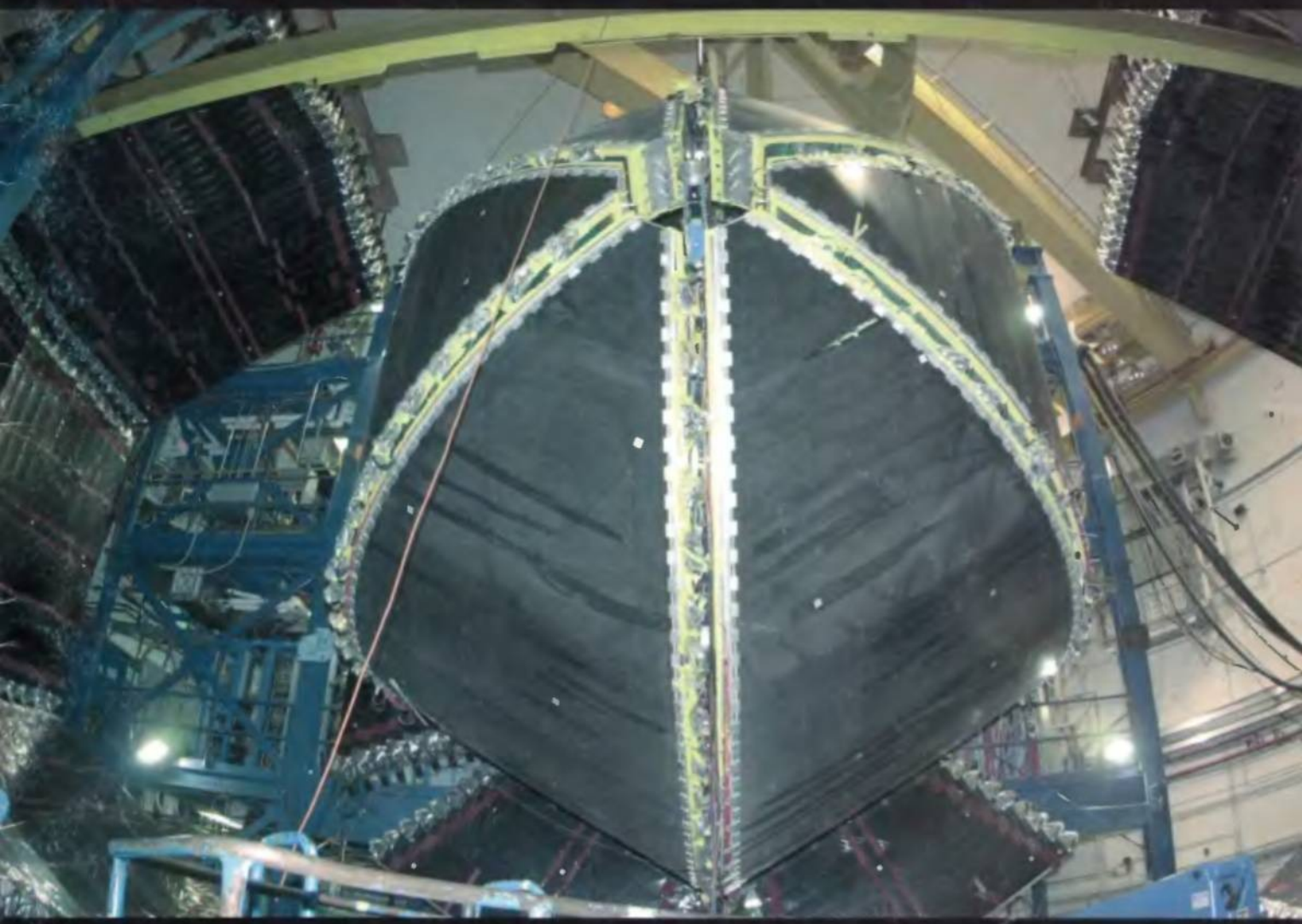
tom 56 zeszyt 3 rok 2005 nr indeksu 369721 cena 12 zł (0% VAT)

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Ultraniskie temperatury

Dikwarki i pentakwarki

Interferencja fulerenów

Światowy Rok FIZYKI 2005

XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

w Światowym Roku Fizyki

Warszawa, 11–16 września 2005 r.

Szanowni Państwo,

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

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

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

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

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

Łączę serdeczne pozdrowienia
Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego
Prof. dr hab. Jerzy Garbarczyk

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

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

REDAKTOR HONOROWY
Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY
Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszel, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

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

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF
Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Płusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Paweł B. Sczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF
Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Adam Smólski – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.
Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w redakcji
Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zendak i Wspólnicy sp.j., tel.: (22) 8735520, e-mail: etnova@etnova.pl
Druk i oprawa: „UNI-DRUK", Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

T. Skośkiewicz – W pobliżu zera bezwzględnego: otrzymywanie niskich temperatur 98

R. Jaffe, F. Wilczek – Kwarki, dikwarki i pentakwarki 106

O. Nairz, M. Arndt, A. Zeilinger – Doświadczenia z interferencją kwantową dużych cząsteczek 114

M. Coey, S. Sanvito – Magnetyzm węgla 122

NOWI PROFESOROWIE 128

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI 130

PTF 131

RECENZJE 132

WSPOMNIENIA:
Andrzej Jonscher (1921–2005) 135
Robert Głębocki (1940–2005) 136

KRONIKA 138

Drodzy Czytelnicy,

nikogo z nas nie trzeba przekonywać, że w fizyce dzieje się wiele ciekawych rzeczy, i to w bardzo wielu jej działach. Redakcja Postępów stara się zamieszczać artykuły – głównie przeglądowe – o jak największej rozpiętości tematycznej; sądzimy, że zawartość najnowszego zeszytu jest tego dobrym przykładem. Znajdą w nim Państwo tak różne materiały, jak przegląd wyrafinowanych technik kriogenicznych pióra prof. Tadeusza Skośkiewicza; historię ostatnich wytrwałych poszukiwań di- i pentakwarków w polskim tłumaczeniu artykułu znanego fizyka cząstek Roberta Jaffego i laureata zeszłorocznej Nagrody Nobla w dziedzinie fizyki Franka Wilczka; szczegółowy opis doświadczenia Younga z fulerenami, przeprowadzonego przez Antona Zeilingera ze współpracownikami i rozciągającego zakres obserwacji zjawisk falowych na obiekty mezoskopowe; wreszcie – w kolejnym przekładzie z zaprzyjaźnionego Physics World – pouczający artykuł o przejawach magnetyzmu w węglu. Opublikowany w oryginalnym artykule „magnetyczny układ okresowy pierwiastków" zamieszczamy na tylnej okładce, aby ułatwić korzystanie z niego także po przeczytaniu polskiego przekładu.

Życzę miłej lektury!

Jerzy Gronkowski

Na okładce:
CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) w Jefferson Laboratory w Newport News (Wirginia, USA), spektrometr używany w jednym z eksperymentów, w których znaleziono cząstki zbudowane z 5 kwarków.

W pobliżu zera bezwzględnego: otrzymywanie niskich temperatur*

Tadeusz Skośkiewicz

Instytut Fizyki PAN oraz *Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego, Warszawa*

Towards absolute zero: ultralow temperatures

Abstract: Methods of cooling below 1 K are reviewed.

1. Wstęp

Empiryczne skale temperatury zaproponowane w XVIII wieku przez Guillaume'a Amontonsa (1702), Gabriela Daniela Fahrenheita (1725), Renégo Antoine'a Ferchault de Réaumura (1730) i Andersa Celsiusa (1742), choć w praktycznym stosowaniu zdają dobrze egzamin nawet w czasach współczesnych, mają wspólną wadę, która dyskwalifikuje je przy dokładnych, laboratoryjnych pomiarach temperatury. Ich stałe punkty cechowania są wprawdzie lepiej lub gorzej zdefiniowane, ale brak im jednoznacznej fizycznie definicji, co jest miarą temperatury poza tymi punktami. W skali temperatury zaproponowanej przez Amontonsa taką miarą było ciśnienie powietrza zamkniętego w zbiorniku o stałej objętości. Dziś powiedzielibyśmy, że przyjął on upraszczające założenie, iż powietrze jest gazem doskonałym. Wybór Amontonsa był wyjątkowo szczęśliwy, bo równanie stanu powietrza przy niskich ciśnieniach bardzo mało różni się od równania stanu gazu doskonałego. Termometry gazowe do dziś są wykorzystywane w dokładnych pomiarach temperatury.

W skalach temperatury Fahrenheita, Réaumura i Celsjusza miarą temperatury była objętość, początkowo alkoholu, a później rtęci, przy idealizującym założeniu, że współczynniki rozszerzalności cieplnej tych cieczy nie zależą od temperatury. Obecnie potrafimy bardzo dokładnie określić odchylenia równania stanu powietrza od idealności i zmierzyć zależność współczynnika rozszerzalności cieplnej alkoholu lub rtęci od temperatury, ale aby móc to zrobić, niezbędne było jednoznaczne zdefiniowanie miary temperatury bez przyjmowania upraszczających założeń dotyczących fizycznych właściwości wybranej substancji. Rozważając ultraniskie temperatury, różniące się niekiedy tylko o miliardowe części kelwina od temperatury zera bezwzględnego, musimy być przekonani, że mamy możliwość ich jednoznacznego pomiaru. Dlatego konieczne było ścisłe zdefiniowanie temperatury i jej bezwzględnej skali.

Wszystkie dotychczas omawiane skale temperatury nazywamy skalami empirycznymi. Ścisła definicja temperatury bezwzględnej wynika z drugiej zasady termodynamiki w sformułowaniu niemieckiego matematyka Constantina Carathéodory'ego. Przypomnijmy jej brzmienie za podręcznikiem termodynamiki Józefa Werlego [1]:

> Wyrażenie różniczkowe dla ciepła $đQ$ pobranego w sposób odwracalny przez termicznie jednorodny układ jest całkowalne. Wśród różnych możliwych mianowników całkujących jeden $T = T(t)$ jest uniwersalną funkcją temperatury empirycznej i nie zależy od reszty parametrów stanu oraz indywidualnych własności ciał. Równanie $đQ/T(t) = \mathrm{d}S$ określa nową funkcję stanu S zwaną entropią. We wszelkich procesach zachodzących w dowolnym adiabatycznie osłoniętym układzie entropia jest funkcją niemalejącą.

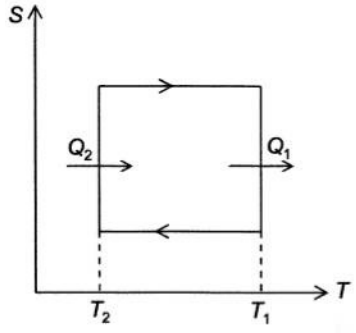
Ta definicja, choć słabo przemawiająca do wyobraźni, prowadzi jednak do bardzo doniosłych wniosków. Funkcja T jest jednoznaczną funkcją stanu i stanowi podstawę określenia bezwzględnej skali temperatury. Rozpatrzmy termodynamiczny cykl Carnota przedstawiony na rys. 1 we współrzędnych T–S. Każda funkcja stanu, w tym temperatura i entropia, musi po całym obiegu wracać do wartości wyjściowej. Dla odwracalnego cyklu Carnota entropia jest zachowana, co prowadzi do następującej równości:

$$Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0, \tag{1}$$

gdzie Q_1 i Q_2 to ilości ciepła pobranego przez układ w czasie przemian izotermicznych prowadzonych odpowiednio w temperaturze T_1 i T_2. Dla zaznaczonego na rysunku kierunku obiegu ciepło Q_1 jest ujemne,

*Artykuł jest częścią *Encyklopedii fizyki współczesnej*, publikowanej przez Wydawnictwo Naukowe PWN w internecie, na stronie WN PWN pod adresem aneksy.pwn.pl/encyklopedia_fizyki/. Opublikowano za zgodą Wydawnictwa Naukowego PWN. Copyright © by Wydawnictwo Naukowe PWN S.A.

a Q_2 dodatnie. Już w roku 1848 William Thomson, któremu w 1892 r. nadano tytuł lorda Kelvina, zauważył, że opisana równością (1) właściwość cyklu Carnota nie zależy od substancji, dla której go przeprowadzono, i pozwala ściśle zdefiniować bezwzględną skalę temperatury. Pomiar wielkości Q_1 i Q_2 w cyklu Carnota pozwala bez wprowadzania żadnych upraszczających założeń wyznaczyć dowolną temperaturę na podstawie jednej umownej temperatury odniesienia. Przyjęto, że w bezwzględnej skali temperatury tą temperaturą umowną jest temperatura punktu potrójnego wody, której przypisano wartość dokładnie 273,16 stopnia. Takie przypisanie zdefiniowało jednostkę bezwzględnej skali temperatury równą jednemu stopniowi w skali Celsjusza. Nazwano ją kelwinem (K), a bezwzględną skalę temperatury – skalą Kelwina. Przypomnijmy, że 0 °C to temperatura zamarzania wody, niższa od temperatury punktu potrójnego o 0,01 K i odpowiadająca temperaturze 273,15 K w skali bezwzględnej.

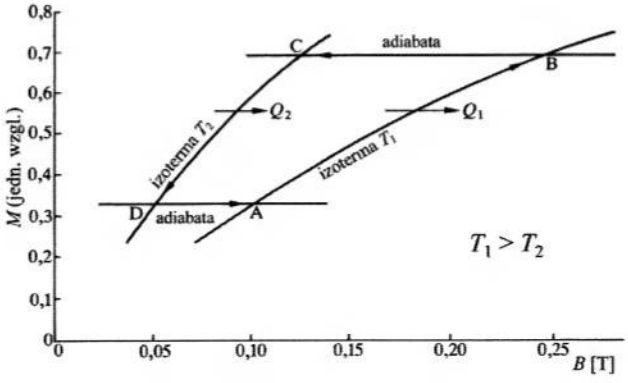


Rys. 1. Cykl Carnota we współrzędnych temperatura–entropia; Q_1 i Q_2 – ilości ciepła pobranego przez układ w trakcie przemian izotermicznych ($Q_1 < 0$, $Q_2 > 0$)

Można postawić pytanie, czy możliwe jest przeprowadzenie termodynamicznego cyklu Carnota w bardzo niskich temperaturach. Najbardziej znany cykl Carnota to cztery procesy izotermicznego lub adiabatycznego sprężania i rozprężania gazu przeprowadzone w wyidealizowanych warunkach odwracalności. Możliwa jest jednak realizacja cyklu Carnota składającego się z izotermicznego i adiabatycznego magnesowania i rozmagnesowywania próbki. Przykład takiego cyklu pokazano na rys. 2. Magnetyczny cykl Carnota przedstawiony we współrzędnych T–S wygląda tak samo jak na rys. 1 i spełniona jest dla niego równość (1). Jego przeprowadzenie, jak pokażemy później, możliwe jest nawet w najniższych temperaturach.

2. Metody otrzymywania niskich temperatur i zakresy ich stosowania

Jest sprawą umowną, sprawą tradycji, jaki zakres temperatury nazwiemy temperaturami niskimi, a jaki ultraniskimi. Na rysunku 3 ilustrującym historyczny rozwój dziedziny niskich temperatur linię podziału między temperaturami niskimi i ultraniskimi wprowadziliśmy za Pobellem [3] na potrzeby tego opracowania. Punktem wyjścia do osiągania ultraniskich temperatur są zawsze temperatury helowe, tzn. temperatury, jakie łatwo można uzyskać przy użyciu skroplonych izotopów helu: ^{4}He i ^{3}He. W zaproponowanym podziale temperatury te wprawdzie nie mieszczą się w zakresie ultraniskim, lecz przypomnienie podstawowych właściwości ciekłego ^{3}He i ^{4}He (rys. 4) jest niezbędne przy omawianiu metod osiągania ultraniskich temperatur.

