiniętej przez Vinena [96] dla nadciekłego ^4He , i pokazali bezpośrednio, jaką rolę grają pary Coopera w wirach [97]. Dużego postępu dokonali również fizycy w Instytucie Kapicy w Moskwie. Udało im się ustabilizować duży obszar nadciekłego ^3He ze spinami, które podlegają jednorodnej precesji o stałej częstości mimo obecności znaczącego gradientu pola magnetycznego. Spinowe superprądy grają podstawową rolę w powstawaniu tych domen, ulegających jednorodnej precesji. Jednym z najważniejszych rezultatów, które wynikły z tej pracy, były obserwacje zjawiska Josephsona, związanego z prądami spinowymi [98].

Badania nadciekłego ${}^3\text{He}$ mogą wywrzeć pewien wpływ na analizę nadprzewodnictwa egzotycznego [99]. W szczególności, sugerowano złożone (nie typu s) parametry porządku dla ciężkich fermionów i nadprzewodników wysokotemperaturowych. W tym ostatnim przypadku niektóre ostatnio przeprowadzone pomiary tunelowe [100] i magnetometryczne [101] dostarczyły nieodpartego dowodu, że w wysokotemperaturowych nadprzewodzących związkach miedzi mogą tworzyć się pary typu d. W różnych laboratoriach na całym świecie prowadzone są prace weryfikujące ten rezultat. Jeżeli chodzi o nadprzewodniki ciężkofermionowe, to UPt_3 okazał się bardzo obiecującym kandydatem dla obserwacji procesu tworzenia się par o $\ell > 0$ [99,102]. Ma on złożony wykres fazowy z kilkoma fazami nadprzewodzącymi, jak też własności termiczne, które są zgodne z węzłami przewidywanymi.

Metody chłodzenia i pomiaru temperatury rozwinięte przez laboratoria na całym świecie podczas badań nadciekłego ${}^3\text{He}$ okazały się już bardzo przydatne. Na przykład przemiany fazowe w nadciekłym ${}^3\text{He}$ wzdłuż krzywej topnienia mogą służyć jako termometryczne punkty stałe. Metoda adiabatycznej demagnetyzacji jądrowej została użyta na Politechnice Helsińskiej do badań jądrowego uporządkowania magnetycznego ciał stałych w submikrokelwinowym zakresie temperatur [103].

W dziedzinie astrofizyki teoretyczne badania bogatych w neutrony wnętrza gwiazd neutronowych wskazują na możliwość istnienia tam parametru porządku o stanie podstawowym typu ${}^3\text{P}_2$ nadciekłych neutronów [104]. W dodatku nadciekły ${}^3\text{He}$ może służyć jako modelowy układ dla procesów we wczesnym Wszechświecie. Gregory Volovik [105] był szczególnie aktywny w dostrzeganiu analogii pomiędzy fazami ciekłego ${}^3\text{He}$ i fazami próżni we wczesnym Wszechświecie. Kiedy Wszechświat się ochładzał, przechodził transformację (przemiany fazowe z naruszeniem symetrii) od bezkształtnego, gorącego Wszechświata do obecnego. Wykonano już pewne prace doświadczalne w nadciekłym ${}^3\text{He}$, aby prześledzić tę analogię [106-108].

6. Uwagi końcowe

Nadciekły ${}^3\text{He}$ dostarczył ogromnej przyjemności wszystkim zajmującym się tą dziedziną. Rola wewnętrznych stopni swobody par Coopera nadała nowego znaczenia propozycji Londona, który twierdził, że mechanika kwantowa w skali makroskopowej może opisywać nadciekłość.

W dodatku, badania nad tą egzotyczną nadcieczą stymulowały badaczy z innych, różnorodnych dziedzin. Omawialiśmy już, w jaki sposób badania nadciekłego ${}^3\text{He}$ mogą być powiązane z nadprzewodnictwem wysokotemperaturowym,

nadprzewodnictwem ciężkich fermionów i ciekłymi kryształami w fizyce fazy skondensowanej. W nadciekłym ^3He zaobserwowano również przykłady zachowania solitonowego. Metoda NMR użyta w naszych doświadczeniach była jednym z pierwszych zastosowań obrazowania za pomocą rezonansu magnetycznego, szeroko przyjętej obecnie metody diagnostycznej w medycynie i biologii.

Zjawiska zachodzące w nadciekłym ^3He mogą się również odnosić do astrofizyki. Stany typu par p w nadciekłym ^3He mogą mieć swój odpowiednik w możliwych stanach par tworzonych w gwiazdach neutronowych. Nadciekła przemiana fazowa w ^3He może również służyć jako model dla przejść, które zachodziły we wczesnym Wszechświecie.

Można przyjąć punkt widzenia, że znaczenie danej dziedziny badań jest zależne od jej wpływu na inne obszary nauki. Mimo że nadciekły ^3He istnieje w trudnym obszarze temperatur, osiągalnym tylko dzięki wyspecjalizowanym metodom, zarówno te techniki, jak i rezultaty badań nadciekłego ^3He miały istotnie ważny wpływ na różne dziedziny badań.

Jesteśmy niezmiernie wdzięczni Narodowej Fundacji Nauki za wspieranie naszego programu badawczego przez ponad 36 lat. Korzystaliśmy również z pomocy Agencji Zaawansowanych Projektów Badań przez krótszy, ważny okres czasu, gdy przeprowadzaliśmy niektóre z najbardziej porywających doświadczeń, opisanych tutaj.

Tłumaczyła *Magdalena Załuska-Kotur*

Instytut Fizyki PAN
i Szkoła Nauk Ścisłych
Warszawa

Literatura

- [1] H. Kamerlingh Onnes, *Versl. Wis. Nat. Afd. Kon. Akad. Wet. Amsterdam* **11**, 168 (1908).
- [2] H. Kamerlingh Onnes, *Leiden Comm.* **1226**, 124c (1911), Suppl. **35** (1913).
- [3] F. Simon, *Nature* **133**, 529 (1934).
- [4] K.R. Atkins, *Liquid Helium* (Cambridge University Press, Cambridge 1959), s. 2.
- [5] W.H. Keesom, K. Clusius, *Versl. Wis. Nat. Afd. Kon. Akad. Wet. Amsterdam* **35**, 307 (1932); W.H. Keesom, A.P. Keesom, *Versl. Wis. Nat. Afd. Kon. Akad. Wet. Amsterdam* **35**, 736 (1932).
- [6] J.G. Daunt, K. Mendelssohn, *Proc. Roy. Soc. A* **170**, 423, 439 (1939).
- [7] P.L. Kapitza, *Nature* **141**, 74 (1938), P.L. Kapitza, *J. Phys. (USSR)* **4**, 181 (1941).
- [8] J.F. Allen, H. Jones, *Nature* **141**, 75 (1938); *Proc. Camb. Phil. Soc.* **34**, 299 (1938).
- [9] L.D. Landau, *J. Phys. (USSR)* **5**, 71 (1941).
- [10] L. Tisza, *J. Phys. Radium* **1**, 165, 350 (1940).

- [11] E.L. Andronikashvili, *J. Phys. (USSR)* **10**, 201 (1946).
- [12] V.J. Peshkov, *J. Phys. (USSR)* **8**, 381 (1944).
- [13] F. London, *Superfluids*, t. II (John Wiley and Sons, Inc., New York 1954).
- [14] V.L. Ginzburg, L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
- [15] E. Maxwell, *Phys. Rev.* **78**, 477 (1950).
- [16] C.A. Reynolds, B. Serin, W.H. Wright, L.B. Nesbitt, *Phys. Rev.* **78**, 487 (1950).
- [17] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [18] L.N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
- [19] F. London, H. London, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **149**, 71 (1935).
- [20] F. London, *Superfluids*, t. I (John Wiley and Sons Inc., New York 1950).
- [21] B.S. Deaver, W.M. Fairbank, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 43 (1961).
- [22] R. Doll, M. Näbauer, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 51 (1961).
- [23] B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [24] L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1956), *Sov. Phys. JETP* **3**, 920 (1957);
L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 59 (1957), *Sov. Phys. JETP* **5**, 101 (1957).
- [25] J.C. Wheatley, w: *Progress in Low Temp. Physics*, t. VI, red. C.J. Gorter (North-Holland Publishing, Amsterdam 1966), s. 183.
- [26] B.E. Keen, P.W. Mathews, J. Wilks, *Phys. Lett.* **5**, 5 (1963).
- [27] W.R. Abel, A.C. Anderson, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 74 (1966).
- [28] L.P. Pitaevskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 1794 (1959), *Sov. Phys. JETP* **10**, 1267 (1960).
- [29] V.J. Emery, A.M. Sessler, *Phys. Rev.* **119**, 43 (1960).
- [30] P.W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
- [31] R. Balian, N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
- [32] A. Layzer, D. Fay, *Int. J. Magn.* **1**, 135 (1971).
- [33] E.R. Grilly, E.F. Hammel, S.G. Sydorjak, *Phys. Rev.* **75**, 1103 (1949).
- [34] D.M. Lee, H.A. Fairbank, *Phys. Rev.* **115**, 1359 (1959).
- [35] D.M. Lee, H.A. Fairbank, E.J. Walker, *Phys. Rev.* **121**, 1258 (1961).
- [36] W.P. Halperin, C.N. Archie, F.B. Rasmussen, R.A. Buhrman, R.C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 927 (1974).
- [37] I. Pomeranchuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 919 (1950).
- [38] G.E. Straty, E.D. Adams, *Rev. Sci. Instr.* **40**, 1393 (1969).
- [39] P.M. Tedrow, D.M. Lee, *Phys. Lett.* **9**, 193 (1964).
- [40] E.P. Lipschultz, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1017 (1965).
- [41] E.R. Grilly, S.G. Sydorjak, R.L. Mills, w: *Helium Three*, red. J.G. Daunt (Ohio State University Press, Columbus, Ohio 1960), s. 120.
- [42] H.E. Hall, P.J. Ford, K. Thompson, *Cryogenics* **6**, 80 (1966).
- [43] J.C. Wheatley, R.E. Rapp, R.T. Johnson, *J. Low Temp. Phys.* **4**, 1 (1971).
- [44] J.R. Sites, D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 836 (1969).
- [45] Yu.D. Anufriyev, *Sov. Phys. JETP Letters* **1**, 155 (1965).
- [46] R.T. Johnson, R. Rosenbaum, O.G. Symko, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 449 (1969).
- [47] J.C. Wheatley, wiadomość prywatna.
- [48] D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
- [49] P.C. Lauterbur, *Nature* **242**, 190 (1973).
- [50] D.D. Osheroff, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1972).
- [51] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1227 (1972).

- [52] A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
- [53] A.J. Leggett, *J. Phys. C* **6**, 3187 (1973).
- [54] A.J. Leggett, *Ann. Physics (New York)* **85**, 11 (1974).
- [55] D.M. Lee, *Proc. 13th Int. Conf. on Low Temperature Physics, Boulder, Colorado*, t. 2 (Plenum Press, 1972), s. 25.
- [56] D.D. Osheroff, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Proc. 13th Int. Conf. on Low Temperature Physics, Boulder, Colorado*, t. 2 (Plenum Press, 1972), s. 134.
- [57] T.A. Alvesalo, Yu.D. Anufriyev, H.K. Collan, O.V. Lounasmaa, P. Wennerström, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 962 (1973).
- [58] A. Yanof, J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 631, 1030: erratum (1974).
- [59] H. Kojima, D.N. Paulson, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 141 (1974).
- [60] D.T. Lawson, W.J. Gully, S. Goldstein, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 541 (1973).
- [61] R.A. Webb, T.J. Greytak, R.J. Johnson, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 210 (1973).
- [62] D.D. Osheroff, praca doktorska (Cornell University, 1973); W.J. Gully, D.D. Osheroff, D.J. Lawson, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. A* **8**, 1633 (1973).
- [63] V. Ambegaokar, N.D. Mermin, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 81 (1973).
- [64] D.T. Lawson, H.M. Bozler, D.M. Lee, w: *Quantum Statistics and the Many Body Problem*, red. S.B. Trickey, W.P. Kirk, J.W. Duffy (Plenum Press, New York 1975), s. 19.
- [65] D.N. Paulson, H. Kojima, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1098 (1974).
- [66] V. Ambegaokar, P.G. de Gennes, D. Rainer, *Phys. Rev. A* **9**, 2676 (1974); erratum: **12**, 345 (1975).
- [67] P.W. Anderson, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973).
- [68] D. Rainer, J.W. Serene, *Phys. Rev. B* **13**, 4745 (1976).
- [69] D.M. Lee, R.C. Richardson, w: *The Physics of Liquid and Solid Helium*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson (John Wiley and Sons, New York 1978), s. 287.
- [70] D.D. Osheroff, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 584 (1974).
- [71] H.M. Bozler, M.E.R. Bernier, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 875 (1974).
- [72] R.A. Webb, R.L. Kleinberg, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 145 (1974).
- [73] N.D. Mermin, T.L. Ho, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 594 (1976); erratum: **36**, 832 (1976).
- [74] J.E. Berthold, R.W. Giannetta, E.N. Smith, J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1138 (1976).
- [75] D.T. Lawson, H.M. Bozler, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 121 (1975).
- [76] P.R. Roach, B.M. Abraham, P.D. Roach, J.B. Ketterson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 715 (1975).
- [77] N. Kurti, F.N. Robinson, F. Simon, D.A. Spohr, *Nature* **178**, 450 (1956).
- [78] J.M. Dundon, D.L. Stofa, J. Goodkind, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 843 (1973).
- [79] A.I. Ahonen, M.T. Haikala, M. Krusius, O. V. Lounasmaa, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 628, 1595 (1974).
- [80] P. Wölfle, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1169 (1973); **31**, 1437 (1973).
- [81] J.W. Serene, praca doktorska (Cornell University, 1974).
- [82] K. Maki, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 465 (1974).
- [83] R.W. Giannetta, A. Ahonen, E. Polturak, J. Saunders, E.K. Zeise, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 262 (1980).
- [84] D.B. Mast, B.K. Sarma, J.R. Owers-Bradley, I.D. Calder, J.B. Ketterson, W.P. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 266 (1980).