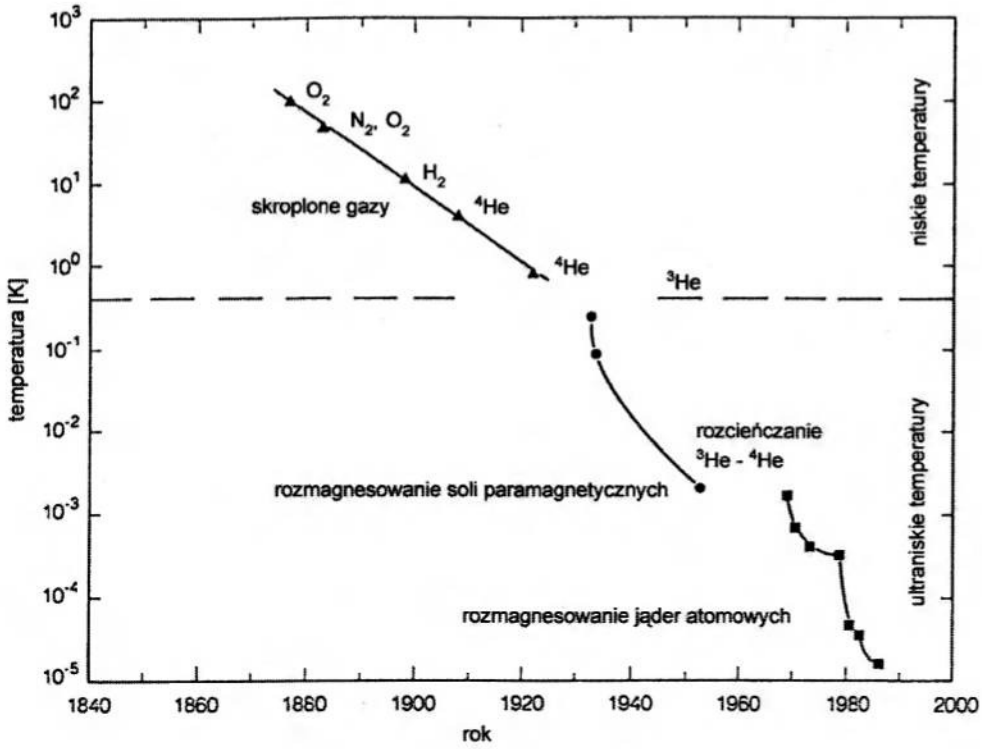


Rys. 2. Magnetyczny cykl Carnota we współrzędnych: indukcja magnetyczna–względne namagnesowanie (wg [2])

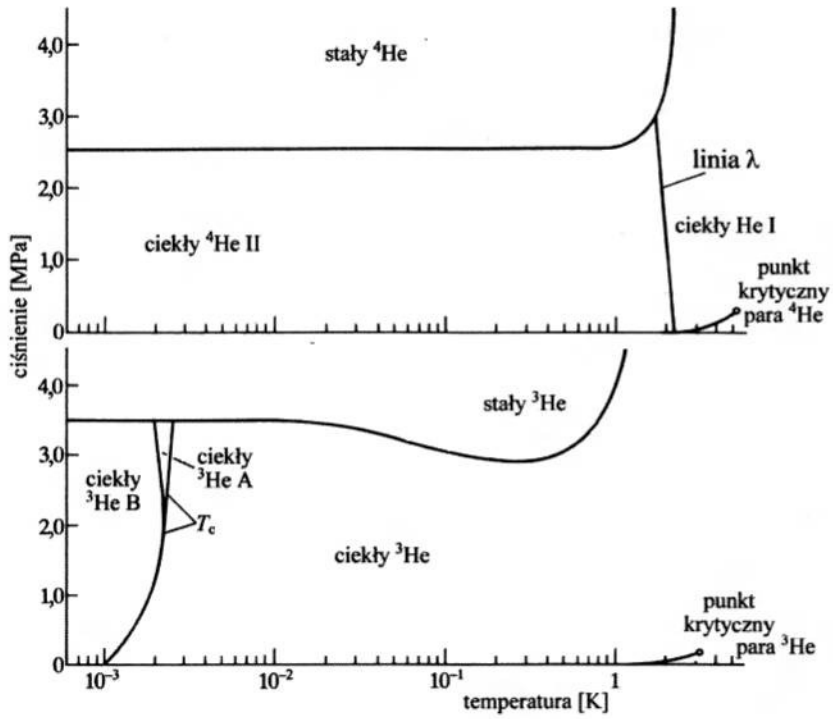
Temperatura wrzenia ^{4}He pod ciśnieniem normalnym wynosi 4,22 K. Rozprężanie par helu przez intensywne pompowanie pozwala łatwo obniżyć temperaturę ciekłego helu do ok. 1,2 K – w tej temperaturze równowagowe ciśnienie par ^{4}He wynosi 82 Pa. Dalsze obniżanie temperatury tą metodą jest już bardzo utrudnione ze względu na gwałtowne parowanie helu: w tych temperaturach ciekły ^{4}He jest w swojej nadciekłej fazie He II (rys. 4). Jednym z objawów nadciekłości jest pełzanie cienkiej warstwy ciekłego helu w stronę cieplejszych części kriostatu, powodujące niepotrzebne ich ochładzanie i silne zwiększenie szybkości parowania helu. Zwykłe układy pompujące nie pozwalają obniżyć temperatury kąpieli helowej poniżej 1,2 K, choć trzeba przypomnieć, że Kamerlingh Onnes już w 1926 r. był w stanie obniżyć temperaturę ciekłego ^{4}He do 0,7 K, stosując potężne układy pomp.

Znacznie niższe temperatury można uzyskać, stosując lżejszy izotop ^{3}He. Temperatura wrzenia ^{3}He pod normalnym ciśnieniem wynosi wprawdzie zaledwie 3,2 K, lecz w niższych temperaturach prężność pary ^{3}He jest o dwa, a nawet trzy rzędy wielkości większa niż prężność pary ^{4}He, co czyni pompowanie par łatwiejszym. Skroplony ^{3}He przechodzi ponadto w stan nadciekły w temperaturze 0,93 mK (rys. 4), dużo poniżej temperatur osiąganych metodą pompowania par. Dlatego w kriostatach ^{3}He nie występuje zjawisko pełzania

nadciekłej warstwy, drastycznie zwiększające szybkość parowania w kriostatach ^{4}He. Te dwa czynniki powodują, że łatwo jest obniżyć temperaturę ciekłego ^{3}He do poziomu 0,3 K. Szersze stosowanie lekkiego izotopu helu jest jednak ograniczone jego ceną, ok. 100 000 razy wyższą niż cena ^{4}He.



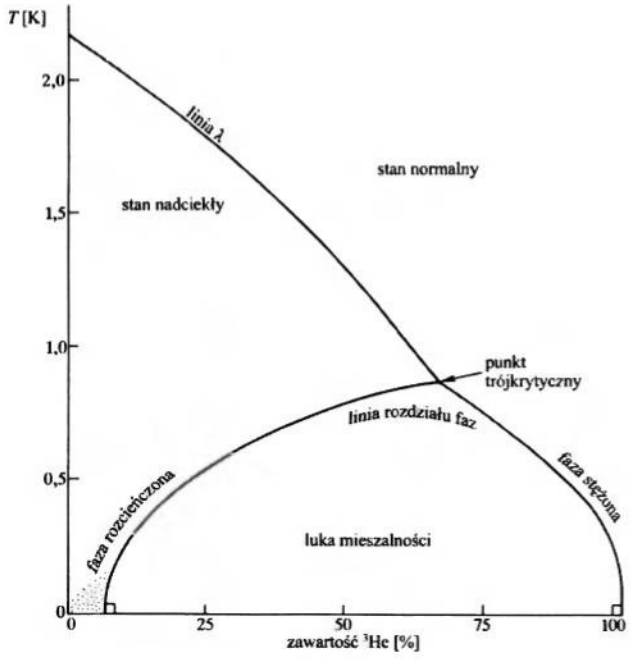
Rys. 3. Historyczny rozwój otrzymywania niskich temperatur (wg [3])



Rys. 4. Wykresy fazowe izotopów helu (wg [2]); u góry – ^{4}He, u dołu – ^{3}He

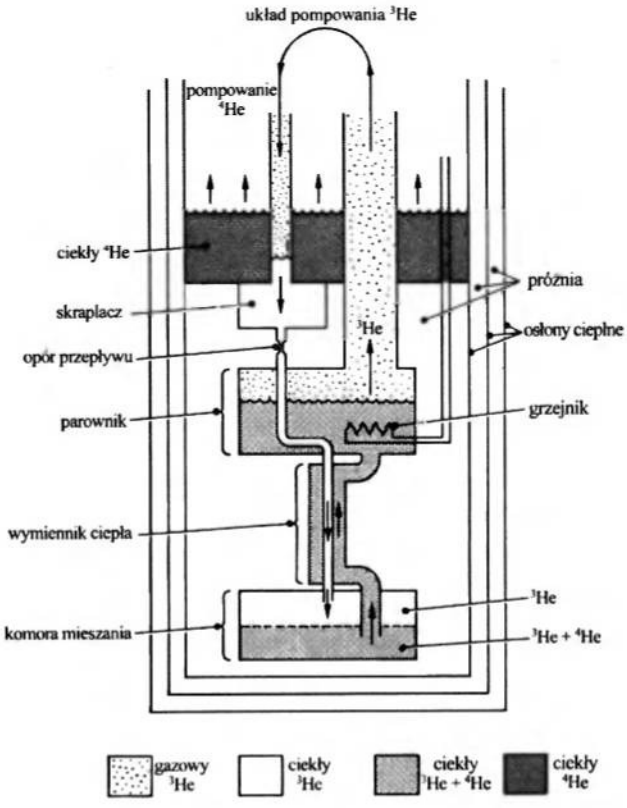
2.1. Metoda rozcieńczania ^{3}He–^{4}He

Na rysunku 5 przedstawiono wykres fazowy dla równowagowego ciśnienia par ciekłej mieszaniny izotopów ^{3}He i ^{4}He. Jak wiadomo, czysty izotop ^{4}He przechodzi w stan nadciekły w punkcie λ odpowiadającym temperaturze 2,172 K. Linia λ na rysunku pokazuje, jak zmienia się temperatura przejścia w stan nadciekły w zależności od zawartości izotopu ^{3}He w ciekłej mieszaninie ^{3}He–^{4}He. Powyżej tej linii mieszanina jest w stanie normalnym, a poniżej – w stanie nadciekłym. Linia λ w punkcie trójkrytycznym, odpowiadającym temperaturze $T = 0{,}87$ K i zawartości izotopu ^{3}He równej 67%, łączy się z linią rozdziału faz. Poniżej tej ostatniej mamy obszar zwany luką mieszalności – nie można utworzyć ciekłych roztworów izotopów helu, których skład i temperatura odpowiadałyby leżącym tam punktom poniżej linii rozdziału faz. Obszar ten rozdziela dwie fazy: jedna to faza wzbogacona w ^{4}He, tradycyjnie nazywana fazą rozcieńczoną (o małej zawartości ^{3}He), druga to faza wzbogacona w ^{3}He, nazywana fazą stężoną. W temperaturze 0,1 K faza stężona to prawie czysty ^{3}He (zawartość ^{4}He wynosi zaledwie ok. 0,0003%), natomiast faza rozcieńczona nawet w najniższych temperaturach zawiera znaczną ilość izotopu ^{3}He. Faza rozcieńczona będąca w równowadze z fazą stężoną zawiera w temperaturach bliskich zera bezwzględnego ok. 6,5% ^{3}He. Jest to związane z kwantowymi właściwościami fazy nadciekłej. Z praw termodynamiki dla klasycznych roztworów ciekłych wynika, że dla $T \to 0$ entropia mieszaniny musi dążyć do zera i skład współistniejących faz musi odpowiadać czystym składnikom. W fazie rozcieńczonej w pobliżu $T = 0$ K atomy ^{4}He tworzą nadciekłą ciecz bozonową, dla której entropia równa jest zeru. Atomy ^{3}He nie ulegają kondensacji i można je traktować jak czysty składnik, którego entropia dąży do zera nawet przy skończonych jego ilościach w fazie rozcieńczonej.



Rys. 5. Wykres fazowy ciekłej mieszaniny ^{3}He–^{4}He (wg [2])

Rozdział faz i niezerowa (nawet w najniższych temperaturach) rozpuszczalność ^{3}He w ^{4}He mają podstawowe znaczenie dla otrzymywania niskich temperatur metodą rozcieńczania ^{3}He w ^{4}He. Chłodziarki rozcieńczalnikowe (rys. 6) są podstawowym narzędziem pracy w laboratoriach, gdzie potrzebne są ultraniskie temperatury. Pracują one zwykle w obiegu zamkniętym, co pozwala utrzymywać niskie temperatury przez wiele dni. Stosuje się w nich mieszankę ^{3}He–^{4}He zawierającą zwykle 30–50% ^{3}He, w ilości odpowiadającej kilkudziesięciu litrom gazowego helu w warunkach normalnych. Dokładna ilość i skład mieszanki zależą od geometrycznych wymiarów poszczególnych elementów chłodziarki.



Rys. 6. Schemat chłodziarki rozcieńczalnikowej ^{3}He–^{4}He (wg [2])

Najzimniejszym miejscem chłodziarki jest komora mieszania, w której w temperaturze kilku milikelwinów współistnieją ze sobą dwie fazy mieszaniny ^{3}He–^{4}He. Faza rozcieńczona, zawierająca głównie cięższy izotop i tylko ok. 6% izotopu lżejszego, ma większą gęstość niż faza stężona, zawierająca prawie czysty ^{3}He, i znajduje się w dolnej części komory mieszania. Warunki pracy chłodziarki dobiera się tak, by granica faz znajdowała

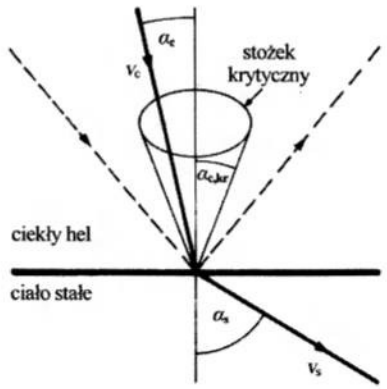
się w połowie wysokości komory mieszania. Gdy stężenie ^{3}He w fazie rozcieńczonej jest mniejsze od stężenia nasycenia (ok. 6,5%), lżejszy izotop rozpuszcza się, wędrując przez granicę faz w fazie rozcieńczonej. Proces ten można traktować jak „parowanie" fazy stężonej do fazy rozcieńczonej. Ciepło „parowania" ^{3}He w komorze mieszania pozwala odbierać ciepło w miejscu, gdzie panuje najniższa temperatura w chłodziarce. Warunkiem podtrzymania tego procesu jest odbieranie ^{3}He z fazy rozcieńczonej. Odbywa się to w parowniku, gdzie utrzymywana jest temperatura ok. 0,7 K. W tej temperaturze ciekła mieszanka w parowniku zawiera tylko ok. 1% ^{3}He. Prężność par ^{3}He w tych warunkach jest ok. 40 razy większa niż prężność par ^{4}He, dlatego w fazie gazowej w parowniku zawartość ^{3}He wynosi ok. 97%. Odpompowany prawie czysty ^{3}He zostaje w temperaturze pokojowej sprężony do ciśnienia ok. 0,2 atm i pod takim ciśnieniem skierowany do skraplacza, gdzie utrzymywana jest temperatura 1,2 K. Skroplony ^{3}He spływa przez układ wymienników ciepła do komory mieszania.

Wydajność chłodziarki rozcieńczalnikowej zależy w decydującym stopniu od szybkości obiegu ^{3}He (10^{-4}–10^{-3} mol/s) i od wydajności wymienników ciepła, która zależy od ich pola powierzchni; dużą powierzchnię wymiany ciepła uzyskuje się przez zastosowanie w wymiennikach i w komorze mieszania spieków ze sproszkowanego srebra. Silnie rozwinięta powierzchnia wymienników ciepła jest szczególnie istotna, gdy wymienniki pracują w temperaturze poniżej 50 mK. Powodem jest duży opór cieplny granicy faz, zwany oporem Kapicy. Jest to zjawisko, które odgrywa pewną rolę na powierzchni styku różnych ciał stałych, a może drastycznie ograniczyć przepływ ciepła przez granicę ciecz–ciało stałe. Przepływ ciepła przez granicę faz odbywa się za pośrednictwem fal akustycznych – fononów. Fale te, przechodząc przez granicę faz, spełniają prawo Snella.

Rozważmy fonon poruszający się w ciekłym helu z prędkością dźwięku v_c, padający na ciało stałe pod kątem α_c do normalnej do powierzchni (rys. 7). Zgodnie z prawem Snella

$$\sin\alpha_c / \sin\alpha_s = v_c / v_s \qquad (2)$$

po przejściu przez granicę ośrodków fonon będzie się poruszał w ciele stałym pod kątem α_s, z prędkością v_s. Typowa prędkość dźwięku w ciałach stałych jest ok. 20 razy większa niż w ciekłym helu, dlatego graniczny kąt padania, przy którym fonon jeszcze może wniknąć do metalu, wyznaczony z zależności (2) dla $\alpha_s = 90°$, wynosi ok. 3°. Tylko fonony padające w helu na granicę ośrodków wewnątrz krytycznego stożka mogą przejść do ciała stałego; pozostałe ulegną całkowitemu wewnętrznemu odbiciu od powierzchni metalu. Wyjaśnia to, dlaczego granica ośrodków może stanowić znaczną przeszkodę dla przewodnictwa cieplnego. Tylko jeden fonon na tysiąc może przejść z ciekłego helu do ciała stałego. Bardziej szczegółowe rozważania prowadzą do wniosku, że opór cieplny granicy ośrodków zależy od temperatury jak $1/T^3$.



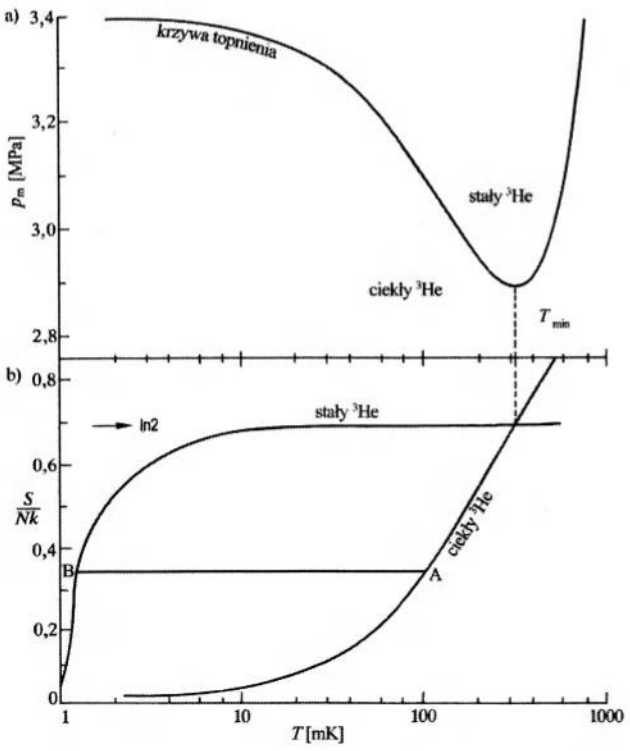
Rys. 7. Załamanie fali dźwiękowej (fononu) na granicy faz ciekły hel–ciało stałe. Kąt krytyczny $\alpha_{c,kr}$ wynosi w rzeczywistych warunkach ok. 3°.

2.2. Chłodziarka Pomerańczuka

W metodzie Pomerańczuka wykorzystywana jest pewna osobliwość wykresu fazowego ^{3}He, a mianowicie minimum krzywej topnienia występujące w pobliżu temperatury 0,3 K (rys. 4). Już w 1950 r. Izaak J. Pomerańczuk, rozważając właściwości cieczy Fermiego złożonej z atomów obdarzonych spinem, przewidział istnienie tego minimum, a następnie zaproponował metodę chłodzenia polegającą na adiabatycznym sprężaniu ciekłego ^{3}He. Istnienie przewidzianego teoretycznie minimum wkrótce potem zostało potwierdzone doświadczalnie, lecz pierwsza chłodziarka wykorzystująca metodę zaproponowaną przez Pomerańczuka została uruchomiona dopiero w 1965 r.

Rysunek 8a przedstawia krzywą topnienia ^{3}He w przedziale temperatury 1–1000 mK. Zastosowanie do krzywej topnienia równania Clausiusa–Clapeyrona $\mathrm{d}p/\mathrm{d}T = (S_c - S_s)/(V_c - V_s)$, gdzie wskaźniki c oraz s oznaczają odpowiednio wartości dla fazy ciekłej i stałej, prowadzi do wniosku, że w temperaturach niższych od $T_{min} = 0{,}32$ K pochodna $\mathrm{d}p/\mathrm{d}T$ staje się ujemna. Różnica objętości molowych fazy ciekłej i fazy stałej zmienia się nieznacznie i pozostaje dodatnia w całym przedziale temperatury. Zatem zgodnie z równaniem Clausiusa–Clapeyrona w temperaturze T_{min} musi następować zmiana znaku różnicy $S_c - S_s$. W temperaturach poniżej T_{min} entropia fazy ciekłej staje się mniejsza niż entropia fazy stałej. Wykres obu entropii w funkcji temperatury pokazano na rys. 8b.

Punktem wyjścia w metodzie Pomerańczuka jest ciekły ^{3}He ochłodzony do temperatury niższej od $T_{min} = 0{,}32$ K. Niech będzie to punkt A na rys. 8b, odpowiadający temperaturze 0,1 K. Przykładając w warunkach adiabatycznych ciśnienie większe niż 3,4 MPa, można wymusić izentropowe przejście ^{3}He do fazy stałej (punkt B na rys. 8b); towarzyszy temu obniżenie temperatury do ok. 1 mK.

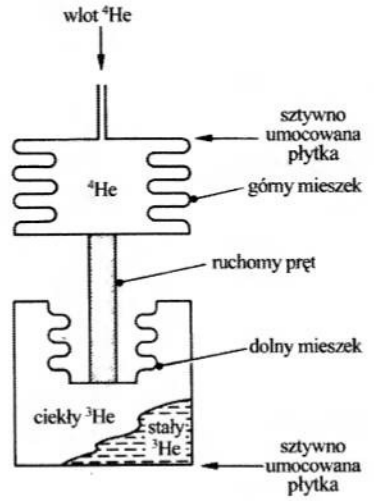


Rys. 8. a) Minimum krzywej topnienia ^{3}He dla $T = 0{,}32$ K oraz $p = 2{,}893$ MPa; b) entropia ciekłej i stałej fazy ^{3}He w zakresie 1–1000 mK (wg [2])

Chłodzenie metodą Pomerańczuka było rzadko stosowane w laboratoriach badawczych ze względu na duże trudności techniczne związane z koniecznością stosowania dość znacznych ciśnień w kriostatach milikelwinowych o delikatnej konstrukcji. To właśnie jednak ta metoda została zastosowana przez późniejszych noblistów (1996) D.M. Lee, R.C. Richardsona i D.D. Osheroffa, którzy w 1972 r. odkryli fazy nadciekłe w temperaturach poniżej 1 mK (patrz *PF* **48**, 311, 435 (1997), **49**, 15 (1998) – red.). Na rysunku 9 pokazano schematycznie rozwiązanie zastosowane przez Osheroffa i współpracowników. Do górnego mieszka dostarczany jest kapilarą ciekły ^{4}He pod zwiększonym ciśnieniem, które powoduje, że górny mieszek naciska na ruchomy pręt pewną siłą. Zwiększa ona ciśnienie w dolnym mieszku, w którym znajduje się skroplony ^{3}He o temperaturze 0,1 K. Średnica dolnego mieszka jest mniejsza niż górnego, wskutek czego ciśnienie w dolnym mieszku jest wyższe niż w górnym. Dzięki temu można w dolnym mieszku otrzymać ciśnienie wystarczające do zestalenia ^{3}He (ok. 3,4 MPa), stosując w mieszku górnym ciśnienie niższe od tego, przy którym ^{4}He przechodzi w fazę stałą (ok. 2,5 MPa).

2.3. Adiabatyczne rozmagnesowanie paramagnetyków

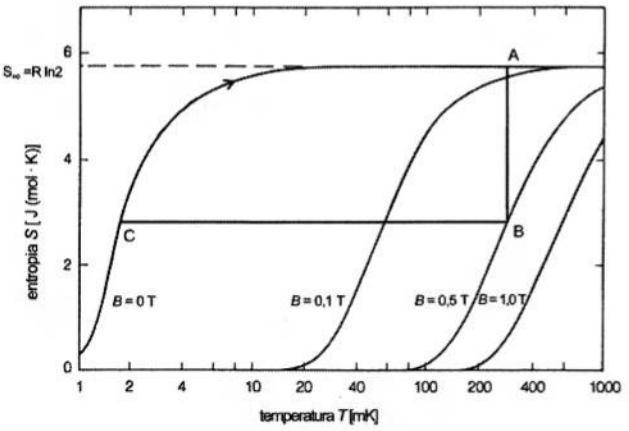
Jest to historycznie pierwsza metoda otrzymywania ultraniskich temperatur. Pierwsze urządzenia wykorzystujące tę metodę powstały w 1933 r., a więc 30 lat przed pierwszą chłodziarką rozcieńczalnikową. Mimo że we współczesnych laboratoriach chłodziarki rozcieńczalnikowe całkowicie wyparły chłodziarki wykorzystujące adiabatyczne rozmagnesowanie paramagnetyków, metodę tę warto omówić ze względu na jej historyczne znaczenie i na to, że jej rozwinięciem jest metoda adiabatycznego rozmagnesowania jądrowego, pozwalająca uzyskiwać rekordowo niskie temperatury w fazie skondensowanej. W omawianej metodzie wykorzystuje się fakt, że w paramagnetyku można za pomocą pola magnetycznego wywołać pewne uporządkowanie momentów magnetycznych, a więc obniżyć entropię paramagnetyka do poziomu odpowiadającego spontanicznemu uporządkowaniu momentów w zerowym polu w znacznie niższej temperaturze. Tak więc adiabatyczne, izentropowe rozmagnesowanie paramagnetyka pozwala obniżyć jego temperaturę.



Rys. 9. Schemat chłodziarki Pomerańczuka

Na rysunku 10 podano zależność entropii soli paramagnetycznej CMN, zawierającej bardzo słabo oddziałujące ze sobą magnetyczne jony ceru Ce^{3+}, od temperatury dla różnych wartości indukcji zewnętrznego pola magnetycznego. Na przykładzie tego paramagnetyka możemy prześledzić kolejne kroki w metodzie chłodzenia przez adiabatyczne rozmagnesowanie. Punktem wyjścia (A) jest sól paramagnetyczna w zerowym polu magnetycznym ($B = 0$), wstępnie schłodzona do temperatury 0,3 K. Pierwszym krokiem jest izotermiczne namagnesowanie soli w polu o indukcji $B = 0{,}5$ T. Następuje obniżenie jej entropii do wartości odpowiadającej punktowi B na rys. 10. Ciepło magnesowania soli w tym procesie odprowadzane jest przez zamknięty klucz cieplny do stopnia wstępnego chłodzenia, zapewniającego stabilną temperaturę $T_1 = 0{,}3$ K. Po osiągnięciu punktu B otwiera się klucz cieplny, zapewniając warunki adiabatyczne, co pozwala na izentropowe rozmagnesowanie soli paramagnetycznej do stanu C odpowiadającego temperaturze $T_2 \approx 2$ mK. Po osiągnięciu najniższej temperatury sól paramagne-

tyczna będzie się ogrzewać wzdłuż krzywej odpowiadającej polu o indukcji $B = 0$, odbierając ciepło od chłodzonej próbki lub w wyniku nieuniknionego dopływu ciepła z otoczenia.

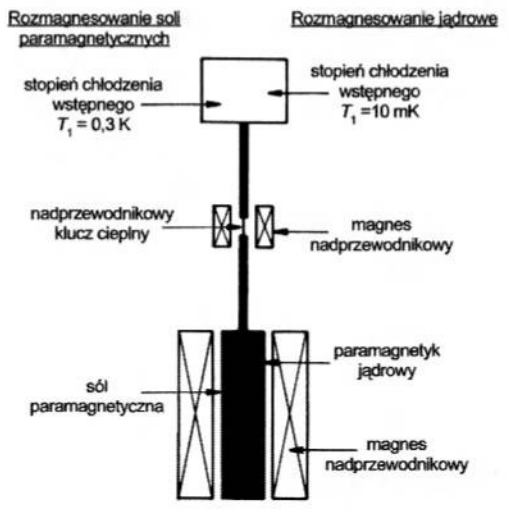


Rys. 10. Zależność entropii molowej S_m monokryształu soli paramagnetycznej CMN od temperatury dla różnych wartości indukcji zewnętrznego pola magnetycznego (wg [4])

Na rysunku 11 pokazano schematycznie chłodziarkę wykorzystującą adiabatyczne rozmagnesowanie soli paramagnetycznej. Wstępne ochłodzenie paramagnetyka do temperatury 0,3 K zapewnia pompowanie ^{3}He. Klucz cieplny wykonany jest zwykle z drutu nadprzewodzącego (Pb). Wykorzystuje się tutaj fakt, że w bardzo niskich temperaturach przewodność cieplna niektórych metali w stanie nadprzewodzącym jest o kilka rzędów wielkości mniejsza niż w stanie normalnym. Klucz cieplny jest otwarty, gdy drut ołowiany jest w stanie nadprzewodzącym; przejście drutu w stan normalny oznacza zamknięcie klucza, czyli stworzenie dobrego kontaktu cieplnego stopnia rozmagnesowania ze stopniem wstępnego chłodzenia o temperaturze 0,3 K. Kluczem steruje się za pomocą małego magnesu nadprzewodnikowego (rys. 11), którego pole magnetyczne może przeprowadzić nadprzewodnik w stan normalny. Najniższa temperatura uzyskana metodą adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznej wynosiła ok. 0,5 mK.

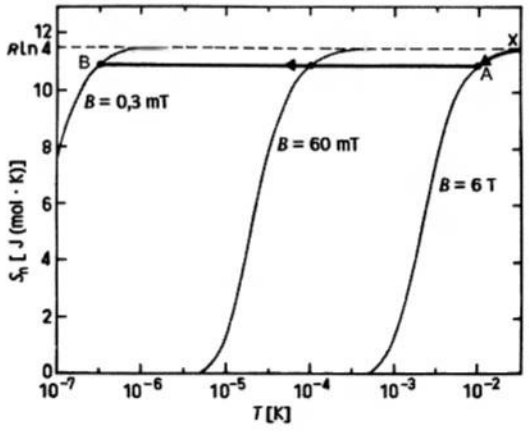
2.4. Adiabatyczne rozmagnesowanie jądrowe

Metoda rozmagnesowania jądrowego różni się od metody rozmagnesowania soli paramagnetycznych substancją roboczą i temperaturą wyjściową. Zasadę działania chłodziarki jądrowej zilustrowano po prawej stronie rys. 11. Substancją roboczą w chłodziarce jądrowej jest materiał wykazujący silny paramagnetyzm jądrowy; najczęściej stosowana jest miedź lub związek międzymetaliczny $PrNi_5$. Punktem wyjścia w chłodziarkach jądrowych jest zwykle temperatura 10 mK osiągana za pomocą chłodziarki rozcieńczalnikowej ^{3}He–^{4}He. Klucz cieplny jest w tej fazie zamknięty, co pozwala ochłodzić miedź lub $PrNi_5$ do temperatury 10 mK oraz odprowadzać ciepło magnesowania paramagnetyka jądrowego do chłodziarki rozcieńczalnikowej. Gdy indukcja pola magnetycznego wytwarzanego przez magnes nadprzewodnikowy osiągnie wartość $B_1 = 6$ T, klucz cieplny zostaje otwarty i indukcja powoli zmniejsza się do wartości $B_2 = 0{,}3$ mT. Rozmagnesowanie zwykle trwa ok. 8 godzin.



Rys. 11. Schemat chłodziarek wykorzystujących adiabatyczne rozmagnesowanie

W procesie adiabatycznego rozmagnesowania schłodzeniu ulega układ spinów jądrowych. Na rysunku 12 pokazano zależność entropii spinów jądrowych miedzi od temperatury przy różnych wartościach indukcji zewnętrznego pola magnetycznego. Adiabatyczne, a więc izentropowe rozmagnesowanie rozpoczęte w punkcie A w temperaturze 10 mK prowadzi do punktu B odpowiadającego temperaturze spinów jądrowych niższej od 1 μK. Zwykle chodzi o osiągnięcie niskiej temperatury sieci krystalicznej, bo tylko wtedy można za pośrednictwem fononów schładzać inne obiekty.



Rys. 12. Entropia S_n spinów jądrowych miedzi w bardzo niskich temperaturach, dla różnych wartości indukcji zewnętrznego pola magnetycznego (wg [4])

W niskich temperaturach oddziaływanie między spinami jądrowymi a siecią jest bardzo słabe. Dochodzenie do równowagi termodynamicznej w izolatorach może trwać kilka dni lub tygodni. Lepsza sytuacja jest w metalach, gdzie równowaga jest osiągana w wyniku oddziaływania spinów jądrowych z fononami, czyli z siecią, za pośrednictwem elektronów przewodnictwa. Ich funkcja falowa ma skończoną amplitudę w miejscach, w których znajdują się jądra atomów, a więc elektrony s mogą w wyniku słabych oddziaływań oddawać energię układowi spinów jądrowych. Czas relaksacji dla takich procesów bywa niekiedy dość długi, np. dla miedzi w temperaturze 0,3 mK wynosi ok. jednej godziny, ale z punktu widzenia rozwiązań praktycznych jest to czas dopuszczalny. W innym ośrodku stosowanym w chłodziarkach jądrowych – $PrNi_5$ – czas relaksacji dla oddziaływań spinów jądrowych z elektronami przewodnictwa jest tysiąc razy krótszy. Wyrównanie temperatury elektronów przewodnictwa i sieci następuje bardzo szybko ze względu na małą pojemność cieplną sieci, proporcjonalną w niskich temperaturach do T^3. Zatem czas dochodzenia do równowagi termodynamicznej w metalach jest określony przez czas relaksacji spiny jądrowe–elektrony przewodnictwa. Zależność czasu relaksacji od temperatury opisuje wzór Korringi

$$\tau T = \kappa, \tag{3}$$

gdzie stała Korringi κ jest stałą materiałową; dla najczęściej stosowanych substancji Cu i $PrNi_5$ wynosi ona odpowiednio 1,1 K · s oraz 0,005 K · s. Dla bardzo niskich temperatur uzasadnione jest mówienie o temperaturze jąder atomowych, temperaturze elektronów przewodnictwa i temperaturze sieci, bo mogą się one w dłuższej skali czasowej bardzo poważnie różnić między sobą. Najniższą temperaturę spinów jądrowych $T = 0{,}5$ nK osiągnęli w kriostacie dwustopniowym P.J. Hakonen ze współpracownikami [5]. Najniższą równowagową temperaturę w ciele stałym $T = 12$ μK osiągnął Frank Pobell ze współpracownikami, wśród których był polski konstruktor Piotr Sękowski; w ich dwustopniowym kriostacie rozmagnesowania jądrowego pierwszy stopień stanowiły 104 mole (6,6 kg) miedzi o wysokiej czystości.