- [85] O. Avenel, E. Varoquaux, H. Ebisawa, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1952 (1980).
- [86] R. Movshovich, E. Varoquaux, N. Kim, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1732 (1988).
- [87] L. Tewordt, N. Schopohl, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 421 (1979); N. Schopohl, L. Tewordt, *J. Low Temp. Phys.* **45**, 67 (1981).
- [88] O. Avenel, M.E. Bernier, E.J. Varoquaux, C. Vibet, w: *Proc. 14th Int. Conf. on Low Temp. Physics*, red. M. Krusius, M. Vuorio (North Holland, Amsterdam 1975), s. 429.
- [89] C.M. Gould, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1223 (1976).
- [90] K. Maki, P. Kumar, *Phys. Rev. B* **16**, 182 (1977).
- [91] L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2029 (1980).
- [92] P.L. Gammel, H.E. Hall, J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 121 (1984).
- [93] P.L. Gammel, T.L. Ho, J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2708 (1985).
- [94] M.M. Salomaa, G.E. Volovik, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 533 (1987).
- [95] P.J. Hakonen, M. Krusius, M.M. Salomaa, J.T. Simola, Yu.M. Bunkov, V.P. Mineev, G.E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1362 (1983); P.J. Hakonen, M. Krusius, H.K. Seppälä, *J. Low Temp. Phys.* **60**, 187 (1985).
- [96] W.F. Vinen, *Proc. Roy. Soc. A* **260**, 218 (1961).
- [97] J.C. Davis, J.D. Close, R. Zieve, R.E. Packard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 329 (1991).
- [98] A.S. Borovik-Romanov, Yu. Bunkov, V.V. Dmitriev, Yu.M. Mukharsky, D.A. Sergatskov, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1631 (1989); A.S. Borovik-Romanov, Yu.M. Bunkov, A. de Vaard, V.V. Dmitriev, V. Makrotsieva, Yu.M. Mukharskii, D.A. Sergatskov, *Sov. Phys. JETP Letters* **47**, 478 (1988).
- [99] M. Sigrist, K. Ueda, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 239 (1991).
- [100] D.A. Wollman, D.J. Van Harlingen, W.C. Lee, D.M. Ginsberg, A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).
- [101] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, L.S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, T.Z. Sun, M.B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
- [102] S.-W. Lin, C. Jin, H. Zhang, J.B. Ketterson, D.M. Lee, D.J. Hinks, M. Levy, B.K. Sarma, *Phys. Rev. B* **49**, 10001 (1994).
- [103] A.S. Oja, O.V. Lounasmaa, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 1 (1997).
- [104] J.A. Sauls, D. Stein, J.W. Serene, *Phys. Rev. D* **25**, 967 (1982).
- [105] G. Volovik, *Exotic Properties of Superfluid ^3He* (World Scientific, Singapore 1992).
- [106] V.M.H. Ruutu, V.B. Eltsov, A.J. Gill, T.W.B. Kibble, M. Krusius, Yu.G. Makhlin, B. Placais, G.E. Volovik, W. Xu, *Nature* **382**, 334 (1996).
- [107] G. Bäuerle, Yu.M. Bunkov, S.N. Fisher, H. Godfrin, G.R. Pickett, *Nature* **382**, 332 (1996).
- [108] T.D.C. Bevan, A.J. Manninen, J.B. Ċok, J.R. Hook, H.E. Hall, T. Vachaspati, G.E. Volovik, posłane do druku w *Nature*.

RÓŻNE

Colin Jack*

Oxford, Wielka Brytania

Sherlock Holmes bada paradoks EPR**

Sherlock Holmes investigates the EPR paradox

Abstract: The Einstein-Podolsky-Rosen paradox is the central unresolved problem of quantum theory. Dr Watson relates how Sherlock Holmes might have tackled it.

1. Wstęp

– Problem nie wygląda zbyt dramatycznie, panie Holmes. Trudno go porównywać z morderstwem czy porwaniem dziecka. Ale zbił z tropu najlepsze mózgi w naszym wydziale analitycznym. Chemicy drapią się w głowy, a nasz fizyk oznajmił, że to najdziwniejsza rzecz, z jaką się spotkał. Oto przyczyna naszych zmartwień – Lestrade wyjął kartę loterii z kieszeni swojego policyjnego munduru. Na wierzchu karty był rysunek kota, którego oczy były zasłonięte cienką warstwą złotej folii. Na każdym oku było zdrapane małe kółko, uwidaczniające czarną plamkę na jednym oku i białą na drugim. Na odwrocie karty była instrukcja loterii (rys. 1).

*Colin Jack uzyskał wykształcenie w zakresie fizyki matematycznej. Mieszka w Oksfordzie i walczy z wiatrakami oraz establishmentem naukowym (przyp. red. *Physics World*).

**Artykuł, opublikowany w *Physics World* 8, nr 4, 39 (1995), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. This piece first appeared in the April 1995 issue of *Physics World*. It is included, with 11 similar stories, in *The Strange Case of Mrs Hudson's Cat, And Other Science Mysteries Solved by Sherlock Holmes*, published by Addison-Wesley.] (przyp. Red.).

– Takie karty pojawiły się ostatnio w kioskach w całym Londynie – powiedział Lestrade. – Można je kupić za szylinga i są rodzajem loterii błyskawicznej.

– Widzę, że ktoś wygrał mając tę kartę – skomentowałem. Chcąc wykazać, że jestem nie mniej bystry od Holmesa, dokonałem prostych obliczeń i postawiłem swoją diagnozę. – Można wybierać z 16 par sąsiednich plamek, ale są tylko 4 miejsca, gdzie pojawiają się obok siebie czarna i biała plamka. Szansa wygranej wynosi więc $4/16$, czyli jedna na cztery. Na każde cztery wydane szylingi wygramy średnio pięć szylingów. Cóż, wygląda na to, że spółka prowadząca tę loterię chce rozdawać pieniądze.

Lestrade uśmiechnął się. – Rzeczywiście, doktorze Watson, wszyscy ludzie w tym mieście, równie wnikliwi jak pan, doszli do tego samego wniosku i karty sprzedają się jak ciepłe bułeczki. Przestanie pan się jednak dziwić, gdy dowie się, że w praktyce szanse nie są tak korzystne. W Scotland Yardzie przetestowaliśmy dużą liczbę kart kupionych losowo i okazało się, że rzeczywista szansa wygranej wynosi jeden do siedmiu. Spółka zapewniła sobie spory zysk.

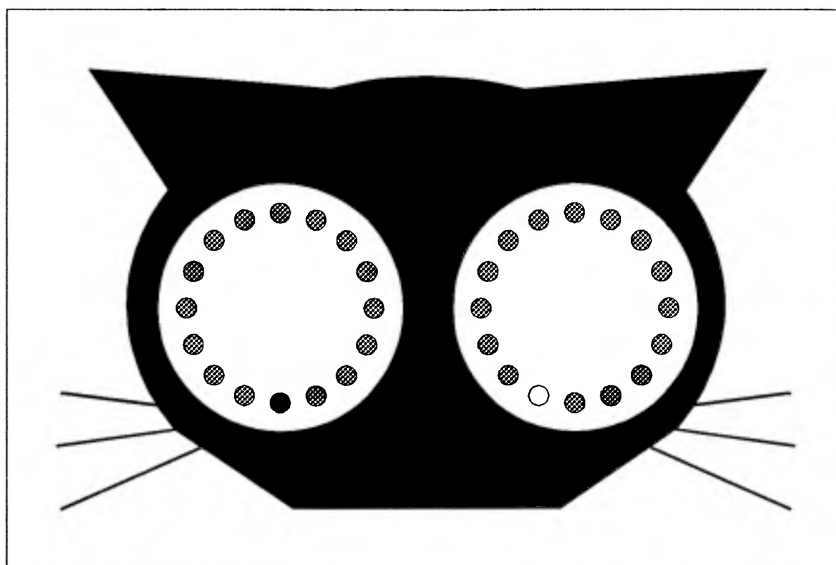
Sherlock Holmes zmarszczył brwi. – Pewnie po każdej próbie odsłoniłicie pozostałe plamki, aby sprawdzić, czy wzór jest zgodny z opisem?

Lestrade zakaszłał z zakłopotaniem. – Niestety nie, panie Holmes. Karty muszą być zrobione przez jakiegoś sprytnego uczonego, który zadbał o to, aby były całkowicie zabezpieczone przed możliwością oszustwa. Proszę spróbować, a sam pan zobaczy, co mam na myśli – Holmes wziął nóż do otwierania listów i zaczął odsłaniać drugą plamkę na lewym oku. W tym samym momencie karta błyskawicznie się zapaliła i w jednej chwili zamieniła w małą kupkę szarego popiołu, w której nie można było rozróżnić żadnego szczegółu.

– Nie jesteśmy pewni, jak ten proces zachodzi, ale, jak się zdaje, działa całkowicie niezawodnie. Nie potrafimy ustalić, jaki wzór jest wydrukowany pod każdym okiem, i dlatego nie umiemy dowieść, że opis wydrukowany na odwrocie karty nie jest prawdziwy. Rzeczywistym problemem jest to, że mimo naszego największego wysiłku nie potrafimy wymyślić żadnego wzoru, który dałby nam obserwowane wyniki.

Nie mogłem się dłużej powstrzymać. – Na Boga, Lestrade, nie widzę tu żadnej tajemnicy. Oczywiście, że oczy są pokolorowane według jakiejś prostej reguły, która daje obserwowane przez was wyniki. Mogę sobie wyobrazić jedną z nich. Na sześciu z każdych siedmiu kart oczy są albo całkowicie czarne, albo całkowicie białe. Siódma karta ma jedno oko czarne i jedno białe. Dlatego, bez względu na wybrane plamki, szansa wygranej jest jak jeden do siedmiu, zgodnie z obserwacją.

Lestrade uśmiechnął się. – To była też nasza pierwsza hipoteza. Ale można przeprowadzić różne próby, które są zgodne z regułami i nie prowadzą do samozniszczenia kart. Jedną z nich jest odsłonięcie plamki w tym samym położeniu na



**KOT SCHRÖDINGERA S.A.
EKSPRESOWA PREMIOWA RULETKA**

1. Pod oczami kota jest ukryty układ 16 plamek, rozmieszczonych w 4 sektorach na przemian po 4 czarne i 4 białe, jak na ilustracji.

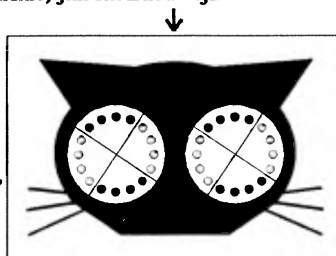
2. Sektory ustawione są losowo pod różnymi kątami na różnych kartach loterii, ale na jednej karcie ustawienie pod oboma oczami jest identyczne.

3. Zdrap szarą folię z jednego kółka na lewym oku. Odślonięta plamka będzie albo czarna, albo biała.

4. Zdrap folię z jednego z dwóch kółek na prawym oku, sąsiadujących z kółkiem znajdującym się w takim położeniu, jak kółko odsłonięte na lewym oku.

5. Jeśli odsłonięte plamki są różne, wypłacamy od ręki 5 szylingów.

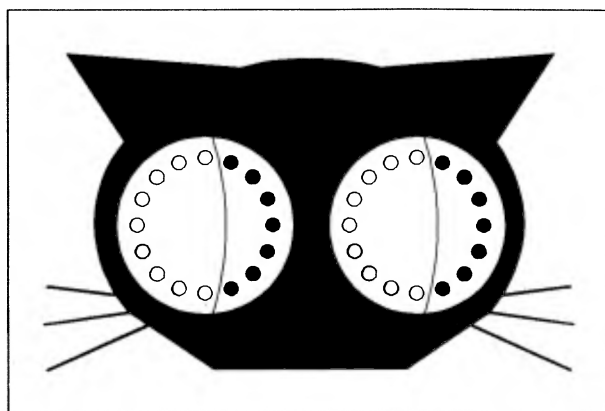
UWAGA: Wolno zdrapać tylko po jednej plamce na każdym oku!



Rys. 1. Wierzchnia strona karty loteryjnej, kosztującej jeden szyling (u góry). Posiadacz tej karty wygrał pięć szylingów zgodnie z instrukcją na jej odwrocie (na dole).

każdym oku i przyjrzenie się wynikom. Zrobiliśmy to z setkami kart i w każdym wypadku odkryliśmy ten sam kolor na obu plamkach. Dlatego stwierdzenie, że lewe i prawe oko każdego kota są identyczne, musi być prawdziwe. Na pewno nie ma kotów z jednym okiem całkowicie białym i jednym całkowicie czarnym.

Sherlock Holmes odezwał się po namyśle. – Wzory, choć identyczne, muszą być oczywiście nieco inne niż naprzemienne ćwiartki, przynajmniej w niektórych wypadkach. Rozważmy np. piłkę plażową i wyobraźmy sobie, że patrzymy na nią w trzech wymiarach, a nie w dwóch – Holmes naszkicował wzór pokazany na rys. 2. – W tym wypadku są tylko dwa miejsca, gdzie czarna i biała plamka sąsiadują ze sobą, dając szansę wygrania tylko jeden do ośmiu. Dostateczna liczba takich kart mogłaby zredukować szanse do obserwowanego stosunku.



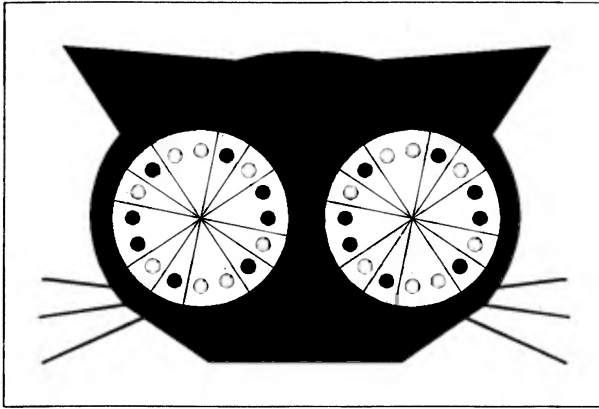
Rys. 2. Chociaż wzór podobny do tego pomógłby wyjaśnić wyniki loterii, to eksperymenty wykazują, że nie ma kart z takim wzorem.

Ale Lestrade znów pomyślał o tym już wcześniej. – Wykluczaliśmy już taką możliwość. Próbowaliśmy odsłaniać plamki oddzielone o 90° : np. najwyżej położoną plamkę na lewym oku i plamkę znajdującą się najbardziej na prawo na prawym oku. W każdym wypadku kolory odkryte w lewym i prawym oku były inne, w całkowitej zgodności z opisem na odwrocie karty.

– Dowodzi to więc całkowicie, że wzór jest rzeczywiście wzorem z naprzemiennymi ćwiartkami – wykrzyknąłem.

Sherlock Holmes potrząsnął głową ze zniecierpliwieniem. – Nie, Watsonie, to dowodzi tylko pewnego rodzaju symetrii czterokrotnej: weźmy jakiś segment w postaci ćwiartki oka, obróćmy go o 90° i w obróconym segmencie odwróćmy jego kolory: czarny na biały, a biały na czarny. Obróćmy i odwróćmy kolory

ponownie, aby utworzyć trzeci segment, i znów to samo, aby utworzyć czwarty – Holmes naszkicował wzór przedstawiony na rys. 3.



Rys. 3. Ten wzór wyjaśnia niektóre aspekty problemu, ale daje posiadaczowi karty dużo większe szanse wygranej, niż to ma miejsce w rzeczywistości.

– No cóż – powiedział rozradowany Lestrade – jest to piękna hipoteza, tylko że jest pewien problem z takim wzorem. Jest aż dwanaście miejsc, gdzie czarne plamki sąsiadują z białymi, i szansa wygrania w loterii z taką kartą byłaby trzy do czterech, a nie jeden do siedmiu. Oczekuję na wiadomości o postępach w pańskim śledztwie, panie Holmes. – I wręczywszy Sherlockowi paczkę nowych kart, zapewne do eksperymentów, Lestrade ruszył ku drzwiom.

Zdziwiłem się widząc, że mój przyjaciel miał nadal zmarszczone czoło. – Nie martw się, Holmesie – powiedziałem – nie może być paradoksów w rzeczywistym świecie. To tylko kwestia znalezienia właściwego wzoru.

– Ostrożnie, Watsonie. Można uznać, że nie potrafimy rozwiązać paradoksu, ale rzeczą niewybaczalną jest nie dostrzegać, że paradoks istnieje. Spróbujmy rozważyć to krok po kroku. Wiemy, że obrót o 90° prowadzi nas od czarnej plamki do białej i na odwrót. Jest oczywiste, że musi być przynajmniej jedno miejsce wzdłuż łuku 90° , gdzie biała plamka sąsiaduje z czarną. A cała operacja składa się z czterech kroków.

– Zgoda.