3. Uwagi końcowe

W ostatnich dziesięcioleciach nastąpił burzliwy rozwój metod optycznego chłodzenia laserowego, który doprowadził do odkrycia kondensacji Bosego–Einsteina gazów atomowych (Nagroda Nobla 2001, patrz *PF* **53**, 221 (2002) oraz **54**, 11 (2003)). Umożliwiają one ochłodzenie skupisk rzędu 10^6 atomów utrzymywanych w pułapce magnetooptycznej do temperatury niższej od 100 nK. Są to najniższe temperatury osiągane w układach atomowych.

Ważnym i skomplikowanym zagadnieniem w technice ultraniskich temperatur jest wiarygodny pomiar temperatury. Podkreślmy raz jeszcze, że metody adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznych i rozmagnesowania jądrowego pozwalają na określenie temperatury bezwzględnej z definicji, na podstawie magnetycznego cyklu Carnota dla substancji użytej w chłodziarce.

Literatura

[1] J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna* (PWN, Warszawa 1957).

[2] D.S. Betts, *An introduction to millikelvin technology* (Cambridge University Press, Cambridge 1989).

[3] F. Pobell, *Matter and methods at low temperatures* (Springer-Verlag, Berlin 1992).

[4] O.V. Lounasmaa, *Experimental principles and methods below 1 K* (Academic Press, London 1974).

[5] P.J. Hakonen, S. Yin, O.V. Lounasmaa, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2707 (1990).

TADEUSZ SKOŚKIEWICZ jest profesorem w Instytucie Fizyki PAN i na Uniwersytecie Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie. Absolwent fizyki UW, karierę naukową rozpoczął w Instytucie Chemii Fizycznej PAN, gdzie zajmował się właściwościami transportowymi i nadprzewodnictwem układów metal–wodór pod wysokim ciśnieniem wodoru (m.in. odkrył nadprzewodnictwo wodorku palladu i odwrotny efekt izotopowy w układzie pallad–wodór/deuter), doktoryzował się i habilitował. Od roku 1984 pracuje w IF PAN, prowadząc badania właściwości transportowych nadprzewodników w temperaturach milikelwinowych oraz właściwości magnetycznych półprzewodników i nadprzewodników przy użyciu m.in. magnetometrii SQUID-owej. Przez wiele lat kierował Środowiskowym Laboratorium Badań Kriogenicznych tego Instytutu. Był profesorem, a od 1997 r. rektorem Szkoły Nauk Ścisłych. Niestrudzony popularyzator – aktywny uczestnik Pikników Naukowych, Festiwali Nauki i konferencji „Physics on Stage". Jego specjalnością są wykłady z fizyki z pokazami, wieloma własnego autorstwa. Członek Rady Programowej powstającego w Warszawie Centrum Nauki Kopernik, animator sesji „Fizyka materii skondensowanej" na tegorocznym XXXVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie.

Kwarki, dikwarki i pentakwarki*

Robert Jaffe, Frank Wilczek

Center for Theoretical Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA

Quarks, diquarks and pentaquarks

Abstract: Pentaquarks do not fit into the traditional quark model of hadrons, but understanding these exotic new particles is offering fresh insights into the subtleties of the strong interaction.

Wstęp

We wczesnych latach sześćdziesiątych XX w. fizycy cząstek stwierdzili, że zawędrowali do dżungli. Stanęli przed oszałamiającym bogactwem cząstek zwanych hadronami, bogactwem, w którym trudno było dostrzec jakąkolwiek prawidłowość. Murray Gell-Mann w końcu oswoił tę hadronową dżunglę, stawiając hipotezę, że wszystkie hadrony składają się z kombinacji bardziej podstawowych cząstek zwanych kwarkami: mezony zawierają kwark i antykwark, a bariony – trzy kwarki. Choć początkowo niektórym fizykom trudno było zaakceptować tę śmiałą hipotezę, przez następnych 40 lat te dwa „schematy budowy" z grubsza wystarczały do opisu wielu nowych hadronów, które odkrywano doświadczalnie.

Dziś odkrywamy jednak, że starannie uprawiany ogród hadronów ukwiecają nowe, egzotyczne rośliny. W roku 2003 naukowcy pracujący przy eksperymencie LEPS w laboratorium Spring-8 w Japonii ogłosili odkrycie nowej cząstki zwanej $\theta^+(1540)$, która nie jest zbudowana ani jak mezon, ani jak barion (rys. 1; liczba w nawiasie oznacza masę cząstki w MeV/c^2). Fizycy już wcześniej spekulowali od czasu do czasu o własnościach takich cząstek. Po raz pierwszy na możliwość istnienia cząstki egzotycznej o takiej masie wskazali w roku 1997 Dmitrij Diakonow i jego koledzy z Petersburskiego Instytutu Fizyki Jądrowej, chociaż ich pomysł opierał się na innym obrazie hadronów niż tu przedstawiony.

Wyniki LEPS-u szybko zostały potwierdzone przez inne eksperymenty, w tym CLAS w Jefferson Lab w Wirginii oraz DIANA w laboratorium Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej w Moskwie. Wkrótce potem współpraca NA49 w CERN-ie znalazła dowody na istnienie rodziny cięższych cząstek, które wydają się bliskimi krewnymi θ^+, a w marcu 2004 r. współpraca H1 w DESY w Hamburgu dostrzegła coś, co może być bardziej egzotycznym kuzynem tej nowej cząstki.

Ani podstawowe własności tych cząstek, ani sposób, w jaki powstają, nie są znane. W istocie nadal trwa debata, czy one w ogóle istnieją. Popularna interpretacja mówi, że nowe cząstki składają się z czterech kwarków i jednego antykwarka w stanie związanym. Czy obraz ten okaże się prawdziwy, czy nie, pogodzenie się z możliwością istnienia takich „pentakwarków" daje ekscytującą możliwość lepszego zrozumienia subtelności oddziaływań silnych.

Egzotyczne wyzwanie

Wszyscy się zgadzają, że fundamentalną teorią silnych oddziaływań jest kwantowa teoria pola znana jako chromodynamika kwantowa (QCD). Jest to pod wieloma względami teoria niezwykła. Po pierwsze, w spójny sposób łączy wymogi szczególnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Kwantową teorią pola jest również elektrodynamika kwantowa (QED) i jej rozszerzenie do elektrosłabego Modelu Standardowego cząstek elementarnych. Wiadomo jednak, że QED załamuje się i nie jest spójna na małych odległościach. Kwantowa teoria pola dla grawitacji, którą otrzymujemy z ogólnej teorii względności, też cierpi na podobne przypadłości w jeszcze bardziej złośliwej postaci. QCD jest wyjątkowa, ponieważ nie trapią jej takie problemy, a zatem tworzy naszą logicznie najdoskonalszą teorię przyrody.

QCD jest ponadto teorią piękną. Jej równania mają niezwykły stopień symetrii zwanej kolorową niezmienniczością cechowania, która bardzo precyzyjnie ustala ich strukturę. W konsekwencji QCD ma wyjątkowo ścisłą konstrukcję: kwarki oddziałują z gluonami, a gluony oddziałują między sobą według ustalonego wzorca (patrz ramka). QCD określa całkowicie bardzo mała liczba parametrów, mianowicie jedna uniwersalna stała sprzężenia i po jednej masie dla kwarka każdego typu. Nie można w żaden sposób zmienić równań bez popsucia ich symetrii, a co za tym idzie, ich spójności. Oznacza to, że ilościowe przewidywania QCD,

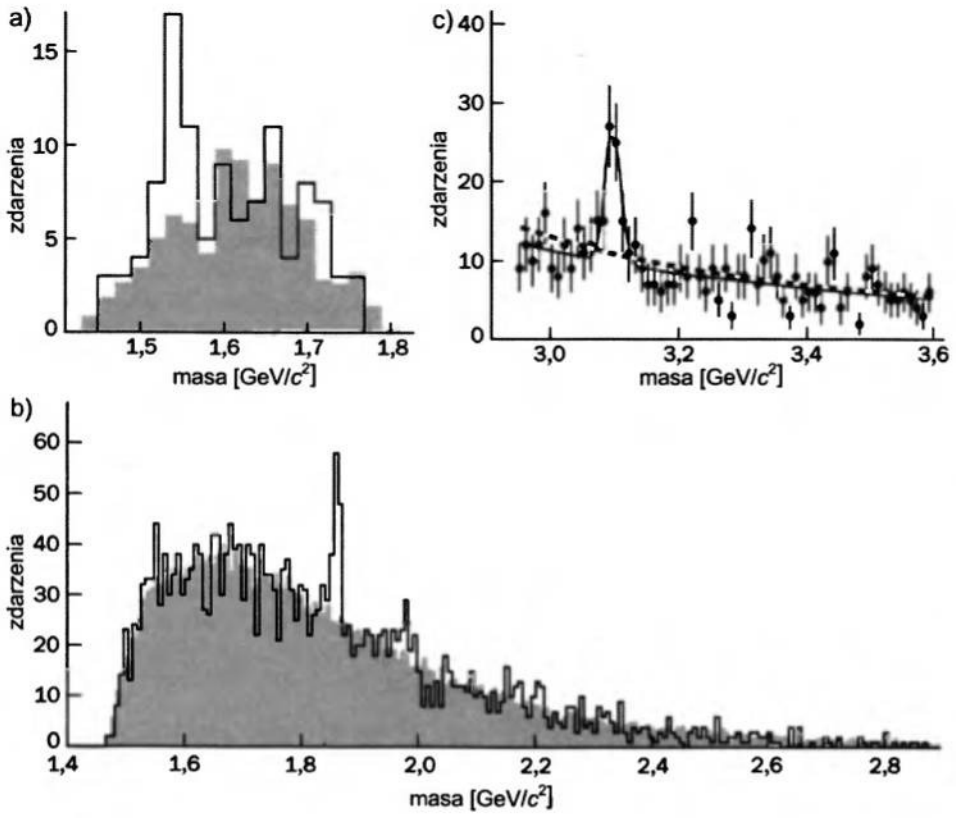
*Artykuł, opublikowany w *Physics World* **17**, zesz. 6, 25 (2004), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2004 IOP Publishing Ltd]

które w zasadzie obejmują wszystkie zjawiska dotyczące silnych oddziaływań, są jednoznaczne: nie ma w niej żadnych elementów wziętych „z sufitu".

Z doświadczalnego punktu widzenia QCD zasłużyła na nasze zaufanie, wychodząc bez szwanku z tysięcy ścisłych testów. Na przykład, wszystkie wyniki różnych rodzajów eksperymentów wymagających setek niezależnych pomiarów można zinterpretować w spójny sposób w ramach QCD, używając tylko parametru, który opisuje siłę oddziaływania (rys. 2). Inny godny uwagi sukces QCD to przewidzenie „asymptotycznej swobody", która oznacza, że siła sprzężenia między kwarkami i gluonami powinna maleć przy wielkich energiach lub, równoważnie, na małych odległościach. Kontrastuje to zdecydowanie z siłą sprzężenia w QED, które rośnie przy małych odległościach.

W czym więc tkwi problem? Po prostu równania QCD jest bardzo trudno rozwiązać. Ich najbardziej uderzająca konsekwencja polega na tym, że ani kwarki, ani gluony nie mogą pojawiać się osobno: przeciwnie, są na zawsze uwięzione w hadronach, jak protony i neutrony. Ta dziwaczna własność QCD związana jest ze złożoną i bardzo nieliniową dynamiką. Choć istnieją okoliczności, w których możemy wyprowadzać ilościowe przewidywania bezpośrednio z fundamentalnej teorii (patrz np. rys. 2), wiele jest także ważnych fizycznie pytań, na które nie da się w ten sposób odpowiedzieć.

Mówiąc nieprecyzyjnie, możemy trafnie przewidywać własności kwarków i gluonów o wysokiej energii oraz „dżetów" hadronowych, które one po sobie zostawiają. Trudno jest nam jednak opisać sposób, w jaki kwarki i gluony wiążą się, by utworzyć hadrony. Trudno obliczyć z pierwszych zasad masy i inne parametry znanych cząstek – protonów, neutronów i pionów – a jeszcze trudniej zrobić to dla wielu barionowych i mezonowych krewnych tych cząstek. Jeśli chodzi o jądra atomowe, to w ogóle nie udało nam się dotychczas wyznaczyć ich własności bezpośrednio z równań QCD.

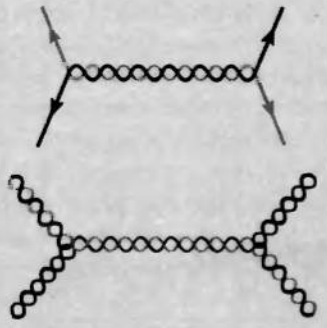


Rys. 1. Kilka grup doświadczalnych znalazło w ostatnim czasie dowody na istnienie pentakwarków. a) Pierwszym eksperymentem, w którym wykryto cząstkę $\theta^+(1540)$, był LEPS w laboratorium Spring-8 w Japonii. Foton padający na tarczę jądrową wytwarza tu dodatnio naładowane kaony K^+ (o składzie kwarkowym $u\bar{s}$) i neutron odrzutu n (udd). To maksimum w widmie mas K^+n odpowiada więc długożyciowemu stanowi („rezonansowi") o egzotycznym składzie kwarkowym $uudd\bar{s}$. Oczekiwanemu sygnałowi bez cząstki $\theta^+(1540)$ odpowiada histogram oznaczony szarym polem. b) Eksperyment NA49 w CERN-ie znalazł dowody na istnienie pentakwarka $ddss\bar{u}$ zwanego $\Xi^{--}(1860)$. c) W marcu 2004 r. fizycy pracujący przy eksperymencie H1 w DESY znaleźli wstępne oznaki istnienia ciężkiego krewniaka cząstki θ^+ o składzie kwarkowym $uudd\bar{c}$ (linia przerywana – oczekiwany sygnał bez cząstki egzotycznej).

Podstawy QCD

Chromodynamika kwantowa (QCD) jest teorią silnych oddziaływań, które wiążą protony i neutrony w jądra atomowe. Cegiełki, których QCD używa do budowy, są podobne do tych, których używa elektrodynamika kwantowa (QED), chociaż konsekwencje ich oddziaływań są zupełnie odmienne. Podstawowe składniki QCD to kwarki i gluony, które są analogiczne do elektronów i fotonów w QED: kwarki są fermionami o spinie 1/2, tak jak elektrony, a gluony są pozbawionymi masy spoczynkowej bozonami o spinie 1 oraz dwóch stanach polaryzacyjnych, tak jak fotony. Istnieje 6 rodzajów („zapachów") kwarków, a każdy z nich odpowiada innej masie. Trzy lekkie kwarki oznaczamy u, d oraz s, a trzy kwarki ciężkie to c, b oraz t. Dotychczas głównymi postaciami w dramacie pentakwarków są kwarki lekkie.

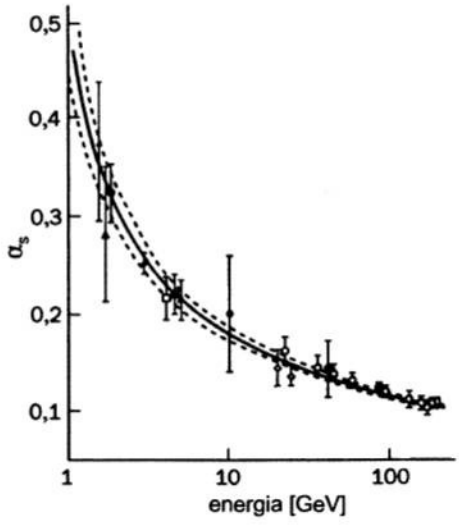
Oprócz zapachu kwarki niosą też inną liczbę kwantową, zwaną kolorem, która nie ma nic wspólnego ze zwykłą barwą (teoretycy lubią po prostu używać znanych nazw dla abstrakcyjnych pojęć). Każdy z kwarków może mieć jeden z trzech kolorów – czerwony, zielony lub niebieski, ale kluczowa różnica polega na tym, że gluony też niosą kolor, inaczej niż fotony, które są elektrycznie obojętne. Oznacza to, że gluony mogą oddziaływać z innymi gluonami.



Rysunek u góry pokazuje dwa kwarki (linie: czarna i szara) oddziałujące przez wymianę gluonu, który niesie odpowiednie kolory, a rysunek u dołu – dwa gluony oddziałujące ze sobą przez wymianę gluonu. Rysunki te pokazują, jak w przebiegu tych procesów jest zachowywany kolor.