– Wiemy, że poruszając się o kolejne 90° znów przejdziemy do przeciwnego koloru, a więc znów musi być jedno miejsce zmiany koloru. Podobnie dla trzeciej i czwartej ćwiartki, co doprowadza nas do pozycji wyjściowej. Mamy więc przynajmniej cztery miejsca zmiany koloru. Dowiedliśmy zatem, że dla dowolnego wzoru, który spełnia testy Lestrade'a przy obrotach o 90° , musi być szansa

wygranej przynajmniej jedna na cztery, a nie jedna na siedem, jak to wynika z eksperymentu. To rzeczywiście trudna zagadka.

2. Holmes przeprowadza eksperyment

Gdy wstałem następnego ranka, zobaczyłem, że Holmes z zaczerwienionymi oczami nadal siedzi we wczorajszym, wymiętym ubraniu. Przed nim leżał stos kart loteryjnych i zapisana kartka. – Dzięki Bogu, wreszcie wstałeś. Mam rozwiązanie, ale potrzebuję czyjejs pomocy, by sprawdzić jego poprawność.

– Jak wiesz, zawsze uważałem, że gdy inne wyjaśnienia są niemożliwe, to należy przyjąć wyjaśnienie, które jest nieprawdopodobne. Jedynym sposobem wyjaśnienia obserwowanych wyników, Watsonie, jest przyjęcie, że wzór pod folią nie jest ustalony. Można też inaczej powiedzieć, że nie istnieje żaden wzór, zanim nie odsłoni się określonego miejsca i nie zaobserwuje plamki. To sama czynność odsłaniania wybranego miejsca na pierwszym oku, lewym lub prawym, określa, jaki wzór pojawi się na drugim. Dlatego pytanie: „Jaki wzór jest pod folią?” jest początkowo bez sensu. Nie ma na nie określonej odpowiedzi, dopóki nie dokonamy obserwacji.

– Ten mechanizm wymaga pewnego rodzaju komunikacji między prawym i lewym okiem. Ponieważ nie wierzę w „działanie na odległość”, można ją prawdopodobnie uniemożliwić przez oddzielenie oczu. W tym celu przygotowałem dużą liczbę kart przeciętych na połowę. Weź, proszę, ten stos prawych połówek do swego pokoju i odsłoń po jednej przypadkowo wybranej plamce na każdej z nich, zachowując ich kolejność. Ja zrobię to samo z moim stosem lewych połówek. Nie wiem, co zobaczymy po porównaniu naszych kart, ale dam sobie głowę uciąć, że wynik jakoś będzie się różnił od obserwacji Lestrade’a.

Na szczęście nikt nie przyjął zakładu, bo po zakończeniu porównania statystyka była dokładnie taka jak poprzednio.

– Może – zasugerowałem – mamy do czynienia z jakimś przypadkowym elementem, który nie wymaga komunikacji między prawą i lewą połową. Może kolor plamki ustala się jakoś w momencie odsłaniania.

– Nie – powiedział Holmes – rozumowanie to nie uwzględnia faktu, będącego istotą naszego problemu, że w każdym wypadku, gdy wybrane plamki leżą dokładnie pod kątem 90° , mają przeciwne kolory. Jakakolwiek przypadkowość prowadziłyby nieuchronnie do kontrprzykładów, chyba że istnieje jakaś komunikacja między połówkami – Holmes potrząsnął głową. – Watsonie, zwykle kłopot sprawia nam złożoność sprawy, ale tym razem to prostota problemu jest źródłem trudności. Mamy wynik, który przeczy elementarnemu zdrowemu rozsądkowi.

Domyślałem się następnego kroku Holmesa. Po niecałej godzinie spotkaliśmy się z Mycroftem Holmesem, owym wielkim samotnikiem, którego inteligencja tak się ma do inteligencji jego młodszego brata, jak Sherlocka do twojej, Czytelniku, czy mojej.

Mycroft wysłuchał nas z poważną twarzą. – Sherlocku, ten problem to coś głębszego niż drobne oszustwo. W naszym wieku były dwie rewolucje naukowe: teoria względności, która poprawia i modernizuje prawa ruchu Newtona, i mechanika kwantowa, która odgrywa tę samą rolę dla praw elektrodynamiki Maxwella. Ale po ich przestudiowaniu męczy mnie to, że chociaż każde ich twierdzenie było sprawdzane w swojej dziedzinie i okazało się poprawne ze zdumiewającą dokładnością, to istnieje nierozwiązywalna sprzeczność między obiema teoriami.

– Podstawowym prawem fizyki kwantowej jest zasada nieoznaczoności Heisenberga, która stwierdza, że nigdy nie możemy mieć informacji o stanie dowolnego układu z pełną dokładnością, np. nie możemy równocześnie zmierzyć dokładnie jego położenia i pędu. Rola tej nieoznaczoności maleje ze wzrostem masy oraz energii układu i dlatego, chociaż możemy robić dokładne pomiary dla obiektów z naszego życia codziennego, to nieoznaczoność stanu dowolnej cząstki fundamentalnej lub małego układu takich cząstek jest bardzo istotna. Jeśli próbuje się „oszukiwać” w pomiarach, np. przeprowadzając jedno doświadczenie dla wyznaczenia pędu i natychmiast drugie dla znalezienia położenia, to okazuje się, że sam akt pierwszego pomiaru zaburza układ tak, aby uniemożliwić uzyskanie uzupełniającej informacji z drugiego.

– Z drugiej strony teoria względności stwierdza, że przestrzeń i czas są ze sobą sprzężone i zależą od ruchu obserwatora. Według niej prędkość światła jest fundamentalną górną granicą prędkości w naszym Wszechświecie. Gdyby cokolwiek, nawet informacja, mogło poruszać się szybciej niż światło, to z punktu widzenia pewnych obserwatorów poruszałoby się wstecz w czasie. Zdrowy rozsądek nakazuje nam odrzucić taką możliwość.

– I tu pojawia się zaskakujący paradoks. Rozważmy dwie cząstki, które ze sobą oddziaływały, a potem oddaliły się od siebie. Para taka stanowi nadal pojedynczy układ kwantowy. Czy nie moglibyśmy przechytryć praw fizyki przez przeprowadzenie dwóch pomiarów, po jednym dla każdej cząstki na tyle równocześnie, że nawet światło nie miałoby czasu na przebiegnięcie między nimi? Wtedy na pewno pierwszy pomiar nie mógłby w żaden sposób zaburzyć stanu drugiej cząstki przed wykonaniem (dla niej) drugiego pomiaru.

– Takie próby zostały przeprowadzone (patrz Dodatek) i wyniki były jednoznaczne. Wynika z nich, że pomiar dla jednej cząstki w jakiś sposób natychmiast wpływa na stan drugiej cząstki, czyli otrzymujemy dokładnie paradoks z waszymi kartami loteryjnymi.

– Każda hipoteza mogąca to wyjaśnić ma straszne konsekwencje. Czy akceptujemy to, że są sygnały mogące podróżować zarówno wstecz, jak i w przód w czasie? Czy istnieją ukryte więzy, które powodują, że gdy sądzimy, iż dokonujemy wolnego lub losowego wyboru przy przeprowadzaniu pomiaru, to wybór jest w istocie wcześniej zdeterminowany? Czy Wszechświat rozdziela się na dwa wszechświaty, gdy robimy taki pomiar, co prowadzi do wielości wszechświatów rozdzielających się z jednego i może później łączących się znów ze sobą? A może istnieje jakieś wyjaśnienie, którego nasz rozum nie potrafi objąć?

– Tak – nie mogłem się powstrzymać od zabrania głosu – przychodzą mi na myśl ludzie, których takie idee wcale by nie martwiły. To właśnie głoszą spirytyści. Żyjemy otoczeni duchami z innej rzeczywistości, oddzieleni tylko różnicą w fazie ich wibracji. Nie możemy nigdy poznać całej prawdy wskutek mgły, którą Stwórca otoczył nasze zmysły. Musimy pogodzić się z tym, że możemy wiedzieć tylko to, co nam pozwolono poznać, i że są tajemnice, których nie możemy i nie powinniśmy się starać zrozumieć.

Mycroft wzdrygnął się. – Właśnie takiego punktu widzenia się obawiam, doktorze. Mogę sobie świetnie wyobrazić pojawienie się nowej epoki mistycyzmu, jeśli ten paradoks zostanie spopularyzowany. Jasne myślenie naukowca ustąpi pseudonaukowemu bełkotowi. Można spodziewać się nauczania parodii zasady nieoznaczoności. Myślenie studenta stanie się nieokreślone proporcjonalnie do kwantowej natury badanego układu. Jakość naukowych dociekań obniży się i słabe zrozumienie nowej fizyki spowoduje jej wykorzystanie przede wszystkim do brutalnych celów, prawdopodobnie do strasznych narzędzi wojny, zamiast do rozwiązywania problemów, które trapią rasę ludzką.

– Ale obecnie, panowie, istnieje nadzieja. Wydaje się, że pomysłodawca waszych kart rozwiązał jakoś ten paradoks i znalazł sposób otrzymywania tych dziwnych wyników w naszym codziennym świecie. Sherlocku, znajdź tę osobę, a największa tajemnica naszych czasów będzie rozwiązana.

3. Czy koniec sprawy?

Sherlock Holmes działał z niezwykłą skutecznością i po tygodniu spotkaliśmy się ponownie w tym pokoiku klubu Mycrofta, w którym była dozwolona rozmowa z gośćmi. O oznaczonej porze wprowadzono kobietę o dziwnym wyglądzie.

– A więc – powiedziała – czyżby wielcy bracia Holmesowie zostali pokonani przez moją loteryjkę?

Mycroft dobrze zniósł tę drwinę. – Jeśli może pani wyjaśnić swoją sztuczkę, to świat będzie pani dłużnikiem – powiedział z namaszczeniem – gdyż wydaje się, że rozwiązała pani paradoks, który pokonał Einsteina i wszystkich innych.

– Rzeczywiście rozwiązałam, panowie. Chciałam opublikować moje rozwiązanie w normalnie przyjęty sposób, ale czasopisma naukowe okazały się wrogo usposobione, nie chcąc zaufać amatorowi, że rozwiązał problem, który pokonał zawodowców. Dlatego zdecydowałam się zagrać trochę światu na nosie.

– Dam panom kilka wskazówek. Po pierwsze, mówi się, że Stwórca jest wyrafinowany, lecz nie złośliwy. Jeśli tak jest, to z pewnością ma On dziwne poczucie humoru. Po drugie, jakże często naukowcy nie potrafią przejrzeć prostych sztuczek magicznych i proponują niepotrzebnie złożone wyjaśnienia. Po trzecie, pomyślcie jak wynalazca: wyobraźcie sobie, że powierzono wam zaprojektowanie prostego mechanizmu umożliwiającego uzyskanie tych pozornie niemożliwych wyników.

Przerwała na chwilę. Na naszych twarzach nadal było widać niezrozumienie, więc kontynuowała: – No dobrze. Będziecie zdumieni swoją ślepotą, bo rozwiązanie, raz odkryte, jest oczywiste. Będzie zrozumiałe nawet dla pana, doktorze Watson.

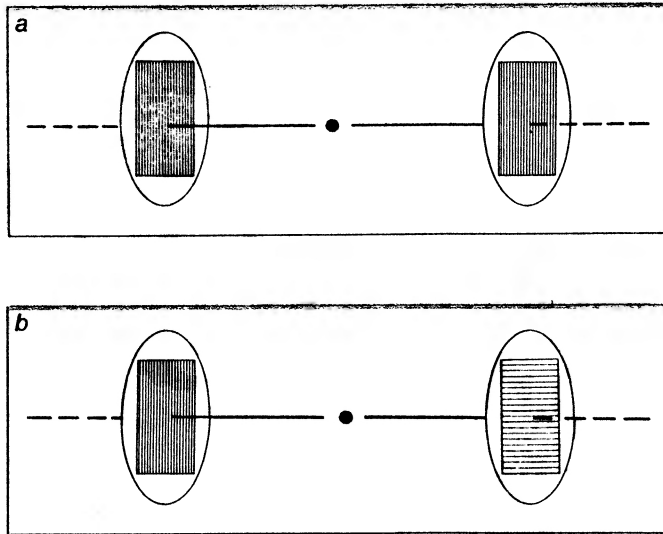
Chciałem właśnie zaprotestować na tę zniewagę, gdy nagle wydarzyło się coś dramatycznego. Boczne drzwi pokoiku gwałtownie się otworzyły, odsłaniając mocno opatuloną postać. Przez chwilę miałem wrażenie, że to redaktor naczelny znanego czasopisma naukowego! Postać ta podniosła rewolwer i strzeliła dwukrotnie do naszej towarzyszki, która osunęła się na kolana. Podbiegłem do niej pospiesznie. Spojrzała na mnie i starała się powiedzieć coś pobladłymi ustami. – Rozwiązaniem paradoksu jest, jest ... – wyszeptała i umarła w moich ramionach.

Dodatek: Krótka historia paradoksu EPR

Okolo 60 lat temu Albert Einstein, Boris Podolsky i Nathan Rosen, pracując w Instytucie Badań Zaawansowanych w Princeton, opublikowali artykuł „Czy kwantowy opis rzeczywistości fizycznej można uważać za zupełny?” Minęło prawie 30 lat, nim John Bell, pracujący wtedy na Uniwersytecie stanu Wisconsin, uświadomił nam, że paradoks można przetestować w rzeczywistym doświadczeniu.

Pierwsze definitywne doświadczenia przeprowadzili Alain Aspect, Philippe Grangier i Gérard Roger z Instytutu Optyki Teoretycznej i Stosowanej w Paryżu na początku lat osiemdziesiątych przy użyciu kwantowo skorelowanych par fotonów poruszających się w przeciwnych kierunkach. Oba fotony były spolaryzowane liniowo w tej samej płaszczyźnie. Po przebyciu kilku metrów każdy foton padał na kryształ polaryzacyjny i albo przechodził, albo odbijał się, zależnie od kąta między wektorem opisującym jego stan polaryzacji a kierunkiem polaryzacji kryształu (zob. rys. 4).

W historii z Sherlockiem Holmesem lewe i prawe oko każdego kota odpowiadają takim dwom fotonom. Położenie plamki, którą odsłaniamy w każdym oku, odpowiada kątowi, pod którym ustawiony jest każdy kryształ. Biała plamka wskazuje na foton przechodzący, a czarna na odbity. Wzór przedstawiony na odwrocie karty (rys. 1) odpowiada „klasycznym” przewidywaniom wyniku doświadczenia.



Rys. 4. Bardzo uproszczony schemat doświadczenia Aspecta. Pary fotonów emitowane przez atomy wapnia ze źródła pośrodku padają na kryształy polaryzacyjne z lewej oraz z prawej strony i mogą przez nie przejść lub odbić się. Prawdopodobieństwo przejścia wynosi $\cos^2 \phi$, gdzie ϕ jest kątem między wektorem stanu fotonu, zrzuconym na płaszczyznę prostopadłą do jego kierunku rozchodzenia się, a osią polaryzacji kryształu. Kryształy mogą być niezależnie obracane wokół linii łączącej ich środki i wobec tego kąt względny (w radianach) między ich osiami polaryzacji może się zmieniać od 0 (a) do $\pi/2$ (b). Teoria klasyczna przewiduje, że gdy kąt między osiami polaryzacji wynosi α , to prawdopodobieństwo przeciwnego wyniku (jeden foton odbija się, drugi przechodzi) wynosi $2\alpha/\pi$; teoria kwantowa przewiduje $\sin^2 \alpha$ i tę wartość potwierdza doświadczenie.

Aby zrozumieć ten wynik w ramach teorii klasycznej załóżmy, że jeden foton (powiedzmy lewy) osiąga polaryzator chwilę wcześniej niż jego partner. Foton ten albo przechodzi z polaryzacją równoległą do osi polaryzacji kryształu, albo odbija się z polaryzacją prostopadłą do osi polaryzacji. Prawy foton zachowuje się tak, jakby jego polaryzacja stała się nagle w wymuszony sposób równoległa do nowej polaryzacji lewego fotonu. Ustawienie doświadczenia nie pozwala na przesłanie informacji szybciej niż z prędkością światła. Obserwator z każdej strony widzi, że fotony losowo odbijają się lub przechodzą z jednakowym prawdopodobieństwem, bez względu na orientację kryształów; dopiero po porównaniu zapisów obu obserwatorów ujawniają się korelacje.

Aspect wraz z kolegami potwierdził, że ilekroć oba kryształy były ustawione pod tym samym kątem, rejestrowano identyczny wynik (albo oba fotony przechodziły, albo oba odbijały się). Jeśli kryształy były ustawione względem siebie pod kątem 90° , to wyniki były zawsze przeciwstawne (jeden foton przechodził, a drugi odbijał się). Odpowiada to dokładnie ustaleniom Lestrade'a i teorii klasycznej.

Jeśli jednak kąt między kierunkami polaryzacji kryształów wynosił 22.5° (1/16 obwodu koła), to Aspect z kolegami rejestrowali przeciwstawne wyniki tylko z częstością

około jeden do siedmiu – dokładnie jak Lestrade. Odpowiada to przewidywaniom teorii kwantowej, ponieważ wykonanie obserwacji dla jednego fotonu (obserwacji jego przejścia lub odbicia) zmienia stan skorelowanego kwantowo z nim bliźniaka; w przeciwnym razie obie obserwacje ujawniłyby łącznie więcej informacji o stanie układu, niż pozwala zasada nieoznaczoności Heisenberga. Klasyczna teoria przewiduje wynik obliczony przez doktora Watsona: przeciwstawne wyniki powinny być rejestrowane z częstością jeden do czterech.

Paradoks – cecha doświadczenia, która niepokoiła każdego wielkiego fizyka XX wieku – polega na tym, że bez względu na złożoność informacji o fotonie (wzoru pod złotą folią w oku) wyników nie można wyjaśnić bez przyjęcia jakiegoś błyskawicznego przepływu informacji od jednego fotonu do drugiego w momencie pomiaru. Przeczy to szczególnie teorii względności: przekazywanie informacji z punktu widzenia niektórych obserwatorów następowałoby do tyłu w czasie.

Wydaje się to niemożliwe, ale inne wyjaśnienia są jeszcze dziwniejsze. Może jakiś tajemniczy czynnik określa wcześniej, jaką orientację wzajemną będą mieć detektory, bez względu na stopień losowości, z jakim chce je ustawić eksperymentator. A może Wszechświat rozdziela się na dwa, gdy wykonuje się tego typu pomiar – w jednym wszechświecie foton przechodzi, a w drugim się odbija. Ta hipoteza „wielu światów”, mimo swej dziwności, jest przez fizyków coraz poważniej brana pod uwagę i zaproponowano już doświadczenia do jej sprawdzenia.

Tłumaczył *Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Lektura dodatkowa

- A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- J.S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964); artykuł przedrukowany w książce: J.S. Bell, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, 1987).
- A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981); *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982); zob. też A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).

Pozycja dodana przez tłumacza:

- B. d'Espagnat, „Teoria kwantowa i rzeczywistość”, *Postępy Fizyki* **33**, 319 (1982); zob. też notatkę w Kronice: *Postępy Fizyki* **34**, 338 (1983).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Seminarium Fizyki i Chemii Atmosfery: NILU '97

W ubiegłym dziesięcioleciu nasiliły się badania dotyczące wymiany materii (metali ciężkich, trwałych zanieczyszczeń organicznych, biogenów itp.) między atmosferą ziemską a wszechoceanem. Problemom tym były poświęcone w ostatnich latach liczne programy badawcze, zarówno o skali lokalnej, jak i o szerszym, międzynarodowym zasięgu. Podsumowaniu dokonań ubiegłych lat służyło zwołane do norweskiego Kjeller (10 – 13 czerwca 1997 r.) kolejne międzynarodowe seminarium naukowe poświęcone fizyce i chemii atmosfery ziemskiej.

Głównymi punktami zainteresowań tegorocznego spotkania były procesy wymiany między tymi makro-óśrodkami. W seminarium brały udział 43 osoby z 17 krajów. Około 20–30% uczestników stanowili fizycy i inżynierowie-fizycy, zajmujący się przede wszystkim fizyką atmosfery, lecz także modelowaniem i oznaczaniem zanieczyszczeń. Polskę reprezentowały 3 osoby: prof. Bogusław Buszewski (Zakład Chemii Środowiska UMK w Toruniu), dr Agata Kot (Katedra Chemii Analitycznej Politechniki Gdańskiej) i niżej podpisany. Do udziału upoważnione były osoby zaproszone imiennie.

Tegoroczne spotkanie, jak wynikało z jego nazwy: „Workshop on Sea-Air Exchange: Processes and Modelling”, poświęcone było w szczególności problemowi wymiany materii między morzem i atmosferą (a zwłaszcza procesom zachodzącym na powierzchni rozdziału tych óśrodków) oraz modelowaniu zjawisk z tym związanych. Głównymi zadaniami, jakie stawiano przed owym seminarium, były:

- (i) weryfikacja stanu wiedzy na temat procesów fizycznych, chemicznych, biologicznych i meteorologicznych, oraz powiązań między nimi, uzależnień i mechanizmów powodujących obieg biogenów i innych zanieczyszczeń pomiędzy morzem i atmosferą,
- (ii) dokonanie przeglądu informacji dotyczących oddziaływania w makro- i mikroskali (w szczególności dotyczących przenoszenia materii) między morzem i atmosferą,
- (iii) opracowanie wytycznych dotyczących przyszłych badań poświęconych oddziaływaniu między atmosferą i morzem w obszarach sąsiadujących z Europą i poza nią,
- (iv) przygotowanie dokumentów końcowych w formie wytycznych, rekomendacji i sugestii rozwiązań systemowych, kierowanych do naukowców, polityków, środków przekazu i ośrodków opiniotwórczych, wykazujących konieczność prowadzenia rozległych, multidyscyplinarnych badań poświęconych tej problematyce.

Wytyczone cele, zamierzenia i zadania seminarium, dzięki niezmiernie sprawnej organizacji i wzorowej dyscyplinie obrad, zdołano w pełni zrealizować. Toteż w ostatnim dniu obrad zdołano przedstawić i poddać do dyskusji pakiet gotowych dokumentów.

Organizatorami seminarium były: Norweski Instytut Atmosfery Ziemskiej (Norsk institutt for luftforskning – NILU) oraz Uniwersytet w Oslo. Ponadto protektorat nad seminarium sprawowały: norweskie Ministerstwo Ochrony Środowiska, Europejska Komisja

ds. Nauk i Technologii Marynistycznych oraz Komitet ds. Zanieczyszczenia Atmosfery Metalami Ciężkimi i Trwałymi Związkami Organicznymi przy Europejskim Komitecie Ekonomicznym UNESCO. Seminarium dotowane było przez licznych sponsorów krajowych i zagranicznych. Tak szeroki krąg instytucji współdziałających przy organizowaniu tej imprezy naukowej świadczy dobitnie o wysokiej randze, jaką jej przypisywano, a także o zdolnościach komitetu organizacyjnego.

Przewodniczącym zarówno Komitetu Naukowego, jak i Organizacyjnego i praktycznie głównym organizatorem, a w istocie rzeczy *spiritus movens* tej zakrojonej na szeroką skalę imprezy był dr hab. Józef Pacyna, pracownik naukowy NILU.

Tegoroczne seminarium poświęcone było 4 grupom tematycznym. Pierwsza dotyczyła metali śladowych, druga – trwałych organicznych zanieczyszczeń atmosfery, trzecia – biogenów, a czwarta – wymiany gazowej między atmosferą i morzem. Organizacyjnie Seminarium składało się z 7 sesji plenarnych, 35 wystąpień: prezentacja 4 dokumentów roboczych, 7 wykładów plenarnych i 24 referatów. Wszystkie wystąpienia były ograniczone w czasie do 25 minut. W ostatnim dniu zajęć przewidziano obrady w 4 równoległe pracujących grupach tematycznych (zgodnych z przyjętymi węzłowymi zagadnieniami) o charakterze spotkań „okrągłego stołu”. Ich zadaniem było przygotowanie propozycji dokumentów końcowych. Jak już wspomniano, komplet dokumentów przygotowanych na tych posiedzeniach zdołano przedyskutować na końcowej sesji plenarnej, nadając im ostateczną postać.

Ze względów oczywistych wspomnę tylko niektóre spośród przedstawionych prac. Bardzo interesujący referat J.L. Colina poświęcony był mechanizmom i modelowaniu wymiany ciężkich metali między morzem i powietrzem. N. Pierrone zaproponował oparty na klasycznych równaniach kinetyki model obiegu zanieczyszczeń na powierzchni rozgraniczenia powietrza i wody. Problemowi przepływu rtęci między atmosferą i morzem oraz próbom modelowania tego procesu poświęcone były referaty J. Munthego („Air-sea exchange of mercury – Environmental significance and current state of knowledge”) i H.Z. Wrembla („Sea-air exchange for mercury in the Baltic Sea”). Ogromne zainteresowanie wzbudził referat D. Calmariego i A.D. Di Guarda poświęcony możliwości multimedialnego modelowania wymiany między powietrzem a morzem. Podobnie dobrym odbiorem cieszył się referat B. Buszewskiego poświęcony problemowi sorpcji niebezpiecznych substancji na granicy faz powierzchni chemicznie zmodyfikowanych. Natomiast A. Kot w swoim referacie przedstawiła problem zanieczyszczenia wód w strefie przybrzeżnej Zatok Gdańskiej. Kilka ciekawych wystąpień poświęconych było problemom wymiany materii, przede wszystkim różnego rodzaju zanieczyszczeń, w tym i biogenów, między morzem i atmosferą w obszarze Morza Śródziemnego, Morza Północnego i oceanów. Tutaj wyróżniał się zwłaszcza referat J.K.D. Sodermana poświęcony problemowi przenoszenia pyłów pustynnych i ich osadzania w Morzu Śródziemnym. Zagadnienie to jest również interesujące z punktu widzenia Morza Bałtyckiego. Otóż podczas spływu kontynentalnych tropikalnych mas powietrza do tego obszaru – co często następuje w upalne lata – niosących znaczne ilości pyłów z rejonu Sahary i innych rtęcionośnych terenów w obszarze Morza Śródziemnego, docierają do tego morza wskutek suchej sedymentacji stosunkowo duże ilości tego metalu.

Ważnym problemem do rozwiązania w wymianie substancji między morzem i atmosferą jest modelowanie procesów zachodzących na granicy rozdziału obu tych ośrodków.

Dotyczy to w szczególności procesów zachodzących w błonie powierzchniowej (odgrywającej istotną rolę dla życia biologicznego w morzu), które dotychczas są w znikomym tylko stopniu poznane. W dalszym ciągu bardzo mało wiadomo też o procesach wymiany zachodzących w warstwie osadzania, w szczególności w obszarach morskich. Wydaje się również, że osiągnięto kres możliwości modelowania procesów wymiany i przenoszenia za pomocą klasycznych narzędzi (równania kinetyki itp.), zwłaszcza w przypadku procesów o dużej dynamice, często występujących w tych warstwach. Nowe rozwiązania to zaproponowane przez D. Calmariego i A.D. Di Guarda modelowanie multimedialne oraz sugestia H. Wrembla szerszego wdrożenia (czy w ogóle próby użycia) do tego celu metod opartych na chaosie deterministycznym.

Reasumując, należy stwierdzić, że tegoroczne seminarium w NILU było ze wszech miar pożyteczne. Wobec powagi problemów związanych z zanieczyszczeniem środowiska, jak i dość powszechnej wiedzy o niechybnej dalszej jego degradacji, trzeba żywić nieśmiałą nadzieję, że opracowane dokumenty końcowe znajdą zrozumienie u naukowców, polityków i w ośrodkach opiniotwórczych, do których przede wszystkim są kierowane.

Na zakończenie kilka uwag o gospodarzu imprezy, Norweskim Instytucie Atmosfery Ziemskiej w Kjeller – mieście satelicie Oslo. Znajduje się on na terenie miasteczka naukowego, które tworzy kilkanaście instytutów badawczych (m.in. instytut jądrowy z reaktorem atomowym). Powstał w 1969 r. jako prywatna fundacja. Obecnie zatrudnia 133 pracowników naukowych. Badania prowadzi na zlecenie rządu norweskiego oraz na zamówienie innych organizacji. Współpracuje z ok. 100 europejskimi i pozaeuropejskimi placówkami naukowymi, również i z polskimi – w tym przypadku, jak się wydaje, głównie dzięki zabiegom dr hab. Józefa Pacyny. Oficjalnie tegoroczny budżet kształtuje się na poziomie 100 mln koron norweskich (ok. 45 mln zł), dochodzą do tego jednak liczne dotacje celowe i środki za liczne badania na zamówienie, których ogólna wartość jest podobnego rzędu wielkości. Ośrodek jest znakomicie wyposażony w doskonałą aparaturę pomiarową i badawczą. Dysponuje nowoczesnym sprzętem do wykonywania analiz, nawet na poziomie ultramikrośladów (m.in. spektrometrem mas ICP-MS, chromatografami gazowymi i cieczowymi itd.). Zasadnicza część Instytutu mieści się w okazałym gmachu w Kjeller. Ponadto ma stacjonarną stację badawczą w Arktyce w Tromsø oraz drugą w Andoya (lidarowe badanie atmosfery) w północnej części Norwegii, za kołem podbiegunowym. Dysponuje także ruchomymi stacjami pomiarowymi na samochodach z aparaturą do szybkich analiz i do badania zanieczyszczenia powietrza za pomocą lidarów. Ponadto posiada specjalnie dostosowany do badań atmosferycznych dwusilnikowy samolot dużego zasięgu – około 1500 km – typu Piper Navajo (Pa-31). Wszystko to razem stwarza świetne warunki do szeroko zakrojonych badań otaczającego środowiska, w szczególności atmosfery.

Henryk Z. Wrembel

Instytut Fizyki WSP
Słupsk

RECENZJE

H. Ibach, H. Lüth: **Fizyka ciała stałego**, z jęz. angielskiego
 tłumaczyli A. Babiński, J. Łusakowski, M. Sadowski, A. Witowski
 Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1996, s. 470
 (tytuł dotowany przez Ministra Edukacji Narodowej)

Profesorowie Harald Ibach i Hans Lüth są autorami licznych publikacji i kilku opracowań monograficznych z dziedziny fizyki ciała stałego. Ich podręcznik *Festkörperphysik. Einführung in die Grundlagen* doczekał się (w latach 1981–95) czterech wydań. Recenzowana książka jest tłumaczeniem drugiego angielskiego wydania wyżej wspomnianego podręcznika. (Wydanie to odpowiada czwartemu wydaniu niemieckiemu). Edycje angielskie miały tytuł *Solid-State Physics. An Introduction to Principles of Materials Science*. Ten dwuczęściowy tytuł znacznie lepiej charakteryzuje zawartość podręcznika niż jednoczęściowy tytuł polskiego tłumaczenia.