Fakt, że gluon może oddziaływać sam ze sobą powoduje, że silne oddziaływanie jest słabe przy małych odległościach i silne przy większych. Ma to dramatyczne konsekwencje dla świata, w którym żyjemy, oznacza bowiem, że kwarki i gluony są na wieki uwięzione wewnątrz hadronów, takich jak protony i neutrony, i nigdy nie są obserwowane pojedynczo. Pełna dynamika tego „uwięzienia kwarków" nie jest jeszcze znana – dodajmy, że Clay Foundation oferuje nagrodę miliona dolarów każdemu, kto je matematycznie udowodni. Wydaje się jednak, że próżnia wypycha linie pola kolorowego w ten sam sposób, w jaki stan podstawowy nadprzewodnika wypycha zwykły strumień magnetyczny – źródła koloru (kwarki) są zmuszone do przebywania w małych „workach". Większa część masy hadronu pochodzi z kwantowej energii drgań zerowych uwięzionych kwarków i gluonów.

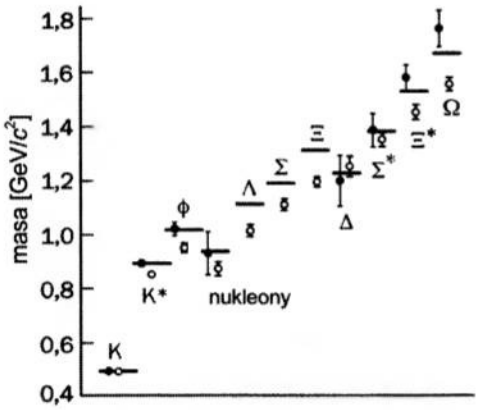
Dozwolone są jedynie te kombinacje kwarków, dla których różnica między liczbą kwarków i liczbą antykwarków jest wielokrotnością trzech. Najprostszymi hadronami są zatem mezony złożone z par kwark–antykwark (gdzie ta różnica wynosi zero) i bariony złożone z trzech kwarków (gdzie wynosi ona trzy).



Rys. 2. Chromodynamika kwantowa odniosła sukces, wyjaśniając wielką rozmaitość wyników doświadczalnych na podstawie pomiarów przeprowadzanych w szerokim zakresie energii: rozpraszania głęboko nieelastycznego, anihilacji elektron–pozyton, zderzeń hadronów i eksperymentów z ciężkimi kwarkoniami. W większości tych przypadków masy kwarków nie odgrywają ważnej roli, co znaczy, że tysiące niezależnych pomiarów opisuje ilościowo teoria, która zawiera tylko jeden swobodny parametr α_s, będący miarą siły oddziaływań silnych: α_s maleje ze wzrostem energii, czyli ze zmniejszaniem się odległości.

Dzięki najnowszym superkomputerom naukowcom udało się jednak obliczyć masy kilku najlżejszych i najprostszych cząstek silnie oddziałujących (rys. 3). Obliczenia te pozwoliły nam lepiej zrozumieć pochodzenie mas hadronów. Problem z nimi polega na tym, że np. masa protonów i neutronów wynosi prawie 1000 MeV/c^2, a przecież są one zbudowane z kwarków u oraz d, których łączna masa wynosi ok. 20 MeV/c^2, i z gluonów, których masa jest równa dokładnie zeru! Niestety jednak, techniki wykorzystywane do tych obliczeń są wyspecjalizowane, delikatne i wymagają ogromnej mocy obliczeniowej. Pozwalają nam obliczyć kilka wielkości z dużą dokładnością, ale są wciąż bezużyteczne, gdy chodzi o większość pozostałych.

Taka sytuacja – piękna teoria podstawowa, z którą trudno jest pracować – występuje w naukach przyrodniczych całkiem często. Znana jest uwaga Paula Diraca, że dzięki stworzeniu elektrodynamiki kwantowej dostaliśmy do rąk teorię, która objęła „całą chemię i większość fizyki". Jest w tym nieco prawdy. W przypadku kilku wielkości, jak moment magnetyczny elektronu, możemy otrzymać przewidywania QED ze względną dokładnością do kilku miliardowych lub lepszą, a następnie porównać je z doświadczeniem. Zgodność jest nadzwyczajna (patrz David W. Hertzog, „Muons: particles of the moment", *Physics World*, marzec 2004, s. 29).



Rys. 3. Masy najlżejszych hadronów zgadzają się zdumiewająco dobrze z przewidywaniami QCD. Poziome linie wskazują zmierzone wartości mas cząstek, a symbole oznaczają wyniki obliczeń i ich niepewności statystyczne (pełne kółka – obliczenia wykonane w 1998 r., puste kółka – w roku 1993). Mezon K jest najlżejszą z pokazanych cząstek, nukleony są też dość lekkie, a barion Ω, zawierający trzy kwarki dziwne, jest najcięższy. Obliczenia prowadzące do tych przewidywań wymagały potężnych komputerów i trzeba było zrobić pewne przybliżenia, aby dały się wykonać.

Ale QED też ma praktyczne ograniczenia. Fundamentalna stała sprzężenia teorii, $\alpha \approx 1/137$, jest mała, a to pozwala nam wyrazić wielkości opisujące proste atomy i cząsteczki w postaci szeregów potęgowych względem α. Jesteśmy więc przekonani, że możemy napisać równania, które – gdybyśmy potrafili je rozwiązać – opisywałyby kształt i trwałość dużych cząsteczek. Wielkim problemem jest tu jednak słowo „gdyby". W praktyce ani chemia teoretyczna, ani doświadczalna nie zostały wyparte przez superkomputery mielące równania QED. Zamiast tego chemicy rozwinęli takie pojęcia, jak wartościowość, i takie wyobrażenia, jak modele cząsteczek z kulek i patyczków. Związek między tymi modelami i podstawową QED nie jest jednak całkowicie bezpośredni.

W chromodynamice kwantowej zadanie jest jeszcze bardziej przytłaczające. Nie ma ani użytecznego schematu kolejnych przybliżeń, ani punktu wyjścia do ataku, rząd po rzędzie rachunku, na strukturę hadronów. Stała sprzężenia, analogiczna do α w QED, jest mała przy małych odległościach, ale rośnie, gdy zbliżamy się na odległość, przy której tworzą się hadrony. Na przykład, przy odległości równej rozmiarowi protonu stała sprzężenia dwóch kwarków staje się tak duża, że ich wzajemne przyciąganie przeważa nad naturalną tendencją obiektów kwantowych (opisanych przez fale) do rozprzestrzeniania się. Jeśli teoretycy QCD chcą opisywać hadrony, to od samego początku muszą posługiwać się modelami.

Model kwarkowy

Jednym ze słynnych i udanych modeli, który zresztą powstał przed QCD, jest model kwarkowy. Jak wspomnieliśmy, model ten wymyślono w odpowiedzi na odkrycie w latach 60. setek cząstek o bardzo krótkich czasach życia. Model kwarkowy postuluje, że podstawowymi bytami oddziałującymi silnie są nie cząstki, które obserwujemy bezpośrednio, lecz kwarki i antykwarki. Obserwowane cząstki mają jeden z dwóch podstawowych schematów budowy: mezony składają się z kwarka i antykwarka, oznaczanych $q\bar{q}$, a bariony są złożone z trzech kwarków, qqq.

Te podstawowe schematy pozwalają na kilka rozszerzeń. Każdy kwark może mieć jeden z sześciu zapachów: u, d, s, c, b lub t. Ponadto ich spiny mogą być ustawione na różne sposoby, a każdy kwark może być w różnych orbitalnych stanach przestrzennych. Na przykład każda kombinacja zapachów ma stan o najmniejszej energii i „wieżę" stanów o energiach większych, podobnie jak atom mający stan podstawowy i różne stany wzbudzone. Jeśli postawimy proste hipotezy dotyczące mas kwarków i ich oddziaływań, to model kwarkowy może opisać półilościowo masy i własności wielu setek takich stanów o większej energii, znanych jako „rezonanse".

Tak więc modelowi kwarkowemu udaje się „przystrzyc" wybujałą dżunglę materiału doświadczalnego w możliwy do opanowania ogród, ale jego związek z podstawową QCD jest w najlepszym razie luźny. Nie daje on ani punktu wyjścia do systematycznych przybliżeń do QCD, ani wiarygodnego sposobu oszacowania niepewności jej przewidywań. QCD wyjaśnia jednak, dlaczego nie obserwujemy pojedynczych kwarków czy gluonów, ponieważ pozwala tylko na takie schematy budowy, w których liczba kwarków minus liczba antykwarków jest wielokrotnością trzech. Tak więc najprostsze możliwości to $q\bar{q}$ oraz qqq, które w modelu kwarkowym odpowiadają mezonom i barionom.

Ta reguła trzech jest uogólnieniem pojęcia „ładunków przeciwnego znaku" istniejącego w QED: zarówno elektron, jak i proton mają ładunek elektryczny, ale ich ładunki są przeciwnego znaku, wiec mogą do spółki utworzyć stan elektrycznie obojętny. W QCD obowiązuje ta sama zasada: kwark i antykwark mogą utworzyć stan „obojętny kolorowo". Co więcej, trzy kwarki lub trzy antykwarki również mogą utworzyć stan niekolorowy. (Jednym z powodów, dla których ładunek w QCD jest zwany kolorem, jest analogia do barw: czerwień, zieleń i błękit można zmieszać, uzyskując biel). Na głębszym poziomie bardziej szczegółowe założenia modelu kwarkowego nie mieszczą się już jednak tak wygodnie w ramach QCD jako ścisłej kwantowej teorii pola.

Zgodnie z kwantową teorią pola gluony oraz pary lekkich kwarków i antykwarków powinny być spontanicznie wysyłane i ponownie pochłaniane przez kwarki oraz gluony wewnątrz hadronów. Schematy budowy hadronów w modelu kwarkowym prześlizgują się nad tą głębszą strukturą, ale ona bez wątpienia istnieje. Gdy przyglądamy się bliżej protonom, bombardując je elektronami, stwierdzamy, że zawierają one wielką

– wręcz nieskończoną – liczbę gluonów i lekkich par kwark–antykwark. I nawet jeśli pominiemy kwantowe fluktuacje oraz przyjmiemy „regułę trzech" dla kombinacji kwark–antykwark, to musimy zadać sobie pytanie: dlaczego w widmie hadronów nie znajdujemy cząstek odpowiadających egzotycznym schematom budowy, jak tetrakwarki ($qq\bar{q}\bar{q}$) lub pentakwarki ($qqqq\bar{q}$)?

Innym dobrze znanym i bardzo udanym modelem, który jest starszy nawet od modelu kwarkowego i którego sukces częściowo tłumaczy, dlaczego tak długo trwało, zanim odkryto kwarki, jest tradycyjny model jąder atomowych. Jądra przedstawia się w nim jako luźne zespoły nukleonów (protonów i neutronów), z których każdy, zgodnie z modelem kwarkowym, ma w swym wnętrzu zamknięte trzy kwarki. Sukces tego modelu zmusza nas, by do modelu kwarkowego dodać pewien epicykl, w którym dozwolona jest praktycznie nieograniczona liczba stanów związanych, zawierających kombinacje trzech kwarków. Innymi słowy, oprócz stanów qqq musimy także dopuścić istnienie stanów $(qqq)^n$.

Tradycyjny model jądrowy każe nam zapytać, co przeszkadza dwóm oddzielnym workom trójkwarkowym połączyć się w celu stworzenia pojedynczego worka sześciokwarkowego. Aby odpowiedzieć na to pytanie, musimy najpierw zrozumieć pochodzenie silnego odpychania między nukleonami. Jest ono bardzo ważne w konwencjonalnej fizyce jądrowej, ponieważ zapobiega połączeniom, które zniszczyłyby tożsamość pojedynczych nukleonów. W szczególności musimy wiedzieć, dlaczego nie jest obserwowany „dibarion" H, o składzie kwarkowym uuddss. Z prostego modelu worka kwarkowego wynika, że dibarion H powinien być stosunkowo lekki, trwały i łatwy do wykrycia, ale nie zaobserwowano go doświadczalnie.

Jak jasno wynika z tej dyskusji, problem egzotycznych hadronów odsłania głębokie słabości naszego obecnego zrozumienia silnych oddziaływań. Dlaczego nie obserwujemy większej liczby cząstek, które nie odpowiadają najprostszym schematom budowy z modelu kwarkowego? A jeśli takie egzotyczne cząstki istnieją, to jaką postać mogłyby przybrać według naszych oczekiwań?

Dikwarki

Wierzymy, że odpowiedzi na te pytania można uzyskać dzięki starannej analizie oddziaływań między kwarkami. Tradycyjny model kwarkowy traktuje je jak dodatek, lub ściślej, jak zaburzenie. W QCD jest to uzasadnione przy wielkich energiach, czyli małych odległościach, ale nie w ogólnym przypadku. I rzeczywiście, podstawowe równania QCD sugerują pewne konkretne własności oddziaływań kwarków.

Na przykład, siła między kwarkami jest przyciągająca, gdy każdy z kwarków ma inny kolor i spin, lub ściślej, gdy odpowiednia funkcja falowa jest antysymetryczna. Gdy dwa kwarki są w ten sposób skorelowane, tworzą konfigurację o szczególnie małej energii, którą nazywamy dikwarkiem. Korelacje te są najsilniejsze, gdy biorą w nich udział kwarki lekkie (u, d lub s) i są bardziej wyraźne dla kwarków u oraz d niż dla kwarków s. Na skutek tego dikwarki są trzech rodzajów: [ud], [us] lub [ds]; nawiasy kwadratowe odzwierciedlają antysymetrię kwarkowych funkcji falowych.

Dikwarków nie należy uważać za samoistne cząstki. Wprawdzie zawierają dwa kwarki, lecz nie są neutralne kolorowo. Nie mogą zatem istnieć jako odrębne stany związane, lecz unoszą się wewnątrz hadronów jako twory złożone, o rozmiarach rzędu 1 fm, czyli z grubsza o rozmiarach samych hadronów. Dikwarki są więc pojęciowymi klockami, które dają nam użyteczną zasadę porządkowania najważniejszych stanów w widmie hadronów. Podobne pojęcie znane jest w chemii: elektrony o przeciwnych spinach chętnie tworzą pary i często wygodnie jest myśleć o sparowanych elektronach jako o luźno związanych obiektach wewnątrz atomów lub cząsteczek.

Istnieje kilka doświadczalnych dowodów na to, że dikwarki grają ważną rolę w strukturze hadronów. Może najbardziej bezpośredni dowód wynika z badania barionów zawierających jeden kwark ciężki i dwa lekkie. Ponieważ kwark ciężki ma stosunkowo dużą bezwładność, można z widma hadronów wydobyć własności różnych konfiguracji kwarków lekkich.

W każdym przypadku dikwark wydaje się energetycznie uprzywilejowany. Energia wiązania dikwarka [ud], w którym spiny są antysymetryczne, jest o ok. 200 MeV większa od alternatywnej, oznaczanej (ud), w której spiny są symetryczne. Te same „rozszczepienia masy" są także odpowiedzialne za widmo barionów utworzonych z kwarków uds. Kwark c jest najcięższy z tych, dla których istnieją dobre dane doświadczalne, ale pomiary widma udb w tzw. fabrykach mezonów B, jak BaBar w SLAC-u i Belle w KEK-u, będą wkrótce ważnym sprawdzianem spójności tej regularności widmowej.

Istnieją także znamienne dynamiczne przejawy istnienia dikwarków. Jeden z nich to ciekawy efekt odkryty w eksperymentach z rozpraszaniem głęboko nieelastycznym, które próbkują wewnętrzną strukturę nukleonów, podobnie jak dyfrakcja rentgenowska bada strukturę cząsteczek. Klasyczna seria takich eksperymentów wykonanych w SLAC-u w latach 60. i 70. przekonała uczonych, że istotnie wewnątrz nukleonów widzą kwarki. Okazuje się jednak, że nie można tych wyników zrozumieć bez odwoływania się do dikwarków, więc – by tak rzec – badacze ze SLAC-u odkryli jednocześnie zarówno kwarki, jak i dikwarki!

Aby to dostrzec, musimy zrozumieć, co się dzieje, gdy elektrony rozpraszają się na nukleonach. W takich eksperymentach elektron zderza się z pojedynczymi kwarkami, które są niezniszczalne, a więc powodują odrzut elektronu. Od czasu do czasu ten odrzut wskazuje na to, że prawie cała energia nukleonu skupiona jest w jednym kwarku. Przypadki takie są przy

tym czterokrotnie bardziej prawdopodobne dla protonów niż dla neutronów.

Można to zrozumieć, jeśli kwark, który został uderzony, jest zawsze kwarkiem u w przypadku protonu lub kwarkiem d w przypadku neutronu. Ładunek elektryczny kwarka u wynosi 2/3, kwark d ma ładunek $-1/3$, a ponieważ przekrój czynny jest proporcjonalny do kwadratu ładunku, wyjaśniałoby to czynnik cztery! Powinniśmy pamiętać, że pomiary te wykonano na długo przed pojawieniem się nowoczesnej QCD, w czasach, gdy fizyczne istnienie kwarków było całkowicie oparte na modelu, w który wierzyło bardzo niewielu ludzi.