Z przedmowy (do wydania angielskiego) wynika, że celem Autorów jest dokonanie w podręczniku o stosunkowo małej objętości zwięzłego opisu podstawowych elementów fizyki ciała stałego.

Książka składa się z 12 rozdziałów i uzupełnień. Oto tytuły rozdziałów: Wiązania chemiczne w ciałach stałych; Struktura kryształu; Dyfrakcja na strukturach periodycznych; Dynamika atomów w kryształach; Własności termiczne sieci krystalicznych; Elektrony „swobodne” w ciele stałym; Elektronowa struktura pasmowa ciał stałych; Magnetyzm; Ruch elektronów i zjawiska transportu; Nadprzewodnictwo; Dielektryczne (optyczne – M.Z.) własności materiałów; Półprzewodniki. Do każdego rozdziału dołączono zadania. Duża ich część ma jednak znaczny stopień trudności, a tym samym wymaga pomocy i wskazówek wykładowcy. (Szkoda, że nie zostały one odpowiednio oznakowane).

Autorom nie udało się w pełni utrzymać jednakowego stopnia trudności poszczególnych rozdziałów podręcznika. Wydaje się, że rozdział poświęcony magnetyzmowi oraz rozdział dotyczący nadprzewodnictwa (szczególnie część opierająca się na uproszczonej teorii BCS) mogą być trudniejsze w odbiorze. Materiał teoretyczny zawarty w dwunastu rozdziałach jest rozszerzony (w postaci 17 uzupełnień) o opisy wybranych nowoczesnych metod doświadczalnych (np. SQUID). Na końcu książki podane są pozycje literatury dla każdego rozdziału osobno. W uzupełnieniach znajdują się również dodatkowe odniesienia do odpowiednich publikacji. (Najnowsze z cytowanych artykułów ukazały się w 1992 r.). Dodano także uzupełniający wykaz podręczników w języku polskim. Dziwi nieco pominięcie w tym wykazie znanego podręcznika C. Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego*.

Ustalenie kryterium, które zagadnienia z danej dziedziny nauki należy traktować jako podstawowe, jest w pewnym stopniu sprawą subiektywną. Można się zgodzić ze stwierdzeniem, że Autorzy poruszyli w recenzowanej książce główne aspekty fizyki ciała

stałego. Jednak pominięcie tematów związanych z niedoskonałością sieci krystalicznej wydaje się sprawą bardzo dyskusyjną.

Zgadzam się z informacją wydrukowaną na okładce, że książka napisana jest w przystępny i ciekawy sposób. Niestety, często jest to okupione brakiem ścisłości i precyzji wykładu, które charakteryzują np. podręcznik Ashcrofta i Mermina *Fizyka ciała stałego* czy też C. Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego*. W wielu przypadkach Ibach i Lüth unikają ścisłych definicji (lub nie definiują w ogóle) wprowadzanych pojęć (np. wzbudzenia elementarne, liczba koordynacyjna, koordynacja atomowa, symetria punktowa, rozwiązania nieradiacyjne, uporządkowana powierzchnia (s. 181), pompowanie różnicowe (s. 181)). Zdarzają się również przypadki braku definicji stosowanych symboli (np. k_L we wzorze (11.105)) lub używania tego samego symbolu do oznaczenia różnych wielkości fizycznych (np. q oznacza wektor falowy fotonu w uzupełnieniu XIII lub wektor falowy fononu w pozostałej części książki).

W recenzowanym podręczniku jest też wiele nieprecyzyjnych, kontrowersyjnych czy wręcz błędnych stwierdzeń. Dla ilustracji wymienię kilka z nich:

188⁶: „Porównując wyrażenia (8.9) i (8.5)...” Zdanie to sugeruje błędnie, że wzór (8.10) wynika jedynie ze wzorów (8.9) i (8.5).

358⁹: „Niestety, ciągle nie możemy policzyć absorpcji bezpośrednio, wykorzystując rachunek zaburzeń. Jest tak dlatego, że »zaburzenie«, czyli fala elektromagnetyczna rozprasza energię”.

359¹⁶: „Jest także następny wyraz liniowy oscylujący z częstością »atomową«. Nie można go wykryć w eksperymencie makroskopowym, gdyż jest uśredniony po wszystkich częstościach atomowych”.

429⁶: „Ostre podpasma paraboliczne (...) pojawiają się tylko wtedy, gdy wartości własne ϵ_j (12.91) są wąskimi poziomami energetycznymi”.

444⁷: „W dostatecznie niskich temperaturach poziom Fermiego jest bardzo ostry...”

Znaczną część niejednoznaczności można było usunąć umieszczając w odpowiednich miejscach przypisy tłumacza. Niestety, tłumacze skorzystali z tej możliwości tylko w jednym przypadku (patrz s. 420).

Fizyka ciała stałego należy do bardzo szybko rozwijających się gałęzi fizyki. Znałło to odbicie w omawianym podręczniku, a tym samym podniosło bardzo jego wartość. Autorzy dość obszernie piszą o najnowszych osiągnięciach fizyki ciała stałego. Dużo miejsca poświęcają takim tematom, jak heterostruktury półprzewodnikowe i supersieci oraz wysokotemperaturowe nadprzewodniki. Pod tym względem omawiany podręcznik praktycznie nie ma konkurentów w Polsce i wyprzedza nawet najnowsze (z 1996 r.) wydanie znanego w świecie podręcznika C. Kittela *Introduction to Solid State Physics*.

Tekst przekładu jest poprawny. Usterek jest niewiele. Niestety, prawdopodobnie pośpiech w przygotowaniu przekładu sprawił, że jedna z nich pojawiła się w najmniej pożądanym miejscu – w definicji tak podstawowego pojęcia jak pierwsza strefa Brillouina. Na s. 61 czytamy bowiem: „Najmniejszy wielościan o środku w początku układu współrzędnych i ograniczony płaszczyznami prostopadłymi do symetralnych wektorów sieci odwrotnej nosi nazwę pierwszej strefy Brillouina”. Oto inne przykłady nieprawidłowości i usterek tłumaczenia:

176₂: „małe grona o skończonej periodyczności”. Bardziej odpowiednie wydają się ter-

miny „klastery o skończonej periodyczności” lub „małe zlepki o skończonej periodyczności”.

330, rys. X.2: „można mierzyć prąd tunelowy I w funkcji spadku napięcia U na złączu”.
360¹⁹: „Obliczanie elementów macierzowych jako całek po całej przestrzeni możemy jak w § 3.6 podzielić na całkę po komórce elementarnej i sumowanie po wszystkich komórkach”.

427₈: „Inaczej mówiąc, gęstość prawdopodobieństwa $|\phi_j(z)|^2$ zawarta jest w potencjale poprzez koncentrację elektronów”.

Znacznie gorzej wygląda sprawa staranności korekty. Zauważyłem dużo błędów drukarskich. Niektóre z nich mogą utrudnić prawidłowe zrozumienie tekstu czytelnikowi mniej obeznanemu z podstawami fizyki ciała stałego. Oto wykaz zauważonych a nie omawianych wcześniej usterek i błędów¹:

78¹³: zamiast „na sieci fcc” winno być „na sieci bcc”.

78²³: zamiast „na kryształach CsCl” winno być „na kryształach FeCo”.

87: we wzorze (4.5) zamiast „ $e^{i(q \cdot r_n - \omega t)}$ ” winno być „ $e^{i(q \cdot r_n - \omega t)}$ ”.

89¹¹: zamiast „zgodnie z wyrażeniem (3.12)” powinno być „zgodnie z wyrażeniem (4.6)”.

105₈: zamiast „jak komórka elementarna” winno być „jak komórka elementarna (sieci odwrotnej)”.

125₂₅: zamiast „W kalorymetrze Gmelina” winno być „W kalorymetrze Nernsta”.

159⁷: zamiast „ $G = h 2\pi/a$ ” winno być „ $G = n 2\pi/a$ ”.

175: w podpisie rys. 7.14 zamiast „ $\alpha_i \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_{ci})^2$ ” winno być „ $\alpha_i (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_{ci})^2$ ”.

230–361: we wzorach (9.11), (9.12), (9.18), (9.35), (9.47), (9.48), (9.51), (9.52), (9.55), (9.56), (9.66) oraz (11.98)–(11.101) zamiast „ $8\pi^3$ ” winno być „ $4\pi^3$ ”.

241: we wzorze (9.41a) zamiast „ $\nabla_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k})$ ” winno być „ $\nabla_{\mathbf{k}} f_0(\mathbf{k})$ ”.

244: we wzorze (9.57b) zamiast „ $2(4\pi k_F^2)$ ” winno być „ $4\pi k_F^2$ ”.

249₈: zamiast „ $(8\pi^3)^{-1}$ ” winno być „ $(4\pi^3)^{-1}$ ”.

251: we wzorze (9.77) zamiast „ $d\mathbf{k}$ ” winno być „ $\frac{d\mathbf{k}}{4\pi^3}$ ”.

358: prawa strona wzoru (11.88) winna mieć postać „ $\mathcal{E}_{0x} \hat{e}_x \cos \omega t$ ”.

360: we wzorach (11.95), (11.97), (11.99) i (11.100) zamiast „ p ” winno być „ p_x ”.

362: we wzorze (11.103) zamiast „ $(m_c^{*-1} + m_v^{*-1})$ ” winno być „ $(m_c^{*-1} - m_v^{*-1})$ ”.

439³: zamiast „Próbkę umieszcza się w zmieniającym się, statycznym polu” winno być „Próbkę umieszcza się w statycznym polu”.

Brak dostępu do oryginału angielskiego nie pozwala mi na stwierdzenie, które z wymienionych usterek występują już w wydaniu angielskim.

Przedstawiona lista usterek może być pomocna dla czytelnika (jako namiastka erraty). Ponadto winna być sygnałem dla Wydawcy, aby szczególnie w przypadku tego typu podręczników zwracać większą uwagę na staranną korektę. O tym, że zrobienie dobrej korekty nie jest zadaniem łatwym, może świadczyć fakt występowania w recenzowanym podręczniku „literówek” obecnych już pierwszym wydaniu niemieckim.

¹ Pełną listę ponad 80 usterek dostrzeżonych przez Recenzenta przekazujemy do Wydawnictwa (przyp. Red.).

Reasumując stwierdzam, że recenzowana książka, mimo zauważonych niedociągnięć, jest potrzebna na naszym rynku i będzie użyteczna dla studentów i pracowników naukowych. Nie zastąpi ona jednak (szczególnie studentom fizyki) wymienionego już w tej recenzji podręcznika Ashcrofta i Mermina.

Miroslaw Załuzny

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Hermann Haken, Hans Christoph Wolf: **Atomy i kwanty.**
Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej
z jęz. angielskiego tłumaczyli Irena Deperasińska, Jerzy Prochorow
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1997, s. 540

Pojawienie się książki Hakena i Wolfa na naszym rynku jest ważnym wydarzeniem. Dobrze się stało, że polscy naukowcy i studenci będą mieli dostęp do tego podręcznika współczesnej fizyki atomowej, który doczekał się w Niemczech czterech wydań (ostatnie w roku 1994).

Książka jest obszernym źródłem wiedzy o fizyce atomowej. Zaczyna się rozdz. 1-6 zawierającymi elementarne informacje o strukturze materii, atomach w ogólności, jądrach, elektronach i fotonach. Dalej przedstawione są koncepcje fal materii i atom wodoru w języku starej teorii kwantów. Dopiero w okolicach 150 strony (1/3 całości tekstu) wprowadzony zostaje formalizm mechaniki kwantowej w poglądowej, choć mocno uproszczonej postaci. Z kolei następuje omówienie kwantowego opisu atomu wodoru oraz atomów metali alkalicznych z uwzględnieniem struktury subtelnej, rozszczepienia poziomów w polu magnetycznym i elektrycznym, a nawet przesunięcia Lamba (z wyprowadzeniem poprzedzonym elementarnymi informacjami z elektrodynamiki kwantowej). Dalej omawiane są atomy wieloelektronowe z uwzględnieniem modelu Hartree'ego-Focka (bez ścisłego wyprowadzenia), struktury układu okresowego pierwiastków, subtelnego rozszczepienia poziomów i promieniowania Röntgena. W kilku ostatnich rozdziałach czytelnik znajduje informacje dotyczące m.in. struktury nadsubtelnej, magnetycznego rezonansu jądrowego, teorii lasera, spektroskopii bezdopplerowskiej, chłodzenia laserowego, efektu Hanlego, a także elementy teorii wiązania chemicznego. Każdy rozdział kończy się zadaniami, a ich rozwiązania podane są na końcu książki.

Wychodząc z elementarnego poziomu Autorzy dochodzą do bardziej wyrafinowanych i aktualnych problemów fizyki atomowej. Sporo miejsca poświęcają metodom doświadczalnym, omawiając liczne eksperymenty i ilustrując ich idee i wyniki na rysunkach. Rozbudowanie dyskusji tych bardziej skomplikowanych i nowszych zagadnień odróżnia dzieło Hakena i Wolfa od innych dostępnych w języku polskim pozycji, jak *Fizyka kwantowa* Eisberga i Resnicka, *Wstęp do fizyki atomowej* Engego, Wehra i Richardsa, część poświęcona atomom we *Wstępie do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego* Gintera, czy *Struktura atomu* Woodgate'a. Recenzowana książka nie ma natomiast na celu wnika-
nia w szczegóły mechaniki kwantowej, kompletnej dyskusji jej postulatów, czy opisu

typowych modeli typu bariery i studni potencjału; nie konkuruje więc z klasycznymi podręcznikami mechaniki kwantowej.

Według informacji na okładce podręcznik jest przeznaczony dla studentów fizyki, chemii i elektroniki oraz uczniów klas matematyczno-przyrodniczych. Należy raczej powiedzieć, że poszczególne partie książki są dopasowane do odbiorców różnych typów. Osoby, dla których jest to książka pierwszego kontaktu z fizyką kwantową, wiele skorzystają studiując pierwszą połowę, podczas gdy druga prawdopodobnie sprawi im trudności. Odwrotnie, bardziej zaawansowani w dziedzinie nie będą raczej zainteresowani pierwszą połową, z przyjemnością będą studiować wybrane zagadnienia z drugiej. Lektura pewnych partii podręcznika przyniosła mi sporo satysfakcji ze względu na ich walory dydaktyczne. Spośród wielu przykładów wymienię dyskusję doświadczenia Rutherforda, poglądy wprowadzenia formalizmu kwantowego, kwantowy opis atomu wodoru, skrótowy opis kwantyzacji pola elektromagnetycznego z obliczeniem przesunięcia Lamba czy dyskusję reguł Hunda. Są jednak liczne partie, które są zbyt skondensowane i chyba trudne do zrozumienia dla osoby, która natyka się na omawiane w nich problemy po raz pierwszy; dotyczy to np. omówienia atomu ubranego i oscylacji Rabiego, wprowadzenia fenomenologicznych członów w równaniach Blocha, a zwłaszcza podpisów pod ilustracjami przedstawiającymi układy doświadczalne (pojawiają się bez komentarza nazwy urządzeń egzotyczne dla czytelnika).

Znalazłem niestety wiele niezgrabnych, niecisłych lub skrótowych sformułowań, których używa się w języku codziennym fizyków atomowych, ale które nie powinny znaleźć się w podręczniku. Przykładowo wymienić można zwroty: „wzmacniać fotoelektrony” (s. 43 i rys. 2.18), „emitować luminescencję” (niedobrze jest określać tym samym wyrazem proces i jego produkt – s. 44 i 441), „na dużej odległości” (lepiej „w dużej odległości” – s. 66), „rozciąga orbita-orbital” (s. 147), „oddziaływanie wynika z potencjału wektorowego” (s. 305), „linia ulega reabsorpcji” (s. 341), „przejścia mają wyższą energię” (s. 351), „oblicza się stany” (s. 364), „liczby kwantowe tracą swoje funkcje” (s. 365), „zdejmuje degenerację” (s. 333), „zakaz Pauliego przewiduje określoną odległość między elektronami” (s. 380), „superpozycja podpoziomów” (s. 441), „wypadkowy orbitalny moment pędu nie jest zdefiniowany” (w znaczeniu zachowany – s. 340). Wyrażenie (17.1) nie jest równaniem, nie opisuje energii wiązania, lecz energię potencjalną. Niewłaściwe jest nazywanie mionu „mezonem” (s. 137). Razi mnie również nazywanie nieliniowych równań Hartree’ego i Hartree’ego-Focka równaniami Schrödingera. Czasem niewłaściwie stosowane są terminy „parzysty (nieparzysty)” i „symetryczny (antysymetryczny)” (s. 314, 448-9, 458).

Zdarza się, że czytelnik natrafia na pojęcia, których ma prawo nie znać, a które nie zostały wyjaśnione. Najbardziej dotkliwie może to być w pierwszych rozdziałach, gdzie osoba zapoznająca się dopiero ze światem kwantowym spotyka bez komentarza słowa: „prąd tunelowy” (s. 41), „emisja polowa” (s. 41), „defekt masy” (s. 54), „komora Wilsona” (s. 61), „szybkość rozpraszania” (s. 62), „elektrostatyczny bipryzmat” (s. 101), „emisja termojonowa” (s. 140). Uważam, że powinny być szerzej omówione pojęcia takie jak „kwantowanie” („kwantyzacja”), „wirtualny” czy „fluktuacje kwantowe”, i to w miejscu, gdzie pojawiają się po raz pierwszy (odpowiednio s. 74, 89 i 234). Pojęcie termu pojawia się po raz pierwszy na stronie 126, ale przypis określający, jak Autorzy rozumieją to słowo jest dopiero na stronie 205. Nie wyjaśniono, co to jest wzór Breita-

-Pauliego (s. 400). Symbolu stałej Plancka h użyto po raz pierwszy na stronie 74, podczas gdy jego sens jest wyjaśniony dopiero kilka stron dalej. Podobnie dzieje się ze stałą \hbar . Komentarz, że e jest dodatnie, a ładunek elektronu wynosi $-e$ jest dopiero na s. 215, podczas gdy korzystano z tego wcześniej. Gdy pada pojęcie liczby Loschmidta (s. 24) należałoby wyjaśnić, że w polskiej literaturze oznacza ona liczbę cząsteczek w 1 cm^3 .

Autorzy z konieczności pominęli wiele szczegółowych informacji, co niestety utrudniło precyzyjne sformułowanie innych. Brak degeneracji wartości własnych energii w przypadku jednowymiarowym dla widma dyskretnego nie jest „upraszczającym założeniem” (s. 316), lecz faktem dającym się udowodnić. Nie powiedziano, że funkcje własne operatorów reprezentujących wielkości fizyczne tworzą układy zupełne, wobec czego tajemniczo wygląda rozwijanie funkcji zaburzonej w bazie funkcji niezaburzonych. Nierówność Heisenberga jest elegancko wyprowadzona w dodatku, ale tylko dla operatorów położenia i pędu; niewielkim kosztem można było ją pokazać dla dowolnej pary wielkości. Lepiej byłoby, gdyby podano od razu ogólną regułę dodawania kwantowego momentu pędu, zamiast formułować ją osobno dla jednego elektronu, a osobno przy omawianiu sprzężenia LS (w rozdz. 14.3 wcale nie udowodniono, jakie są dozwolone wartości całkowitego momentu pędu, co obiecano na s. 224). Warto byłoby wyprowadzić wzór na gęstość stanów we wnęce (s. 78). Sądzę, że w takiej książce cenny byłby niedługi nawet komentarz o filozoficznych konsekwencjach fizyki kwantowej. Skoro począwszy od drugiego wydania dodany jest rozdział o równaniu Diraca, powinien on być tak napisany, aby mieć związek z innymi partiami tekstu.

Zauważyłem również inne usterki (liczba na początku wiersza oznacza numer strony):

30, drugie zdanie rozdz. 2.4.2: powinno być „równej A ”;

76: przedział wartości powinien być oznaczony nawiasem, powinno być dwukrotnie „ $(\nu, \nu + d\nu)$ ”; we wzorze (5.2a) powinno być dwukrotnie „ $u(\nu, T)$ ”;

97: wartość m_0 w wierszu 5 od dołu jest błędna;

137: wykładnik przy czasie życia pionu powinien mieć dodatkowo minus;

144, wzór (8.35): stała Plancka nie powinna być pod pierwiastkiem;

175: standardowa definicja wielomianów Hermite’a nie zawiera czynnika normalizacyjnego;

182, wzór (10.1): brak kwadratu przy stałej Plancka;

188, zdanie przed wzorem (10.31): wartość m_{\max} powinna być l zamiast 1;

194, 198: dolny wskaźnik stowarzyszonych wielomianów Laguerre’a wynosi $n + l$, a nie $n + 1$;

199⁵: rzeczywiste są tylko kombinacje liniowe wzmiankowanych funkcji z jednakowymi współczynnikami;

216, 217: niepotrzebną komplikacją jest nazywanie wektora indukcji magnetycznej „gęstością strumienia”; przeplatają się oznaczenia B i B_0 ;

230: należało wspomnieć także o poprawce Darwina;

256, wzór (14.2): pochodna względem czasu powinna być cząstkowa;

267, przed wzorem (14.66): „ A ” powinno być tłustym drukiem;

271₂: słowo „zmiennie” sugeruje zależność od czasu, lepiej byłoby „dowolne”;

287: z opóźnieniem wyjaśnia się, dlaczego na s. 285 wprowadzono oznaczenie F dla natężenia pola;

- 292¹: nieśluszenie nazywa się funkcję „rozwiązaniem próbnym”;
- 301, wzór (15.80): zamiast ωq^2 powinno być $\omega^2 q$;
- 305, wzór (15.113): niepotrzebne oba nawiasy;
- 317, wzór (16.19): zamiast wektora r powinna być jego długość r ;
- 329, wiersz 2 po wzorze (16.73): zamiast „(2.7)” powinno być „(2.15)”;
- 348₅: zamiast „do” powinno być „od”;
- 378: operatory spinu, przedtem oznaczane literą s , teraz oznaczają się przez σ ;
- 391: promień r_H przedtem był oznaczany r_1 , w wierszu 3 od dołu powinno być „ \geq ” zamiast „ $>$ ”;
- 411, wzór (20.21): powinno być $(3 \cos^2 \theta - 1)/2$;
- 430, wiersz 6 od góry: powinno być „grupe”;
- 431: nazwisko Letochowa chyba należy podać w polskiej wersji;
- 432₇: można dwuznacznie rozumieć, dla jakich procesów przejścia s-s są zabronione;
- 437: nazwisko Cohena-Tannoudjiego chyba należy odmieniać;
- 444: należy napisać, który wektor stanowi zmienne dynamiczne, a który parametry – potrzebny jest indeks przy operatorze Laplace’a;
- 461: nie wyjaśniono oznaczeń orbitali $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$;
- 463, wzór (23.73): argumenty funkcji powinny być wektorami.

Powyższe liczne uwagi krytyczne, które powinny być uwzględnione w ewentualnym następnym wydaniu, zgłaszane z życzliwą troską, nie obniżają zasadniczo wartości książki, którą uważam za dobrą i potrzebną. Z satysfakcją zauważam, że podręcznik taki wychodzi naprzeciw potrzebom dydaktycznym w zreformowanym systemie studiów na uniwersytecie toruńskim: postanowiliśmy rozpocząć nauczanie fizyki kwantowej na drugim roku od rocznego wykładu zawierającego elementy mechaniki kwantowej, fizyki atomowej i fizyki ciała stałego, przesuwając systematyczny wykład mechaniki kwantowej i bardziej zaawansowane kursy fizyki atomowej i fizyki ciała stałego na rok trzeci. Będę rekomendował swoim studentom podręcznik Hakena i Wolfa, choć nie na pierwszym miejscu i z komentarzem w duchu niniejszej recenzji.

Książka jest bardzo elegancko wydana: ma sztywną okładkę, dobry papier, dobry druk i liczne, przejrzyste rysunki. Wadą jest niestety wysoka cena.

Nie kryjąc swojego emocjonalnego stosunku do książek przyznaję, że dzieło Hakena i Wolfa polubiłem już w księgarni, a dokładna lektura (z pominięciem zadań i ich rozwiązań) tę sympatię pogłębiła. Cieszyłbym się, gdyby doszło do następnych, poprawionych wydań, może także w mniej eleganckiej, lecz tańszej wersji.

Andrzej Raczyński

Instytut Fizyki UMK
Toruń

LISTY DO REDAKCJI

Apel do fizyków w Polsce

W telewizyjnym sprawozdaniu z jednego ze zjazdów matematyków polskich znalazło się stwierdzenie, że największym problemem matematyki polskiej jest to, że młodzież nie chce się jej uczyć. Niewielu jest chyba fizyków w Polsce, którzy mogliby zaprzeczyć, że jest to również wielki problem fizyki w Polsce. Nie jest moim celem wyłożenie planu, jak temu zaradzić, gdyż jest to zbyt złożony problem, by łatwo można było go rozwiązać. Jedno jest jednak pewne, że rozwiązać go mogą jedynie wysoko kwalifikowani i oddani nauczyciele fizyki. Nauczycielom takim powinni pomagać zawodowi fizycy, których podstawę istnienia tworzą właśnie nauczyciele fizyki, przygotowujący wciąż nowe i nowe pokolenia ludzi zainteresowanych fizyką.

Powszechnie znane są materialne kłopoty czynnych zawodowo nauczycieli fizyki. Ale na tym nie kończą się ich kłopoty. W szczególności głęboko boleśnie odczuwają oni wszelkie oznaki niewłaściwego do nich stosunku nauczycieli akademickich. Jednym z najbardziej jaskrawych przejawów takiego niewłaściwego stosunku jest zapomnienie o twórczych nauczycielach szkół podstawowych i średnich przy ustaleniu spisu specjalności, w których można uzyskiwać stopnie i tytuły naukowe. Cała uwaga środowiska akademickiego została skupiona na wąsko rozumianych celach istnienia stopni i tytułów, służących tylko promowaniu i kwalifikowaniu ludzi wnoszących bezpośredni wkład do rozwoju nauki. Zapomniano bowiem, że twórcze zajmowanie się dydaktyką nauki, a w naszym przypadku dydaktyką fizyki, jest również istotnym wkładem do rozwoju nauki. Iluż mamy twórczych nauczycieli, twórców autorskich programów dydaktycznych, autorów monografii i podręczników, czy wreszcie twórczych praktyków, prowadzących swe lekcje tak, że nie jeden wysoko utytułowany naukowiec mógłby im pozazdrościć. Tymczasem żaden taki nauczyciel nie może nawet marzyć o tym, by jego wysokie mistrzostwo mogło być usatysfakcjonowane stopniem naukowym. W ten sposób nauczyciel może być jedynie magistrem fizyki, podczas gdy inni mogą się piąć po wysokiej drabinie awansów naukowych. Osiągnięcia w dziedzinie dydaktyki nauk ścisłych też wymagają twórczego wysiłku, wiedzy zawodowej i umiejętności jej przetwarzania i rozwijania. Nie wolno wąskiego rozumienia dydaktyki jako nauczania przyjmować za podstawę odmowy innym zasłużonego uznania. Uważam obecny stan rzeczy za szkodliwy dla prawidłowego rozwoju nie tylko dydaktyki fizyki, ale i samej fizyki. Dlatego też zwracam się do fizyków w Polsce o podjęcie dyskusji, nie tyle o celowości ustanowienia stopni doktora i doktora habilitowanego, a także tytułu naukowego profesora nauk fizycznych w zakresie dydaktyki fizyki, co o kryteriach i trybie przyznawania tych stopni i tytułu. Celowość istnienia postulowanych stopni i tytułu jest bowiem oczywista i szkoda czasu na dyskusje o niej. Kto nie jest jeszcze przekonany, niech rozejrzy się trochę po świecie, to zobaczy, że gdzie indziej inaczej rozumiany jest sens istnienia tytułów i stopni naukowych. Zwracam się więc do fizyków o czynne

poparcie mojego apelu tak, by można było jak najszybciej pokonać wszystkie wyimaginowane przeszkody, których niemało zostanie wymyślonych w trakcie realizacji niniejszego postulatu.

Inną sprawą jest strategia realizowania powyższego postulatu. Powinni to rozstrzygnąć specjaliści – dydaktycy, których w Polsce nie brakuje. A że są oni rozproszeni po różnych ośrodkach akademickich, to cóż prostszego niż utworzenie na początku jednej w kraju interuczelnianej Rady Naukowej, która będzie uprawniona do przeprowadzania odpowiednich przewodów. Mogą być zastosowane i inne rozwiązania. Nie bójmy się ich, bo nie na tym polega rola fizyków.

Edward Kapuścik

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Kraków

K R O N I K A

PTF

Nowy Zarząd Główny

W dniu 17 września 1997 r. odbyło się w Katowicach Zebranie Delegatów Oddziałów Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Po wysłuchaniu sprawozdania ustępującego Zarządu Głównego i Komisji Rewizyjnej i udzieleniu absolutorium odbyły się wybory prezesa i członków Zarządu Głównego PTF na kadencję 1997–99.

Prezesem Towarzystwa został Ireneusz Strzałkowski (Warszawa). Nowo wybrany Zarząd ukonstytuował się następująco: wiceprezesa – Andrzej Budzanowski (Kraków) i Józef Szudy (Toruń), sekretarz generalny – Maciej Kolwas (Warszawa), skarbnik – Wanda Głazkowa (Warszawa), członkowie – Bogdan Cichoński (Warszawa), Wojciech Gawlik (Kraków), Stanisław Hoffmann (Poznań), Wojciech Suski (Wrocław), Edmund Śniadek (Poznań) i Urszula Woźnikowska-Bezak (Katowice).

Prezydium Zarządu Głównego PTF stanowią: prezes, wiceprezesa, sekretarz generalny i skarbnik.

Medal Mariana Smoluchowskiego

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 1997 Włodzimierzowi Zawadzkiemu (IF PAN, Warszawa) za osiągnięcia w dziedzinie fizyki półprzewodników. Medal został wręczony podczas XXXIV Zjazdu Fizyków Polskich w Katowicach we wrześniu br. Laureat wygłosił wykład pt. „Półprzewodność w półprzewodnikach”.

Obszerniejszą notatkę o laureacie zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

Nagrody PTF

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało w 1997 r. następujące nagrody:

- Nagrodę Naukową im. Wojciecha Rubinowicza – Lucjanowi Jacakowi (Wrocław) za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki fazy skondensowanej;

- Nagrodę za popularyzację fizyki – *ex aequo* Piotrowi Cieślińskiemu (Warszawa) i Stanisławowi Mrówczyńskiemu (Warszawa i Kielce);

- Nagrody za wyróżniające się prace magisterskie: I stopnia im. Arkadiusza Piekary – Piotrowi Szymczakowi (Warszawa) za pracę „Widmo elektrostatyczne efektywnej polaryzowalności dla kubicznych sieci krystalicznych”; II stopnia – Konradowi Banaszekowi (Warszawa) za pracę „Operacyjna detekcja homodynowa”; III stopnia – Waldemarowi Bednarskiemu (Poznań) za pracę „Analiza widm EPR jonów M^{++} i ich zmian pod wpływem przejść fazowych w $(NH_4)_3H(SO_4)_2$ ”.