Jednakże ta interpretacja w języku kwarków zastępuje jedną zagadkę przez drugą. Skoro proton składa się z kwarków uud, z dodatkiem gluonów i par kwark–antykwark, to dlaczego tylko kwarki u miałyby dawać wkład do rozpraszania? Tu właśnie wkraczają dikwarki. Gdy jeden kwark niesie prawie całą energię nukleonu, reszta jego składników musi być w możliwie najniższej konfiguracji energetycznej. Innymi słowy, pozostałe dwa kwarki muszą utworzyć dikwark [ud]. Wskutek tego zarówno kwark u, jak i kwark d zostają zużyte, więc kwarkiem o dużej energii może być tylko kwark u dla protonu lub kwark d dla neutronu.

Inny przekonujący efekt dikwarkowy dotyczy barionów Λ oraz Σ, które są produkowane w dżetach hadronowych tworzonych przez szybko poruszające się kwarki. Kwarki efektywnie jonizują próżnię, w której powstają pary kwark–antykwark. Muszą one się następnie zorganizować w „zwykłe" cząstki – mezony i bariony. Aby z trzech kwarków powstał barion, byłoby rzeczą pomocną, gdyby dwa z nich najpierw utworzyły trwały stan dwukwarkowy. Bariony Λ oraz Σ są kombinacjami kwarków u, d oraz s, ale, w przeciwieństwie do barionu Σ, barion Λ zawiera dikwark [ud]. Pozwala to oczekiwać, że bariony Λ powinny być liczniejsze niż bariony Σ, i rzeczywiście – występują 10 razy częściej.

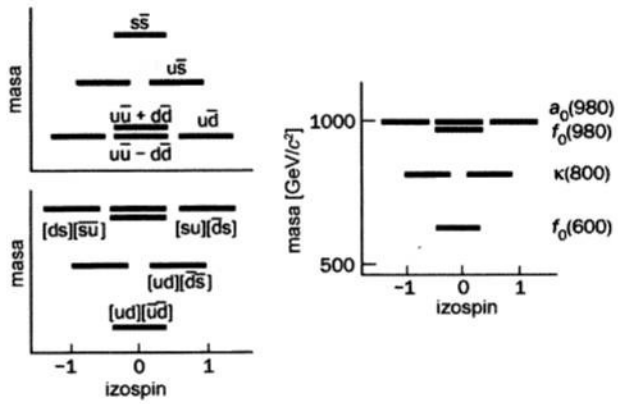
Pentakwarki i coś więcej

Pamiętając o koncepcji dikwarków, wróćmy do problemu egzotycznych hadronów. Kwarki mają mniejszą energię, gdy ich spiny i kolory są skorelowane w określony sposób, co oznacza, że inne kombinacje kwarkowe muszą mieć energię większą. Takie kombinacje odpowiadają cięższym i mniej trwałym stanom wzbudzonym lub nawet stanom, które rozpadają się na inne bariony i mezony tak szybko, że nie pozostawiają śladów w eksperymentach. Dochodzimy więc do użytecznego kryterium wyboru: oczekujemy, że największą szansę na przeżycie mają te spośród wszystkich logicznie możliwych hadronów egzotycznych, które zawierają korzystne korelacje dikwarkowe, a więc których prawdopodobieństwo pojawienia się w doświadczeniu jest większe.

Aby to zilustrować, rozważmy przypadek tetrakwarków, które zawierają dwa kwarki i dwa antykwarki, $qq\bar{q}\bar{q}$, w dowolnych „lekkich" zapachach. Sformułowane powyżej kryterium wyboru pozwala oczekiwać, że np. stan $[ds][\bar{s}\bar{u}]$ może istnieć, a stan $ss\bar{u}\bar{u}$ nie, gdyż nie zawiera dikwarków. Bez umiejętności zaglądania do wnętrza tego nietrwałego stanu jest jednak trudno odróżnić $[ds][\bar{s}\bar{u}]$ od np. takiej wzbudzonej konfiguracji $d\bar{u}$, jak mezony π^+ lub ρ^+. Sytuacja jest całkiem inna dla kombinacji $ss\bar{u}\bar{u}$, której nie może imitować żadna para kwark–antykwark.

Wszystkie takie uprzywilejowane tetrakwarki są przykładami tego, co nazywamy hadronami kryptoegzotycznymi, w przeciwieństwie do jawnie egzotycznych. Hadrony jawnie egzotyczne mają takie liczby kwantowe, np. ładunek i spin, których nie można uzyskać z prostych kombinacji $q\bar{q}$ (mezonowych) lub qqq (barionowych). Najprostszym przykładem jest cząstka $uud\bar{d}$, której ładunek elektryczny wynosi +2. Łatwo przejrzeć wszystkie możliwości i dojść do wniosku, że żaden mezon $q\bar{q}$ nie może mieć ładunku +2. (Ładunek +2 jest możliwy dla barionów, ale nie mylmy ich z mezonami). Natomiast hadron kryptoegzotyczny nie ma egzotycznych liczb kwantowych, ale nie ma też schematu budowy ani mezonu, ani barionu. Doświadczalne oznaki istnienia stanów kryptoegzotycznych są znacznie mniej spektakularne niż jawnie egzotycznych i zawsze wymagają interpretacji teoretycznej.

Wielu teoretyków od dawna już wyrażało opinię, że dobrze znana grupa mezonów – tzw. nonet skalarny – jest najlepiej opisywana przez stany kryptoegzotyczne, w szczególności przez kryptoegzotyczne tetrakwarki (rys. 4). Zarówno niezaobserwowanie jawnie egzotycznych tetrakwarków, jak i prawdopodobne istnienie kryptoegzotycznych tetrakwarków zgadzają się z oczekiwaniami opartymi na modelu dikwarkowym.



Rys. 4. Tetrakwarki. Łączące się pary kwark–antykwark tworzą jeden z dziewięciu mezonów o różnych masach. W widmie mas typowego „nonetu" $q\bar{q}$ (u góry) mezon jest tym cięższy, im więcej zawiera kwarków dziwnych. W nonecie utworzonym z dikwarka i antydikwarka (u dołu) jest tylko jeden stan lekki – utworzony z $[ud][\bar{u}\bar{d}]$ – i cztery stany ciężkie, z których każdy zawiera ukrytą parę $s\bar{s}$. Po prawej: ta charakterystyczna dla tetrakwarków prawidłowość mocno przypomina obserwowane widmo mas dziewięciu najlżejszych mezonów.

Zanim zinterpretujemy większe kombinacje kwarkowe – dibariony i pentakwarki – musimy poznać jeszcze jedną własność dikwarków: gdy dwa dikwarki nakładają się przestrzennie w znacznym stopniu, to ze sobą interferują. Dzieje się tak, ponieważ dwa dikwarki zawsze zawierają przynajmniej dwa kwarki o tym samym zapachu i zakaz Pauliego uniemożliwia im zachowanie ich uprzywilejowanych korelacji dikwarkowych. Reguła ta nie jest ścisła, ponieważ kwarki mogą się różnić liczbami kwantowymi spinu i koloru, ale w każdym razie dwa dikwarki nie chcą się zbyt do siebie zbliżać.

Ma to ważne konsekwencje dla schematu budowy sześciokwarkowego dibarionu. Na przykład, konfiguracja jednoworkowa proponowana dla dibarionu H jest niezgodna z uprzywilejowanymi korelacjami dikwarkowymi. Przyczynia się to do jego nietrwałości. Ponadto wydaje się prawdopodobne, że odpychanie między dikwarkami w dwóch oddzielnych nukleonach – które zawierają jeszcze więcej identycznych kwarków niż dibarion H – może dawać istotny wkład do silnego odpychania, które występuje, gdy próbujemy je połączyć. W ten sposób obraz dikwarkowy mógłby wyjaśnić, dlaczego jądra atomowe się nie zapadają.

Na koniec zwróćmy się ku pentakwarkom: $qqqq\bar{q}$. Ten schemat budowy stanowi podstawę jawnie egzotycznych hadronów typu $uudd\bar{s}$, $uuss\bar{d}$ oraz $ddss\bar{u}$, i gromady hadronów kryptoegzotycznych, jak $uudd\bar{u}$. Kombinacja $uudd\bar{s}$ ma liczbę barionową, ładunek elektryczny i dziwność równe $+1$, co zgadza się z odpowiednimi wartościami dla odkrytej ostatnio cząstki $\theta^+(1540)$. Kombinacja $ddss\bar{u}$ ma zaś liczbę barionową $+1$, ładunek elektryczny -2 i dziwność -2, co odpowiada cząstce $\Xi^{--}(1860)$ – jednej z cząstek odkrytych w eksperymencie NA49.

Ale jak to pasuje do obrazu dikwarkowego? Dikwarki prowadzą nas do rozważenia budowy cząstki $\theta^+(1540)$ jako $[ud][ud]\bar{s}$, a cząstki $\Xi^{--}(1860)$ jako $[ds][ds]\bar{u}$. Zaobserwowane masy odpowiednio 1540 MeV/c^2 i 1860 MeV/c^2 są całkiem rozsądne z punktu widzenia modelu dikwarkowego. Tego typu rozumowanie doprowadziło autorów tego artykułu do przewidzenia istnienia cząstki $\Xi^{--}(1860)$ o masie bliskiej 1860 MeV/c^2, zanim ją zaobserwowano.

Dikwarkowa interpretacja pentakwarków ma wiele sprawdzalnych konsekwencji. Jak już wspomnieliśmy, nakładanie się dikwarków wymaga sporej energii, chyba że jeden z dikwarków jest w innym stanie orbitalnym niż drugi, a „najtańszy" sposób, żeby go w taki stan wprowadzić, polega na dołożeniu mu jednostki momentu pędu. Jeśli ten obraz jest poprawny, to parzystość pentakwarka musi być dodatnia. Innymi słowy, jego kwantowa funkcja falowa nie zmienia się przy odbiciu zwierciadlanym.

Dalej, orbitalny moment pędu dikwarka może ustawić się zgodnie lub przeciwnie do spinu antykwarka, dając całkowity moment pędu albo 3/2, albo 1/2. Wreszcie powinniśmy też oczekiwać, że zobaczymy wiele pokrewnych pentakwarków kryptoegzotycznych, np. $ududd\bar{u}$. Staranny rachunek daje 15 hadronów kryptoegzotycznych; na niektóre z nich są już zaobserwowani doświadczalnie kandydaci.

Inny ważny aspekt dikwarkowej interpretacji pentakwarków to przewidywanie, czego n i e z a o b s e r w u j e m y! Kombinacje czterech kwarków i antykwarka mogą mieć daleko bardziej egzotyczne liczby kwantowe niż cząstka θ^+ lub cząstka Ξ^{--}. Na przykład, kombinacja $uuuu\bar{s}$ ma ładunek elektryczny $+3$ oraz dziwność $+1$, a kombinacja $ssss\bar{u}$ – ładunek elektryczny -2 oraz dziwność -4. Żadna z nich nie jest możliwa z udziałem dikwarków. W istocie jedyne dozwolone kombinacje $qqqq\bar{q}$ to te dwie, które zostały zaobserwowane doświadczalnie (czyli cząstki θ^+ oraz Ξ^{--}) i trzecia cząstka zwana Ξ^+. Ta krewna pentakwarka Ξ^{--} ma kombinację kwarków $[su][su]\bar{d}$, a zatem musi istnieć, jeśli odkrycie cząstki $\Xi^{--}(1860)$ zostanie potwierdzone.

Może najwyraźniejsze, a z pewnością najbardziej dramatyczne przewidywania obrazu dikwarkowego dotyczą pentakwarków zawierających ciężkie kwarki, np. cząstek $[ud][ud]\bar{c}$ oraz $[ud][ud]\bar{b}$. Gdy porównujemy oszacowania ich mas z masami cząstek, na które mogłyby się rozpadać w procesach silnych, stwierdzamy, że rozpad cząstki $[ud][ud]\bar{c}$ jest z trudem dozwolony, natomiast cząstka $[ud][ud]\bar{b}$ jest prawie na pewno trwała. Jedyny sposób jej rozpadu prowadzi przez procesy słabe, a to znaczy, że cząstka $[ud][ud]\bar{b}$ może żyć wystarczająco długo, by zostawić widoczne ślady w detektorze.

Ostatnio współpraca H1 w DESY ogłosiła znalezienie dowodów na istnienie ciężkiego barionu o liczbach kwantowych, które wymagają składu kwarkowego co najmniej $uudd\bar{c}$. Masa tego rezonansu jest duża – ok. 3099 MeV/c^2 – a czas życia dłuższy, niż byśmy się spodziewali dla tak dużej masy. Podniecające pytanie brzmi, czy to jest wewnętrznie wzbudzony stan podstawowej konfiguracji $[ud][ud]\bar{c}$. Fizycy pracujący przy eksperymencie H1 czekają, czy siostrzany eksperyment ZEUS potwierdzi to odkrycie, lecz ZEUS niczego dotąd nie zaobserwował, chociaż jego czułość jest podobna do czułości eksperymentu H1.

Przyszłe kierunki badań

Jak jasno wynika choćby z tego krótkiego przeglądu, fenomen pentakwarków – lub jego brak – nie powinien być postrzegany jako odosobniona ciekawostka. Jest on integralną częścią całego problemu cząstek egzotycznych, który z kolei jest centralnym zagadnieniem naszych ciągłych poszukiwań całościowego zrozumienia oddziaływań silnych. Pentakwarki mogłyby ostatecznie zmusić nas do porzucenia tradycyjnego modelu kwarkowego i do szukania bardziej subtelnych sposobów opisu widma hadronów.

Najpilniejsze jednak jest wyjaśnienie sytuacji doświadczalnej, gdyż żaden z eksperymentów, które doniosły o oznakach wykrycia pentakwarków, nie był specjalnie zaprojektowany do poszukiwania takich cząstek. W sektorze lekkich kwarków musimy dokonać

kompletnego przeglądu odpowiedniego zakresu mas (1400–2100 MeV/c^2) oraz zapachów (odpowiadających dziwności między -2 a $+1$) i wykonać wiarygodne pomiary parzystości oraz spinu wszystkich znalezionych cząstek. Ważne też jest, co podkreśliliśmy przed chwilą, zbadanie układów z ciężkimi kwarkami.

Jeśli chodzi o teorię, to trzeba wzmocnić związki ze ścisłą QCD. Jak widzieliśmy, jedyne ogólne podejście ilościowe do rozwiązywania równań QCD wymaga bardzo żmudnych obliczeń komputerowych. Musimy więc być sprytni i stawiać pytania, na które da się odpowiedzieć. Najbliższym celem byłoby np. poszukiwanie pentakwarków θ oraz Ξ w ścisłych rachunkach QCD na sieci, pozwalających przewidzieć masy cząstek.

Koncepcja dikwarków pozwala nam oczekiwać bardzo charakterystycznego układu cząstek, ale istnieją konkurencyjne modele, które przewidują inne, nowe – na ogół bardziej liczne – populacje cząstek. Wszystkie modele dają jednak mniej lub bardziej określone przewidywania dla pentakwarków i ta informacja może służyć do prowadzenia oraz interpretacji obliczeń. Z przyczyn technicznych jest chyba łatwiej badać pentakwarki z ciężkim antykwarkiem. Byłoby wspaniałym triumfem fizyki teoretycznej, gdyby wyniki doświadczalne były poprzedzone przewidywaniami numerycznymi podstawowej teorii, ale niedawny wynik grupy H1 może oznaczać, że fizycy doświadczalni sprzątnęli nam pierwszeństwo sprzed nosa!

Nasza dyskusja cząstek egzotycznych była bardzo wybiórcza, w tym sensie, że skupiliśmy się prawie wyłącznie na kwarkach. Cały odrębny świat problemów i zjawisk związany jest z gluonami (g), które są co najmniej równie fundamentalne (patrz A.R. Dzierba i in., „Na tropie egzotycznych hadronów", *Postępy Fizyki* **55**, 20 (2005) – red.). Na przykład, czy istnieją cząstki z czystego „kleju" (kule gluonowe) o schemacie budowy gg? A co z hybrydami utworzonymi z kombinacji $q\bar{q}g$?

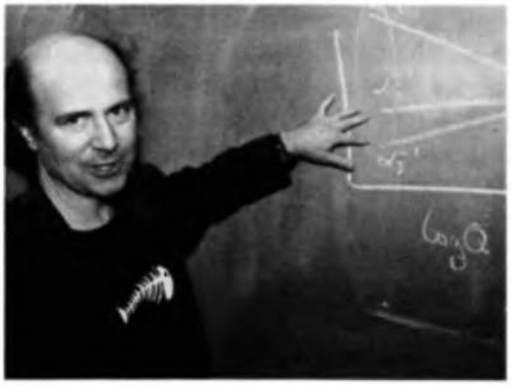
Co więcej, pominęliśmy milczeniem niezwykłą możliwość luźno związanych „molekuł" hadronowych, które są podobne duchem do luźno związanych jąder atomowych, ale zbudowane z innych cegiełek. Ostatnio dokonano w tej dziedzinie pewnych spektakularnych odkryć doświadczalnych, jak cząstka $D_s(2317)$ w Stanfordzie i cząstka X(3872) w KEK-u. Ale te odkrycia zasługują na oddzielny artykuł.