Nagrody dydaktyczne otrzymali:

- Nagrodę im. Grzegorza Białkowskiego – *ex aequo* Hieronim Lalek (Rymanów) za wybitne osiągnięcia w pracy z młodzieżą oraz liczne publikacje metodyczno-dydaktyczne i Halina Zawadzka (Wrocław) za pomysł i wielokrotną organizację „Międzyszkolnego Dnia Fizyki”.

- Wyróżnienia dla nauczycieli – Hanna Szymburska (Łódź) za wybitne osiągnięcia w pracy z młodzieżą oraz upowszechnienie

nianie nowatorskich rozwiązań metodycznych i Krystyna Zembrowska (Kolbuszowa) za wybitne osiągnięcia w pracy dydaktyczno-wychowawczej oraz rozwijanie wśród uczniów zainteresowania fizyką.

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymał w dniu 13 maja 1997 r. Henryk Antoni Cugier (UWr, Wrocław); w dniu 12 czerwca 1997 r. tytuł otrzymali: Stanisław Leon Bazański (UW, Warszawa), Zdzisław Błaszczak (UAM, Poznań), Włodzimierz Duch (UMK, Toruń), Władysław Adam Majewski (UG, Gdańsk), Bogusław Mróz (UAM, Poznań), Karol Musioł (UJ, Kraków) i Bogumił Westwański (UŚI, Katowice).

Sprawy Nauki, nr 3 (1997)

KBN

Na posiedzeniu w dniu 20 maja 1997 r. jednym z dwóch zastępców przewodniczącego w trzeciej kadencji Komitetu Badań Naukowych został wybrany prof. Andrzej K. Wróblewski (UW).

Komisja Wyborcza podała 4 kwietnia 1997 r. wyniki wyborów do zespołów komisji KBN. Do Zespołu Nauk Matematycznych, Fizycznych i Astronomii (P-3) weszli profesorowie: Zbigniew Ciesielski (Inst. Matematyczny PAN, Warszawa) – matematyka, Daniel Simson (Wydz. Matematyki i Informatyki UMK, Toruń) – matematyka, Kazimierz Stępień (Wydz. Fizyki UW, Warszawa) – astronomia, Andrzej K. Wróblewski (Wydz. Fizyki UW, Warszawa) – fizyka i Kacper Zalewski (Wydz. Matematyki i Fizyki UJ, Kraków) – fizyka.

Sprawy Nauki, nr 2 (1997)

Nagroda Crafoorda

Nagrodę Crafoorda za rok 1997 otrzymali Fred Hoyle (Cambridge, W. Brytania) i Edwin Salpeter (Uniw. Cornella, USA) za wkład w badania reakcji jądrowych zachodzących w gwiazdach.

Nagrodę tę przyznaje Szwedzka Królewska Akademia Nauk za osiągnięcia w dziedzinach nie objętych Nagrodami Nobla.

Phys. World 10, nr 7 (1997)

B. W.

Nagroda Hewletta-Packarda

Nagrodę Hewletta-Packarda Europejskiego Towarzystwa Fizycznego otrzymali w 1997 r. Albert Fert (Université Paris-Sud), Peter Gruenberg (Forschungszentrum, Jülich) i S.P. Parkin (IBM Research, Almaden) za „odkrycie i wkład do zrozumienia zjawiska gigantycznego oporu magnetycznego w układach wielowarstwowych metali przejściowych oraz wskazanie możliwości zastosowań technicznych”.

Wszyscy trzej laureaci, pracując niezależnie od siebie, bardzo przyczynili się do poznania zjawiska olbrzymiego wzrostu oporu elektrycznego w polu magnetycznym w układach warstw magnetycznych i warstw magnetycznych przekładanych warstwami niemagnetycznymi. Ostatnio zbudowano prototyp czujnika głowicy magnetycznej i firma IBM zapowiada użycie takich struktur w stacjach dysków swoich komputerów.

Europhys. News 28, nr 2 (1997)

B. W.

Nagroda EPS za fizykę wysokich energii i cząstek elementarnych

Nagrodę Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w dziedzinie fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych otrzymali

w 1997 r. Robert Brout i François Englert z Wolnego Uniwersytetu Brukselskiego oraz Peter W. Higgs z Uniwersytetu Edynburskiego za „pierwsze sformułowanie samozgodnej teorii bozonów wektorowych o niezerowej masie, co stało się podstawą elektromagnetycznej teorii cząstek elementarnych”.

Unifikacja oddziaływań elektromagnetycznych i słabych w teorii cząstek elementarnych znalazła w ciągu ostatnich dwudziestu paru lat potwierdzenie doświadczalne z dokładnością nigdy przedtem nie osiągniętą w historii fizyki. W 1964 r. Brout i Englert wykazali, że problem unifikacji fotonów o masie zero i bozonów o masie niezerowej można rozwiązać przez zastosowanie pojęcia spontanicznego naruszenia symetrii (takie naruszenie symetrii było już przedtem znane w fizyce ciała stałego w odniesieniu do porządkowania się magnetyzacji materiałów ferromagnetycznych ochładzanych poniżej pewnej temperatury). Ideę fizyków belgijskich rozwinął w eleganckim sformułowaniu teoriopolem Higgs tworząc w ten sposób podstawę obecnych unifikacji podstawowych praw przyrody.

Ta nagroda EPS jest przyznawana co dwa lata przez Oddział Wysokich Energii i Fizyki Cząstek Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Europhys. News 28, nr 4 (1997)

B. W.

Nagroda Florowa za odkrycie jąder superciężkich

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej przyznaje co dwa lata naukowcom rosyjskim i zagranicznym Nagrodę im. G.N. Florowa za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki jądrowej.

W bieżącym roku nagroda przyznana została trzem fizykom „za doświadczalne

i teoretyczne badania własności pierwiastków superciężkich, które doprowadziły do odkrycia nowego obszaru stabilności jąder w pobliżu $Z = 108$ i $N = 162$ ”. Otrzymali ją: S. Hofmann (GSI, Darmstadt, Niemcy), J.A. Łazarew (ZIBJ, Dubna, Rosja) i A. Sobiczewski (Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa).

Sigurd Hofmann kierował międzynarodowym zespołem eksperymentatorów, który odkrył w latach 1994–96 trzy najcięższe pierwiastki o liczbie atomowej $Z = 110$, 111 i 112, które nie mają jeszcze nazw. Jest on także współodkrywcą pierwiastków o $Z = 107$ (bohr, Bh), 108 (has, Hs) i 109 (meitner, Mt).

Jurij A. Łazarew otrzymał nagrodę pośmiertnie (zmarł nagle w 1996 r.). Kierował on zespołem rosyjsko-amerykańskim, który w latach 1994–96 dokonał syntezy ciężkich izotopów pierwiastków 106, 108 i 110.

Adam Sobiczewski kierował zespołem teoretyków, który w latach 1983–91 przewidział istnienie oraz własności nowego obszaru stabilności jąder w pobliżu $Z = 108$ i $N = 162$ (zdeformowanych jąder superciężkich), potwierdzone następnie przez powyższe dwa zespoły doświadczalne. W różnych fazach prac zespołu teoretycznego udział wzięli: dr Karl-Heinz Böning (wówczas Studium Doktoranckie IPJ, Warszawa, a obecnie Instytut Astrofizyki, Poczdam, Niemcy), dr hab. Stefan Ćwiok (Politechnika Warszawska), dr Zygmunt Patyk, dr hab. Janusz Skalski i dr Robert Smolańczuk (wszyscy trzej z IPJ, Warszawa).

Uroczyste wręczenie nagrody odbyło się dnia 24 września 1997 r. w Dubnej podczas VI Międzynarodowej Konferencji Fizyki Ciężkich Jonów. W wygłoszonych przemówieniach podkreślono istotną rolę, jaką odegrała w dokonaniu tego odkrycia

bardzo bliska współpraca eksperymentatorów z teoretykami.

CERN Courier 37, nr 5 (1997)

B. W.

Fizyk prezydentem

Prezydentem Albanii został wybrany Rexhep Mejdani, profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Tiranie.

Mejdani kształcił się we Francji na Uniwersytecie Paris-Orsay. Zajmuje się teorią ciała stałego, fizyką statystyczną, biofizyką, a ostatnio polityką. Jest sekretarzem Partii Socjalistycznej.

Phys. World 10, nr 9 (1997)

B. W.

Pugwash

Nowym prezesem Konferencji Pugwash Nauki i Kwestii Światowych został sir Michael Atiyah, przednio prezes Towarzystwa Królewskiego w Londynie i pierwszy dyrektor Instytutu Nauk Matematycznych im. Izaaka Newtona w Cambridge.

Ustępujący prezes – Józef Rotblat (Pokojowa Nagroda Nobla 1995) będzie nadal brał udział w pracach Konferencji Pugwash, szczególnie w wysiłkach zmierzających do eliminacji broni jądrowej. Pragnie także utworzyć międzynarodowy komitet ds. problemów etyki w nauce.

Sekretarzem generalnym Konferencji Pugwash został wybrany George Rathjens (MIT).

Phys. World 10, nr 9 (1997)

B. W.

Pomoc dla fizyki w b. ZSRR

Rozpad Związku Radzieckiego pociągnął za sobą załamanie się struktur nauki w tych krajach. Sytuację taką przewidział już w 1991 r. ówczesny dyrektor generalny CERN-u Carlo Rubbia. O konieczności dopomożenia naukowcom tam-

tego regionu przekonał prezydenta Francji François Mitteranda. Dzięki ich inicjatywie powstało w 1992 r. Międzynarodowe Stowarzyszenie dla Promocji Współpracy z Naukowcami Niezależnych Państw b. Związku Radzieckiego – INTASE. W latach 1993–94 suma przeznaczona na współpracę naukowców Wspólnoty Europejskiej z kolegami z krajów b. ZSRR wynosiła 25 mln ECU, z czego 600 tys. ECU skierowane było na zaopatrywanie bibliotek w czasopiśmie (program ten zainicjowało Europejskie Towarzystwo Fizyczne).

W Stanach Zjednoczonych Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne zebrało w 1992 r. od swoich członków 100 tys. USD na pomoc dla nauki w b. ZSRR. Obecnie w USA działa fundacja pod nazwą Civilian Research and Development Foundation for the Former Soviet Union (CRDF). Na początku Narodowa Fundacja Nauki przyznała CRDF 10 mln USD z warunkiem uzyskania takiej samej sumy z innych źródeł. Tę połowę zapewnił znany finansista i filantrop węgierskiego pochodzenia George Soros (patrz np. Kronika 3/93 „Arka Noego”). Fundacji Sorosa udało się doprowadzić do tego, że ponad 25 tys. naukowców otrzymało jednorazową pomoc po 500 USD. W 1993 r. zaczęto realizować program długoterminowej pomocy. Ważny udział w tej akcji ma RFN, jest m.in. jedynym zachodnioeuropejskim państwem, które jest członkiem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Przy poparciu USA, Japonii i Unii Europejskiej Niemcy doprowadziły do powstania Międzynarodowego Centrum Naukowego i Technologicznego (ISTC). Inicjatywa ta miała skierować nastawiony na prace militarne radziecki potencjał naukowy i techniczny ku zastosowaniom pokojowym. Sfinansowano dotychczas ponad 300 projektów techniczno-badawczych, w które jest zaangażowanych 15 000 naukowców. Mię-

dzy innymi ISTC opracowało i zbudowało kryptonowy kalorymetr dla CERN-u.

Amerykańska fundacja CRDF stawia sobie za cel pomoc naukowcom i technikom z krajów b. ZSRR przy osiągnięciu sukcesu na wolnym rynku przez ułatwianie zawierania kontraktów z firmami amerykańskimi. Główny nacisk kładzie się na stosunki partnerskie i finansowanie badań podstawowych prowadzonych przez zespoły mieszane USA-b. ZSRR, z tym że 80% finansowania jest skierowane do naukowców nieamerykańskich. Dotychczas CRFD było finansowane głównie przez amerykańskie ministerstwo obrony. Obecnie te dotacje prawdopodobnie ulegną znacznemu zmniejszeniu. Aby ratować sytuację, CRFD postanowiła resztę dotacji użyć na uruchomienie programu „Następny krok do rynku”, mającego wspierać tylko prace prowadzące do zastosowań, a w szczególności popierać te grupy, które już mają kontakty z przemysłem.

Natomiast NORDITA (Nordycki Instytut Teoretycznej Fizyki Atomowej w Kopenhadze) wspólnie z Instytutem Lebediewa założyły w Moskwie Międzynarodowe Centrum Badań Podstawowych Fizyki.

CERN Courier 37, nr 3 (1997)

B. W.

Terapia hadronowa również w Południowej Afryce

W Kronice 3/97 pisaliśmy, że na świecie istnieją obecnie tylko dwa ośrodki hadronowej terapii głębokich nowotworów. Jak zwracają uwagę w liście do redakcji *Physics World* Don Jones i John Sharpey-Schafer z Medical Radiation National Accelerator Centre w Faure w Południowej Afryce, ośrodek ten rozporządza do celów klinicznych wiązkami zarówno wysokoenergetycznych neutronów, jak i protonów. Podstawowym akcelerato-

rem jest tam cyklotron, w którym cząstki uzyskują energię do 200 MeV. Neutrony do celów terapeutycznych uzyskuje się przez zderzenia protonów o energii 66 MeV z tarczą berylową. Między wrześniem 1988 i marcem 1997 r. terapii neutronowej poddano 851 pacjentów, a terapii protonowej – 191. W okresach, kiedy nie prowadzi się terapii pacjentów, akcelerator jest wykorzystywany do produkcji izotopów, natomiast prace badawcze z fizyki wykonywane są w czasie weekendów.

Phys. World 10, nr 7 (1997)

B. W.

Wzmacniacz energii w Hiszpanii

Rząd Hiszpanii podjął decyzję budowy w pobliżu Saragossy, gdzie znajduje się duży hiszpański ośrodek akceleratorowy, prototypu wzmacniacza energii o mocy 100 MW.

Wzmacniacz energii jest reaktorem pracującym przy ciągłym przepływie neutronów dostarczanych z akceleratora. Wyłączenie akceleratora powoduje automatycznie zatrzymanie pracy reaktora. Urządzenie takie zużywa tor i małe ilości plutonu, może więc być użyte do konwersji długożyciowych izotopów promieniotwórczych w krótkożyciowe, co zmniejszyłoby problem odpadów promieniotwórczych. Pomysłodawcą takiego urządzenia jest Carlo Rubbia.

W jednym z najbliższych zeszytów zamieścimy artykuł na temat wzmacniaczy energii.

Phys. World 10, nr 5 (1997)

B. W.

Nowe podwodne obserwatorium neutrin

Na Morzu Jońskim, u wybrzeży greckiej wioski Pylos, grupa fizyków greckich, włoskich i rosyjskich przeprowadzała tego

lata podwodne próby zestawów fotopowielaczy. Mają one stanowić część wyposażenia planowanego głębokowodnego obserwatorium wysokoenergetycznych neutrin pod nazwą NESTOR. Uważa się, że dochodzące do Ziemi neutrina o wysokiej energii są wytwarzane w różnych procesach astrofizycznych i wyniki ich obserwacji (energii, pędu) mogą znacznie przyczynić się do rozwiązania pewnych zagadnień kosmologii, m.in. problemu „brakującej masy”. Ze względu na słabe oddziaływanie z materią podwodny detektor neutrin powinien mieć objętość co najmniej jednego kilometra sześciennego!

Projektem NESTOR-a opiekuje się Uniwersytet Ateński. Niedawno odbyło się spotkanie Megascience Forum, międzynarodowej organizacji do spraw wielkich projektów badawczych. Poza NESTOR-em dyskutowano stan prac w innych głębokowodnych obserwatoriach neutrin, a więc niemiecko-rosyjskiej współpracy w wodach jeziora Bajkał, amerykański projekt „Amanda” umieszczenia detektorów pod lodem Antarktydy i francuski urządzenia obserwatorium w wodach przy południowym wybrzeżu Francji. Dotychczas tylko w obserwatorium w wodach Bajkału, które działa najdłużej, zaobserwowano kilka wysokoenergetycznych neutrin.

Na zebraniu Megascience Forum wyrażono opinię, że dotychczasowe próby poszczególnych laboratoriów powinny być prowadzone dalej, a po doprowadzeniu technologii detektorów podwodnych do odpowiedniego stanu należy prowadzić badania w ściślejszej współpracy międzynarodowej. Zwrócono także uwagę na konieczność bliższego współdziałania z przemysłem oraz z oceanografami i biologami morskimi, którzy mają duże doświadczenie w badaniach w głębi mórz.

Nieco historii fizyki przez WWW

Amerykański Instytut Fizyki (AIP) udostępnia w światowej sieci WWW pewne fragmenty historii fizyki.

Tak więc tekst na temat odkrycia elektronu (także fotografie, wykresy, dodatek dźwiękowy) „The Discovery of the Electron”, przygotowany przez Centrum Historii Fizyki AIP, można oglądać pod: <http://www.aip.org/history/electron/>. Z tej strony internetowej można też dotrzeć do tekstu wykładu noblowskiego J.J. Thomsona.

Centrum Historii Fizyki AIP przygotowało również tekst o życiu Einsteina „Einstein: Image and Impact” pod: <http://www.aip.org/history/einstein/>.

Komisja AIP ds. Statusu Kobiet w Fizyce przygotowała materiały archiwalne „Contributions of 20th Century Women in Physics”, zawierające krótkie przedstawienie osiągnięć i informacje biograficzne dotyczące kobiet, które wniosły znaczny wkład w fizykę XX w. Są tam m.in. Maria Skłodowska-Curie, Lise Meitner, Emmy Noether, Chien Shiung Wu. Szukać pod: <http://www.physics.ucla.edu/~cwp>.

Wszystkie te połączenia WWW są również na stronie *Physics Today*: <http://www.aip.org/pt/>.

XXVIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XXVIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbyła się w Sudbury (Kanada) w dniach 13 – 21 lipca br. Wzięło w niej udział 56 państw. Ponadto sześć państw uczestniczyło w charakterze obserwatorów. Dodatkowo obecny był obserwator z Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, dr Lars Gislén (jednocześnie był on opiekunem delegacji szwedzkiej).

Jak zwykle, każdy kraj uczestniczący w zawodach mógł przysłać pięciu zawodników (zawodniczek) oraz dwóch opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy XLVI Olimpiady Fizycznej, którzy w zawodach krajowych zajęli pierwsze pięć miejsc: Michał Szabelski (klasa IV, XXVI LO w Łodzi), Marcin Szlufik (klasa V, Technikum Hutniczo-Mechaniczne w Ostrowcu Świętokrzyskim), Maciej Dems (klasa IV, I LO im. Mikołaja Kopernika w Łodzi), Jarosław Łabaziewicz (klasa II, I LO im. Stefana Żeromskiego w Jeleniej Górze), Marek Miska (klasa IV, V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie).

Opiekunami naszej delegacji byli członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: dr Waldemar Gorzkowski (Prezes Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych) – kierownik delegacji oraz dr Andrzej Wymołek (pracownik naukowy Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, sekretarz naukowy KG OF ds. zadań doświadczalnych) – opiekun pedagogiczny.

W czasie zawodów w Sudbury uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne (jednego dnia) oraz jedno zadanie doświadczalne (dwa dni później). Na rozwiązanie zadań każdego dnia uczniowie mieli po pięć godzin. Jakość zadań konkursowych była bardzo zróżnicowana. Zadania teoretyczne były raczej przeciętne. Jeżeli zaś chodzi o zadanie doświadczalne, to było ono starannie przygotowane (co nie jest zjawiskiem częstym) i bardzo ciekawe.

Najlepszy wynik (47.25 punktu na 50 możliwych) osiągnął Sayed Mehdi Anvari z Iranu. Tym samym zdobył on tytuł Absolutnego Zwycięzcy XXVIII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Zgodnie z regulaminem w tym roku przyznano 18 pierwszych nagród (złote medale), 33 drugie nagrody (srebrne medale), 54 trzecie nagrody (brązowe medale) i 55 wyróżnień. Ponadto przyznano kilka nagród specjalnych. Eu-

ropejskie Towarzystwo Fizyczne, podobnie jak w latach ubiegłych, przyznało nagrodę specjalną za najbardziej wyrównane wyniki w teorii i doświadczeniu (zdołał ją Aleksiej Czuwиков z Rosji), a niżej podpisany jako Prezes MOF ufundował nagrodę dla najlepszego zawodnika z krajów, które uczestniczą w MOF po raz pierwszy (zdołał ją Anuar Bitanow z Kazachstanu). Rektor Uniwersytetu Św. Wawrzyńca w Sudbury ufundował wszystkim zwycięzcom i wyróżnionym, którzy zdecydują się na studia na tym uniwersytecie, specjalną nagrodę w postaci zwolnienia z czesnego przez cztery lata. Biorąc pod uwagę, że czesne za jeden rok studiów wynosi tam ok. 8000 CAD, trzeba przyznać, że jest to całkiem niemała nagroda. Tyle tylko, że aby się do niej „dobrać”, trzeba by dołożyć z własnej kieszeni środki na czteroletnie zamieszkanie i utrzymanie w Kanadzie, nie mówiąc już o kosztach podróży.

Nasi uczniowie wypadli nieco lepiej niż w roku ubiegłym. Zdobyli oni dwa medale srebrne (Jarosław Łabaziewicz i Marcin Szlufik) oraz dwa medale brązowe (Michał Szabelski i Marek Miska).

Następna, XXIX Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w Rejkjaviku (Islandia) w lipcu 1998 r.

Waldemar Gorzkowski

Joseph J. Loferski (1925 – 1997)

Dnia 20 stycznia 1997 r. zmarł po długiej i ciężkiej chorobie ceniony fizyk polskiego pochodzenia Joseph John Loferski, emerytowany profesor Uniwersytetu Browna w Providence, Rhode Island, USA.

Loferski urodził się 15 sierpnia 1925 r. w Hudson w stanie Pensylwania i tam ukończył studia wyższe w zakresie fizyki – w 1948 r. na Uniwersytecie w Scranton ze

stopniem B.S., a następnie na Uniwersytecie stanu Pensylwania w 1949 r. ze stopniem M.S. i w 1953 r. ze stopniem Ph.D.

Poza początkowym okresem pracy w latach 1952–53, kiedy był zatrudniony jako asystent na tym Uniwersytecie, dalsza jego działalność naukowa koncentrowała się głównie w dwóch ośrodkach. W latach 1953–60 pracował w firmie RCA w Princeton (New Jersey), rozpoczynając swoje pionierskie badania fotowoltaicznych złącz p-n we współpracy z P. Rappaportem. W roku 1961 objął stanowisko profesora na Wydziale Inżynierii Uniwersytetu Browna, gdzie pozostawał aż do emerytury w 1990 r. Przez wiele lat był również dziekanem tego Wydziału.

Głównym kierunkiem badań Loferskiego była fizyka półprzewodników. Był cenionym specjalistą w dziedzinie defektów radiacyjnych w materiałach półprzewodnikowych oraz bezpośredniej przemiany energii promieniowania Słońca w energię elektryczną przy wykorzystaniu zjawiska fotowoltaicznego (baterie słoneczne). Zwłaszcza w tym drugim obszarze badań, w którym aktywnie pracował do ostatnich lat swojej działalności naukowej, opublikował wiele prac, które dziś można uznać za klasyczne w tej dziedzinie. Obejmowały one takie zagadnienia, jak wyznaczanie granicznych wydajności konwersji promieniowania dla złącz fotowoltaicznych w różnych układach półprzewodnikowych, czułość widmową tych złącz oraz wpływ promieniowania jądrowego na ich charakterystyki.

W 1988 r. był współzałożycielem i jednym z dyrektorów Ośrodka Badań Cienkich Warstw i Międzypowierzchni w Providence, ukierunkowanego na badania w tym zakresie.

Niezależnie od swoich obowiązków akademickich profesor Loferski utrzymywał liczne kontakty zagraniczne i współ-

prace naukowe. Silnie związany z Polską i polską fizyką wielokrotnie przyjeżdżał do Polski w ramach krótkich wizyt i konferencji naukowych (np. Szkoły w Jaszowcu – patrz jego artykuł w *Postęпах Fizyki* 25, 77 (1974)).

Należy odnotować dwa jego dłuższe pobyty w Polsce. Pierwszy – jednoroczny w latach 1974–75 w ramach wymiany między akademiami nauk Polski i USA – realizowany był w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku w zakresie wspomnianej wyżej problematyki. Badania podjęte w tym okresie rozwijane były dalej w dwóch grantach Funduszu im. Marii Skłodowskiej-Curie w latach 1975–77 oraz 1980–83. Wynikiem tej współpracy były również liczne staże naukowe, miesięczne i roczne, fizyków z Instytutu Badań Jądrowych i z Instytutu Fizyki PAN w Uniwersytecie Browna.

Następnie przebywał w Polsce w latach 1985–87 w charakterze radcy naukowego Ambasady Amerykańskiej w Warszawie. Jego przychylność i zrozumienie ówczesnych problemów polskiej nauki zyskały mu powszechną zyczliwość środowiska naukowego w Polsce. Potwierdzeniem jego owocnej działalności w owym okresie był jego oficjalny udział w polsko-amerykańskiej Komisji Współpracy w Zakresie Nauki i Techniki w 1988 r.

Profesor Loferski pozostawił w Polsce wielu przyjaciół, do których zalicza się również i niżej podpisany.

Henryk Rzewuski

Edward M. Purcell (1912 – 1997)

Dnia 7 marca 1997 r. zmarł w Cambridge (Massachusetts, USA) Edward Mills Purcell, laureat Nagrody Nobla z 1952 r.

Purcell urodził się 30 sierpnia 1912 r. w stanie Illinois. Studiował inżynierię elek-

tryczną w Uniwersytecie Purdue w West Lafayette. Tam wykłady Karla Lark-Horowitza skłoniły go do głębszego zainteresowania się fizyką. Po rocznym stażu na Politechnice w Karlsruhe powrócił do USA na Uniwersytet Harvarda, którego później był profesorem aż do przejścia na emeryturę w 1980 r. W czasie wojny pracował w Radiation Laboratory w MIT nad udoskonalaniem radaru mikrofalowego, gdzie miał bliskie kontakty z I.I. Rabim, twórcą metody magnetycznego rezonansu jądrowego w wiązках molekularnych (Nagroda Nobla 1944).

Po wojnie, wspólnie z V. Poundem i H.C. Torreyem, zajął się zagadnieniem absorpcji rezonansowej promieniowania o częstościach radiowych w silnym statycznym polu magnetycznym rozszczepiającym jądrowe stany spinowe. Po powrocie na Uniwersytet Harvarda wyjaśnił wraz ze swoimi współpracownikami (do których

należał też Nicolaas Bloembergen, podówczas doktorant, który w 1981 r. otrzymał Nagrodę Nobla za wkład do spektroskopii laserowej), w jaki sposób zderzenia i fluktuacje termiczne w gazach i cieczach prowadzą do „zwięźnienia zderzeniowego” i relaksacji spin-sieć. W 1951 r. zaobserwował w galaktycznym widmie częstości radiowych linię atomowego wodoru, co stanowiło ważny wkład do radioastronomii.

Za opracowanie metod precyzyjnych pomiarów magnetyzmu jądrowego i związane z tym odkrycia otrzymał w 1952 r., wspólnie z Feliksem Blochem, Nagrodę Nobla z fizyki.

W późniejszych latach Purcell prowadził badania w dziedzinie biofizyki.

Był członkiem Prezydenckiego Komitetu Doradczego w Sprawach Nauki podczas kadencji Eisenhowera, Kennedy'ego i Johnsona.

Phys. Today 50, nr 8 (1997)

B. W.

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. Makska 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.

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. Makska Borna 9, 50-204 Wrocław, adr.el.: mborn11@ift.uni.wroc.pl, WWW: <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, fax: (22) 133265, adr.el.: iosto@atos.warman.com.pl.

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, WWW: <http://www.phys.uni.torun.pl/~romp98/>.
Z: 3.4.98, P, O: 130 USD, ang.

6 – 7 czerwca 1998, Ustroń-Jaszowiec

Przedszkole 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, WWW: http://info.ifpan.edu.pl/pelkay/issrns_98.html.
P, U: 130, O: 300 USD, 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.

26 – 28 listopada 1998, Chlewiska k. Siedlec

Krajowe Sympozjum nt. Rozpraszania Neutronów

Inst. Fizyki UJ; prof. A. Szytuła, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (12) 336377 w. 546, fax: (12) 337086, adr.el.: szytula@jetta.if.uj.edu.pl.
O: 150 zł.

NOWE KSIĄŻKI

- Ewa Curie, *Maria Curie*, z jęz. francuskiego tłum. Hanna Szyllerowa, wyd. IX; PWN, Warszawa 1997, s. 398.
- Stephen Hawking, *Czarne dziury i wszechświaty niemowlęce oraz inne eseje*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Haski; Wyd. Zysk i S-ka, Poznań 1997, s. 146, cena 12.50 zł.
- Ken Crosswell, *Alchemia nieba*, z jęz. angielskiego tłum. Michał Jaroszyński i Michał Szymański; Prószyński i S-ka, Warszawa 1997, s. 454, cena 21.50 zł.
- Michał Heller, *Uchwycić przemijające*, Wyd. ZNAK, Kraków 1997, s. 240.
- *Idea uniwersytetu u schyłku tysiąclecia*, Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej, Warszawa 1997, s. 164.

Informacje dla autorów

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

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 3) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 4) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 5) Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 6) *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach, najlepiej w **TeX-u**, w formacie **MeX**. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1998 r. wynosi 13 zł 50 gr za pół roku, 27 zł za rok.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM „RUCH” S.A.

- 1) Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.
- 2) Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.
- 3) Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).
- 4) Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM ZG PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Taka sama zniżka (30%) przysługuje studentom, niezależnie od odsetka prenumeratorów w danym oddziale. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

K. Byczuk – Ciecz Luttingera w teorii i doświadczeniu	415
D.M. Lee – Niezwykłe fazy ciekłego ^3He	435
RÓŻNE	
C. Jack – Sherlock Holmes bada paradoks EPR	483
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	495
RECENZJE	499
LISTY DO REDAKCJI	507
KRONIKA	509

CONTENTS

K. Byczuk – Luttinger liquid in theory and experiment	415
D.M. Lee – The extraordinary phases of liquid ^3He	435
MISCELLANEA	
C. Jack – Sherlock Holmes investigates the EPR paradox	483
MEETINGS AND CONFERENCES	495
REVIEWS	499
LETTERS TO THE EDITOR	507
CHRONICLE	509