Tłumaczyła *Magdalena Staszel*
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Lektura uzupełniająca

- A. Aktas i in. (H1 collaboration), „Evidence for a narrow anti-charmed baryon state", arXiv.org/abs/hep-ex/0403017 (2004).
- C. Alt i in. (NA49 collaboration), „Evidence for an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance in proton–proton collisions at the CERN SPS", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 042003 (2004).
- H. Bethke, „α_s 2002", arXiv.org/abs/hep-ex/0211012 (2002).
- R.L. Jaffe, F. Wilczek, „Diquarks and exotic spectroscopy", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 232002 (2003).
- V. Kubarowsky i in. (CLAS collaboration), „Observation of an exotic baryon with $S = +1$ in photoproduction from the proton", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 032001 (2004).
- T. Nakano i in. (LEPS collaboration), „Evidence for a narrow $S = +1$ baryon resonance in photoproduction from the neutron", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 012002 (2003).

ROBERT L. JAFFE jest dyrektorem Centrum Fizyki Teoretycznej MIT oraz Jane and Otto Morningstar Professor of Physics w MIT School of Science. Doktorat z fizyki uzyskał na Uniwersytecie Stanforda, a następnie związał się na stałe z MIT. Wniósł istotny wkład do wielu gałęzi fizyki teoretycznej, a zwłaszcza chromodynamiki kwantowej. Od wielu lat interesuje się hadronami egzotycznymi, a w roku 2003 opracował wraz z Frankiem Wilczkiem kwarkową interpretację egzotycznych barionów. Jest też laureatem kilku prestiżowych nagród dydaktycznych.



FRANK WILCZEK, Herman Feshbach Professor of Physics w MIT, jest laureatem Nagrody Nobla z fizyki w 2004 r. Jego sylwetkę zamieściliśmy w zeszycie 1/2005 przy omówieniu ubiegłorocznej Nagrody Nobla.

Doświadczenia z interferencją kwantową dużych cząsteczek*

Olaf Nairz**, Markus Arndt, Anton Zeilinger

Institut für Experimentalphysik, Universität Wien, Austria

Quantum interference experiments with large molecules

Abstract: Wave–particle duality is frequently the first topic students encounter in elementary quantum physics. Although this phenomenon has been demonstrated with photons, electrons, neutrons, and atoms, the dual quantum character of the famous double-slit experiment can be best explained with the largest and most classical objects, which are currently the fullerene molecules. The soccer-ball-shaped carbon cages C_{60} are large, massive, and appealing objects for which it is clear that they must behave like particles under ordinary circumstances. We present the results of a multislit diffraction experiment with such objects to demonstrate their wave nature. The experiment serves as the basis for a discussion of several quantum concepts such as coherence, randomness, complementarity, and wave–particle duality. In particular, the effect of longitudinal (spectral) coherence can be demonstrated by a direct comparison of interferograms obtained with a thermal beam and a velocity selected beam in close analogy to the usual two-slit experiments using light.

1. Wstęp

Na początku XX w. dokonano kilku ważnych odkryć, które zmusiły badaczy do postawienia wielu niezwykle bulwersujących pytań oraz wykonania doświadczeń, których wyników nie dawało się wyjaśnić za pomocą fizyki klasycznej, tzn. przedkwantowej. Po pierwsze odkryto [1–3], że światło musi się składać z dyskretnych paczek energii, które można dobrze zlokalizować w przestrzeni i czasie. Taka lokalizacja była jawnie sprzeczna z ówczesną wiedzą opartą na odnoszącej dotąd same sukcesy teorii Maxwella, która przedstawia światło jako fale elektromagnetyczne. Drugim, komplementarnym odkryciem był wniosek teoretyczny de Broglie'a [4] oraz demonstracja doświadczalna Davissona i Germera [5], że cząstki obdarzone masą mogą również zachowywać się jak fale.

Oba te stwierdzenia były szokujące w czasach, gdy je sformułowano, i nawet dziś zmuszają nas do myślenia, gdyż z cząstką intuicyjnie wiążemy lokalizację punktową, a z falą – rozciągłość przestrzenną. Doświadczenia, w których równocześnie obserwujemy oba zjawiska, prowadzą do pojęcia delokalizacji, która jest czymś więcej niż rozciągłość w przestrzeni, gdyż pojedyncze obiekty kwantowe mają jakby zdolność jednoczesnego przebywania w obszarach czasoprzestrzeni niedostępnych dla pojedynczego obiektu klasycznego.

Dualizm falowo-korpuskularny omówimy na przykładzie doświadczenia z dwiema szczelinami (rys. 1), gdyż z jednej strony jest ono jednym z najprostszych i najbardziej ogólnych doświadczeń dyskutowanych we wstępnym kursie fizyki kwantowej, a z drugiej jest prototypem naszych badań przy użyciu cząsteczek.

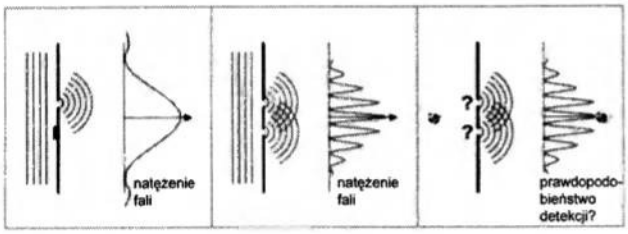
Zaczniemy od doświadczenia z falami na wodzie. Gdy w płaskim naczyniu wzbudzamy fale na powierzchni wody i kierujemy je na mały otwór w przegrodzie (rys. 1, po lewej), obserwujemy za nią – zgodnie z zasadą Huygensa – rozchodzące się kołowe fale wtórne. Jeśli zrobimy drugi otwór w pobliżu pierwszego, to za przegrodą znajdziemy miejsca, w których woda jest całkiem spokojna (rys. 1, środek). Zjawisko to nazywamy interferencją i tłumaczymy w prosty sposób, mówiąc, że fale wtórne z obu otworów nakładają się na siebie, dzięki czemu w pewnych miejscach powstają maksima drgań, a między nimi – minima. Interferencja jest dobrze widoczna, jeśli drgania w obu otworach są ze sobą zsynchronizowane, co oznacza, że mają dobrze określone, stałe fazy względne, a zatem mogą być uważane za spójne.

Dla fal na wodzie zjawisko to jest intuicyjnie zrozumiałe, gdyż fala powoduje drgania wielu cząstek, a każda oddziałuje z sąsiednimi. Jednakże interpretacja wyników doświadczenia, w którym do układu szcze-

*Artykuł, opublikowany w *American Journal of Physics* **71**, 319, 1084 (2003), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2003 American Association of Physics Teachers]

**Również: Université de Genève, GAP-Optique, Szwajcaria.

lin docierają jeden po drugim odrębne obiekty – fotony lub nawet cząstki obdarzone masą – jest już jedną ze wspomnianych na wstępie trudnych kwestii.



Rys. 1. Doświadczenie z dwiema szczelinami – prototyp doświadczeń służących do demonstracji kwantowego dualizmu falowo-korpuskularnego. Po lewej: fala padająca na ekran z jedną dostatecznie wąską szczeliną rozprzestrzenia się za przesłoną. Opis zjawiska oparty na zasadzie Huygensa mówi, że każdy punkt czoła fali można uważać za źródło kulistej fali wtórnej. Interferencja fal wysłanych z wielu takich źródeł daje na ekranie obraz dyfrakcyjny szczeliny. W środku: po otwarciu drugiej szczeliny, do której dociera ta sama fala co do pierwszej, w dostatecznie dużej odległości od szczelin powstaje obraz o obwiedni podobnej do obrazu dyfrakcyjnego, lecz natężenie fali w pewnych miejscach spada do zera w wyniku destruktywnej interferencji fal z obu szczelin. Po prawej: jaki obraz powstanie, gdy zamiast źródła ciągłego wykorzystamy źródło pojedynczych kwantów, tzn. dyskretnych porcji energii lub energii i masy, które w źródle są zlokalizowane w przestrzeni i czasie? Czy pojedynczy obiekt o tak dużej masie jak cząsteczka fulerenu może uzyskać informację o istnieniu dwóch rozdzielonych przestrzennie dróg do ekranu?

W niniejszym artykule przedstawiamy doświadczalne obserwacje właściwości falowych cząsteczek najcięższych ze wszystkich, dla których dotychczas takie właściwości zaobserwowano. Potwierdza ono, że w odpowiednich warunkach nawet tak duże cząsteczki wytwarzają obraz interferencyjny, którego kształt można dokładnie przewidzieć. Należy jednak podkreślić, że w takim doświadczeniu każda cząstka jest rejestrowana tylko w jednym miejscu, przez jeden detektor, i nie można przewidzieć, przez który, gdyż – jak dziś uważamy – zjawisko to ma charakter losowy.

Doświadczenie z dwiema szczelinami wykonane dla wiązki pojedynczych cząstek stawia przed nami następujące pytania. W jaki sposób cząstka, obserwowana w ustalonym punkcie zarówno w źródle, jak i w detektorze, a do tego znacznie mniejsza od szerokości każdej szczeliny, uzyskuje informację o stanie bardzo odległego otworu (otwarty czy zamknięty), jeśli uznajemy, że przechodzi tylko przez jeden z nich? Dlaczego nie możemy prześledzić toru cząstki bez zniszczenia jej cech falowych? Jak wytłumaczyć, że punkty, w których docierają do ekranu pojedyncze cząstki, nie są rozłożone w sposób przypadkowy, lecz tworzą wyraźny obraz interferencyjny, skoro cząstki nie oddziałują ze sobą w żaden ze znanych nam sposobów[1]?

Jak widać, doświadczenie z dwiema szczelinami ilustruje wiele podstawowych pojęć fizyki kwantowej. Przede wszystkim, widzimy komplementarność naszej znajomości położenia cząstki i wyrazistości obrazu interferencyjnego. Jeśli otworzymy tylko jedną szczelinę, to cząstka musi przez nią przejść i obraz interferencyjny nie powstanie. Największy kontrast obrazu interferencyjnego odpowiada sytuacji, w której otwarte są obie szczeliny i nie ma możliwości stwierdzenia – nawet w zasadzie – którą drogą cząstka pobiegnie. W dualistycznym obrazie falowo-korpuskularnym ten sam obiekt opisujemy w źródle i na ekranie jako cząstkę zlokalizowaną, a jego – nieobserwowany – ruch od źródła do ekranu musimy opisać falowo. Stan cząstki w ruchu opisujemy matematycznie jako superpozycję stanów, w szczególności stanów położenia, które w obrazie klasycznym wzajemnie się wykluczają. Cząstka klasyczna pobiegnie albo jedną drogą, albo drugą. O cząstce kwantowej nie da się tego powiedzieć. Informacja, jaką możemy mieć o układzie kwantowym, nie wystarcza do takiego opisu – nawet w zasadzie [6]. Występuje również dualizm charakteru losowego i deterministycznego zjawisk. Dla zbioru cząstek powstaje na ekranie obraz interferencyjny o dobrze znanym kształcie, lecz punkt ekranu, do którego dotrze pojedyncza cząstka, jest zupełnie nieprzewidywalny.

Wszystkie te „tajemnice kwantów" prowadzą do wniosku, że w doświadczeniu mamy zwykle do czynienia tylko z możliwym, a nie dobrze określonym położeniem cząstki. Właśnie dlatego Richard Feynman uważał, że doświadczenie z dwiema szczelinami to samo serce mechaniki kwantowej i pisał [7]: „W gruncie rzeczy jest w nim tylko jedna tajemnica, a jest nim szczególny charakter podstaw całej mechaniki kwantowej". Może się wydawać, że w tym przykładzie nie ujawnia się inne ważne pojęcie fizyki kwantowej – splątanie. Okazuje się jednak, o czym będzie jeszcze mowa, że gra ono podstawową rolę w sposobie, w jaki informacja o wybranej drodze przedostaje się do otoczenia, prowadząc w doświadczeniu z dwiema szczelinami do utraty spójności między sąsiednimi torami cząstki.

Zjawiska kwantowe są dla nas tak niezwykłe, gdyż jedną z podstawowych cech mechaniki kwantowej jest falowa natura materii, której zupełnie nie postrzegamy w codziennym życiu. Nieobserwowalność zjawisk kwantowych w świecie klasycznym wynika przede wszystkim z tego, że stała Plancka jest niezwykle mała,

[1] Student znający już podstawy fizyki statystycznej może starać się odpowiedzieć na to pytanie, rozważając analogię z deską Galtona. Choć i w tym przypadku tor pojedynczej kulki wydaje się losowy, to jednak rozkład kulek na dole deski jest zgodny z deterministycznymi prawami statystyki klasycznej. Przede wszystkim zauważmy, że tory kulek są tylko pozornie losowe – po prostu słabo znamy warunki początkowe w chwili wypuszczenia określonej kulki. Ponadto, gdybyśmy wykonali doświadczenie z deską Galtona dla dwóch różnych miejsc wypuszczania kulek, rozkłady prawdopodobieństwa dla tych dwóch punktów ich startu dodałyby się i nie powstałby żaden obraz interferencyjny.

a co za tym idzie, bardzo małe są długości fal de Broglie'a obiektów makroskopowych. Warto jednak zadać pytanie, czy istnieją granice fizyki kwantowej i jak dalece można rozwinąć doświadczalne metody obserwacji zjawisk kwantowych w układach mezoskopowych o coraz większych rozmiarach, masie i złożoności.

Dokonajmy przeglądu osiągnięć doświadczalnych na tym polu w minionym stuleciu. Wkrótce po wysunięciu przez de Broglie'a hipotezy falowej natury cząstek materialnych została ona potwierdzona doświadczalnie dla elektronów [5], atomów i dimerów (cząsteczek dwuatomowych) [8] oraz neutronów [9,10]. Dla fal de Broglie'a (nazywanych też falami materii) doświadczenia Younga z dwiema szczelinami wykonali: Jönsson (elektrony) [11], Zeilinger i in. (neutrony) [12], Carnal i Mlynek (atomy) [13] oraz Schöllkopf i Toennies (małe cząsteczki i klastery gazów szlachetnych) [14,15].

Dalszy postęp w fizyce fal materii osiągnięto dzięki stworzeniu wyrafinowanych metod wykorzystania oddziaływania atomów ze światłem. Już w 1975 r. zaproponowano metodę spowalniania i chłodzenia atomów przy użyciu absorpcji i reemisji światła [16,17]. Szybki rozwój tej dziedziny znalazł uznanie w postaci Nagrody Nobla za najważniejsze dokonania na tym polu: chłodzenie laserowe (1997) [18–20] i wytworzenie kondensatu Bosego–Einsteina w rozrzedzonych parach atomowych (2001) [21,22][2]. W kondensacie Bosego–Einsteina długość fal de Broglie'a wszystkich atomów jest niezwykle duża, a więc są one spójne w obszarze o rozmiarach makroskopowych, sięgających nawet milimetra. Atomy w kondensacie Bosego–Einsteina są jednak od siebie tak odległe, że bardzo słabo ze sobą oddziałują, podobnie jak fotony w wiązce laserowej. Choć droga spójności (długość koherencji) jest duża, interferują ze sobą obiekty o wciąż niewielkiej masie i złożoności. Nawet eksperymenty, w których obserwowano interferencję dwóch kondensatów Bosego–Einsteina [23] można zatem uważać za doświadczenia z dwiema szczelinami dla wielu pojedynczych atomów, o czym zresztą świadczy fakt, że odstęp obserwowanych prążków interferencyjnych odpowiada długości fali de Broglie'a pojedynczego atomu, a nie obiektu o masie całego kondensatu.

Z inną sytuacją i innymi wyzwaniami doświadczalnymi mamy do czynienia wtedy, gdy badamy cząstki o diametralnie przeciwnych właściwościach – cząstki silnie ze sobą oddziałujące. Wiązania kowalencyjne atomów dają nowe obiekty – cząsteczki lub klastery – których długość fali de Broglie'a jest wyznaczona przez łączną masę wszystkich atomów i prędkość środka masy układu związanego. W dalszej części artykułu skupimy się na takich właśnie złożonych obiektach.

Pierwsze doświadczenie z interferencją cząsteczek wykonali bardzo dawno temu, w 1930 r., Estermann i Stern [8], demonstrując doświadczalnie dyfrakcję cząsteczek H_2 na powierzchni kryształu LiF. Dalsze doświadczenia dla cząsteczek dwuatomowych wykonano dopiero po odpowiednim rozwoju metod optyki fal atomowych i zainteresowania tą dziedziną badań. W roku 1994 zbudowano interferometr Ramseya–Bordégo dla dimerów jodu [24], użyty ostatnio do badania cząsteczek K_2 [25]. Powstał interferometr Macha–Zehndera dla cząsteczek Na_2 [26], a dla cząsteczek Li_2 jego odpowiednik w polu bliskim – interferometr Talbota–Laua [27]. Bada się też dyfrakcję na siatkach mechanicznych o stałych z zakresu nanometrów – tę metodę zastosowano ostatnio z dużym powodzeniem do stwierdzenia istnienia słabo związanych dimerów helu [15] i pomiaru ich energii wiązania [28].

Znając te wszystkie dokonania, postawiliśmy sobie pytanie, gdzie leży granica takich doświadczeń kwantowych, tzn. dla jak dużych obiektów uda nam się zaobserwować przejawy dualizmu falowo-korpuskularnego. Ostatnio zbudowaliśmy układ do badania obiektów, których masa i stopień złożoności są o około rząd wielkości większe niż w poprzednich badaniach. Doświadczenia wykonane w tym układzie dla cząsteczek fulerenu C_{60} opiszemy w następnej części artykułu.

2. Doświadczenie dla fulerenów C_{60}

Cząsteczki węgla o kształcie kulistej klatki nazwano w języku angielskim „fullerenes", „buckminsterfullerenes" lub „buckyballs" ze względu na podobieństwo do brył geometrycznych badanych po raz pierwszy przez Leonarda da Vinci [29], a w XX wieku wykorzystanych w budownictwie przez amerykańskiego architekta nazwiskiem Buckminster Fuller [30]. Tę nową odmianę alotropową czystego węgla odkryli Kroto i jego współpracownicy w 1985 r. [31]. Wykazali oni także, że cząsteczka jest szczególnie trwała (i dlatego wytwarzana najczęściej), gdy zawiera dokładnie 60 atomów węgla tworzących wspólnie najmniejszą znaną naturalną piłkę futbolową (rys. 2).

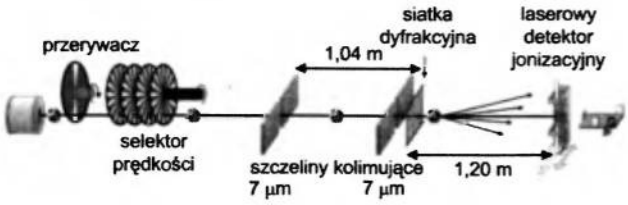
Rys. 2. Cząsteczka fulerenu C_{60} złożona z 60 atomów węgla umieszczonych – podobnie jak połączenia szwów piłki futbolowej – w wierzchołkach dwudziestościanu ściętego

Fulereny świetnie nadają się do badań interferencji kwantowej, gdyż ewentualny sukces takich doświadczeń zbliżyłby nas poważnie do poznania cech

[2] Zob. także wykłady noblowskie Erica A. Cornella i Carla E. Wiemana, *PF* **53**, 221 (2002) oraz Wolfganga Ketterlego, *PF* **54**, 11 (2003) – red.

kwantowych naszego makroskopowego świata. Liczne znane właściwości fizyczne fulerenów każą je uważać za znacznie bliższe gorącemu ciału stałemu niż zimnym atomom, których interferencję badano dotychczas. Istnienie kolektywnych wzbudzeń wielocząstkowych, jak plazmony i ekscytony, bogactwo stanów oscylacyjnych i rotacyjnych oraz możliwość wykorzystania pojęcia wewnętrznej temperatury cząsteczkowej – wszystko to wskazuje wyraźnie na wielocząstkowy skład fulerenów. Jest więc rzeczą ciekawą, czy ta ich wewnętrzna złożoność nie uniemożliwi obserwacji kwantowych cech falowych ruchu środka masy.

Aby znaleźć odpowiedź na to pytanie, zbudowaliśmy układ doświadczalny przedstawiony na rys. 3. Jest on bardzo podobny do standardowego układu doświadczenia Younga z dwiema szczelinami. Składa się – podobnie jak jego historyczny pierwowzór – z czterech części: źródła, kolimatora, siatki dyfrakcyjnej i detektora.



Rys. 3. Układ doświadczalny. Cząsteczki fulerenu sublimują w piecyku o temperaturze 900 K. Mechaniczny selektor prędkości służy do zwiększenia widmowej spójności wiązki molekularnej. Dwie szczeliny kolimujące zwiększają spójność przestrzenną wiązki i zmniejszają jej rozbieżność do wartości mniejszej od przewidywanej wartości kąta dyfrakcji. Siatka dyfrakcyjna z SiN o stałej 100 nm i szerokości szczelin ok. 50 nm służy do ugięcia padających na nią fal molekularnych. Rozkład cząsteczek w dużej odległości od siatki jest rejestrowany przy użyciu laserowego detektora jonizacyjnego przemieszczanego prostopadle do wiązki.

2.1. Źródło

Aby otrzymać fulereny w fazie gazowej, sublimujemy proszek węglowy w piecyku ceramicznym w temperaturze ok. 900 K. Prężność pary jest w tej temperaturze dostatecznie duża, by cząsteczki były wyrzucane z małego otworu piecyka jedna po drugiej, w losowych odstępach czasu. Ich najbardziej prawdopodobna prędkość v_{np} wynosi ok. 200 m/s, a niemal termiczny rozkład prędkości ma szerokość względną $\Delta v/v_{np} \approx 60\%$ (Δv jest pełną szerokością rozkładu w połowie jego wysokości).

Aby obliczyć spodziewane kąty ugięcia, wyznaczamy najpierw długość fali de Broglie'a, zależną tylko od pędu cząsteczki:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \tag{1}$$

gdzie h jest stałą Plancka. Dla cząsteczki fulerenu C_{60} o masie $m = 1{,}2 \cdot 10^{-24}$ kg i prędkości $v = 200$ m/s otrzymujemy długość fali[3] $\lambda = 2{,}8$ pm.

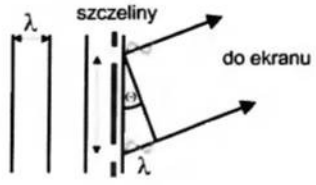
2.2. Siatka dyfrakcyjna

Obliczona długość fali de Broglie'a jest o około 5 rzędów wielkości mniejsza od najmniejszych trwałych struktur wytwarzanych mechanicznie, a zatem spodziewamy się, że zjawiska interferencyjne będą bardzo słabe. Do ich wykrycia są więc niezbędne wyrafinowane narzędzia techniczne. Wykorzystaliśmy transmisyjną siatkę dyfrakcyjną z azotku krzemu o stałej $d = 100$ nm, szerokości szczelin $s = 55 \pm 5$ nm i grubości zaledwie 200 nm. Wykonanie takiej siatki to niezwykłe wyzwanie techniczne i tylko kilku specjalistów na świecie potrafi mu sprostać (nasze siatki sporządzili prof. Henry Smith i dr Tim Savas z MIT).

Znając parametry siatki, możemy obliczyć kąt ugięcia dla pierwszego maksimum interferencyjnego. Dla małych kątów jest on równy stosunkowi długości fali do stałej siatki, tzn.

$$\theta = \frac{\lambda}{d} = \frac{2{,}8 \cdot 10^{-12}\ \text{m}}{10^{-7}\ \text{m}} = 28\ \mu\text{rad}. \tag{2}$$

Wyprowadzenie tego wzoru można znaleźć w większości podręczników podstaw fizyki. Korzysta się zwykle ze szkicu jak na rys. 4 i stwierdza, że pierwszy prążek interferencyjny powstaje pod kątem, dla którego różnica dróg promieni wychodzących z sąsiednich szczelin jest równa jednej długości fali. W naszym doświadcze-



Rys. 4. Podręcznikowe wyjaśnienie dyfrakcji na dwóch szczelinach. Maksima interferencyjne pierwszego rzędu dla fali monochromatycznej są wynikiem konstruktywnej interferencji fal wtórnych wychodzących z sąsiednich szczelin. Różnica dróg przebywanych przez te fale jest równa jednej długości fali (w naszym przypadku – fali de Broglie'a). Prążki interferencyjne wyższych rzędów nie są obserwowane ze względu na małą spójność podłużną wiązki ze źródła termicznego. Wykorzystana w doświadczeniu selekcja prędkości umożliwiła wydłużenie drogi spójności ponad 3 razy, dzięki czemu można było zaobserwować prążki interferencyjne wyższych rzędów.

[3] Ciekawe jest porównanie długości fali de Broglie'a fulerenu z rozmiarem cząsteczki: średnica cząsteczki wynosi ok. 1 nm, czyli jest ok. 350 razy większa od długości fali de Broglie'a. Wynik naszego doświadczenia jest więc dowodem na to, że pojęcie długości fali de Broglie'a dla obiektów znacznie większych od tej długości wcale nie jest abstrakcyjne, lecz może być przedmiotem doświadczeń.

niu detektor znajdował się w odległości 1,2 m od siatki, a zatem odległość sąsiednich maksimów interferencyjnych wynosiła tam zaledwie $L\theta = (1{,}2\ \mathrm{m})(28\ \mu\mathrm{rad}) = 34\ \mu\mathrm{m}$.

2.3. Detektor

Bardzo mały odstęp prążków interferencyjnych wymaga zastosowania detektora cząsteczek odznaczającego się bardzo dużą przestrzenną zdolnością rozdzielczą. Do detekcji fulerenów wykorzystaliśmy detektor nowego rodzaju, przewyższający większość innych pod względem wydajności, przestrzennej zdolności rozdzielczej i prostoty.

Wiązka zielonego światła z lasera argonowego (o pracy ciągłej, emitującego wszystkie linie, o mocy 25 W) zostaje zogniskowana na wiązce cząsteczkowej do szerokości równej zaledwie 4 μm. Jak pokazano na rys. 3, wiązka laserowa jest prostopadła do wiązki molekularnej. Wszystkie cząsteczki przechodzące przez ognisko wiązki laserowej lub jego bliskie sąsiedztwo zostają ogrzane do temperatury przekraczającej 3000 K i ulegają jonizacji. Dodatnie jony fulerenów są następnie przyspieszane ku elektrodzie o potencjale 10 kV i padając na nią, powodują emisję elektronów. Z kolei impuls elektronowy ulega dalszemu wzmocnieniu, po czym jest rejestrowany. Całkowita wydajność detekcji cząsteczek wynosi mniej więcej 10%, czyli około 100 razy więcej niż np. wydajność jonizacji przez bombardowanie elektronami, stosowanej w wielu spektrometrach mas. Stwierdziliśmy, że choć w komorze próżniowej znajdują się atomy i cząsteczki różnych gazów, detektor laserowy jest czuły tylko na fulereny, a to dzięki układowi ich poziomów energetycznych oraz ich znacznej odporności na fragmentację. W wyniku silnego zogniskowania wiązki laserowej efektywny rozmiar poprzeczny naszego detektora [32] wynosił zaledwie ok. 8 μm, co wystarczyło do rozdzielenia sąsiednich prążków interferencyjnych. Obraz dyfrakcyjny rejestrowano, zmieniając skokowo – co 2 μm – położenie wiązki lasera względem wiązki cząsteczek. Interferogramy pokazane na rysunkach przedstawiają zależność liczby zliczeń cząsteczek od poprzecznego położenia wiązki laserowej.

2.4. Problem spójności

Rozważmy teraz spójność naszej wiązki molekularnej. Ogólnie rzecz biorąc, spójność polega na tym, że istnieje stały, dobrze określony związek faz – w przestrzeni i czasie – dwóch lub więcej fal.

Spójność przestrzenna (poprzeczna) naszej wiązki po wyjściu cząsteczek z piecyka jest znikomo mała. W źródle droga spójności jest zbliżona do długości fali de Broglie'a odpowiadającej temperaturze piecyka. W przypadku takich źródeł rozciągłych jak nasz piecyk, złożonych z emiterów nieskorelowanych, wyrazistość prążków interferencyjnych zmniejsza się wskutek tego, że różnice faz między falami wysyłanymi z jednego punktu źródła i docierającymi przez obie szczeliny do tego samego punktu w płaszczyźnie detekcji są inne dla każdego punktu źródła.

Po wyjściu cząsteczek z piecyka musimy zatem zwiększyć poprzeczną drogę spójności o ok. 5 rzędów wielkości, jeśli chcemy „oświetlić" spójnie choćby dwie sąsiednie szczeliny siatki. Na szczęście spójność przestrzenna zależy głównie od geometrii doświadczenia i rośnie w dobrym przybliżeniu liniowo ze wzrostem odległości od źródła i zmniejszaniem szerokości pierwszej szczeliny kolimującej wiązkę. Ta ogólna reguła dotycząca wpływu kolimacji wiązki na jej spójność przestrzenną jest znana jako twierdzenie van Citterta–Zernikego [33] głoszące, że funkcja spójności przestrzennej jest wyznaczona przez dyfrakcję wiązki molekularnej na przesłonach. W naszym przypadku wiązkę ogranicza przede wszystkim pierwsza szczelina kolimująca.

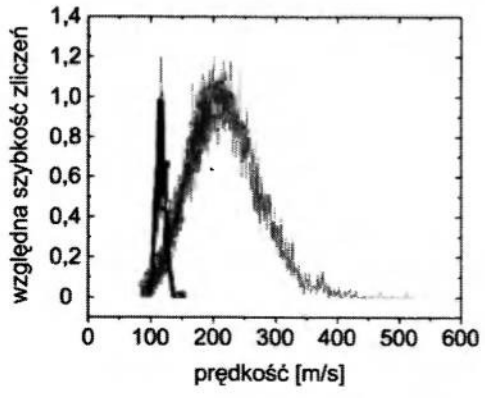
Oczywiście za ten wzrost spójności płaci się dramatycznym spadkiem natężenia wiązki, które maleje kwadratowo ze wzrostem odległości od źródła i liniowo ze zmniejszaniem szerokości szczeliny. Mimo że już pierwsza szczelina kolimująca zapewniała dostateczną spójność wiązki, musieliśmy zastosować jeszcze drugą, umieszczoną w odległości 1 m od pierwszej, o szerokości – jak pierwsza – równej 7 μm. Było to niezbędne, aby spełnić warunek, że szerokość wiązki powinna być znacznie mniejsza od odległości prążków interferencyjnych za siatką, by te prążki były wyraźnie rozdzielone.

Istotna jest także spójność widmowa źródła, gdyż cząsteczki o różnych prędkościach, a więc różnych długościach fal de Broglie'a dają maksima interferencyjne pod różnymi kątami. Detektor rejestruje sumę rozkładów dla różnych cząsteczek, a więc gdy te rozkłady znacznie się od siebie różnią, obraz interferencyjny ulega zatarciu. W przeciwieństwie do spójności przestrzennej, spójność widmowa (podłużna) nie poprawia się w czasie lotu cząsteczek, gdyż cząsteczki o różnej prędkości przybywają do detektora po różnym czasie lotu. W doświadczeniu z wiązką impulsową obserwowalibyśmy przy detektorze paczkę z tzw. świergotem, tzn. początek impulsu zawierałby cząsteczki o małych długościach fali, a koniec – o dużych. Długość impulsu rosłaby ze wzrostem odległości od źródła, ale ze względu na rozdzielenie cząsteczek o różnych prędkościach spójność podłużna by się nie zwiększała.

Choć nawet w doświadczeniu impulsowym spójność widmowa nie zwiększa się ze wzrostem odległości od źródła, dla źródła ciągłego użycie pojęcia paczki falowej jest w ogóle dość problematyczne. Opis wiązki za pomocą paczki falowej wymaga, aby można było założyć dobrze określoną wewnętrzną strukturę fazową, tzn. aby istniały dobrze zdefiniowane zależności fazowe między różnymi składowymi fourierowskimi wiązki. Takie zależności można uzyskać tylko przez odpowiednie przygotowanie wiązki, co w naszym przypadku musiałoby oznaczać dobrze określony czas wysłania paczki. W naszym doświadczeniu nie można tego zapewnić, zatem wiązkę musimy traktować jak statystyczną, a więc niespójną mieszaninę fal

wysłanych w różnych chwilach. Niemniej jednak, nawet taką wiązkę można scharakteryzować operacyjnie za pomocą pewnej drogi spójności, której miarą jest spadek wyrazistości obrazu interferencyjnego ze wzrostem różnicy dróg interferujących ze sobą wiązek. Ta droga spójności jest dana wzorem $L_s \approx \lambda^2/\Delta\lambda = \lambda v/\Delta v$ [34].

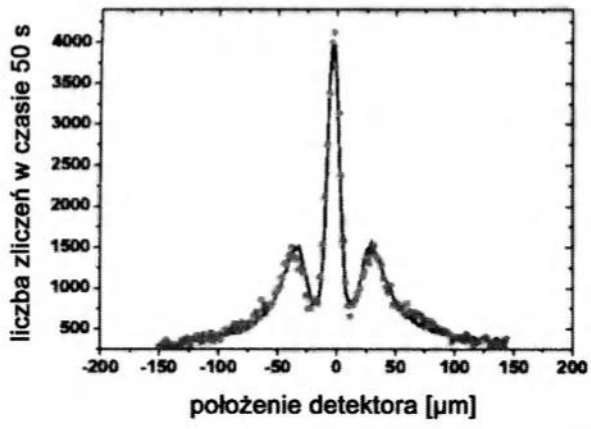
Dla naszej wiązki termicznej o $\Delta v/v \approx 0{,}6$ otrzymujemy $L_s \approx 1{,}7\lambda$, co akurat wystarcza do wystąpienia prążków interferencyjnych pierwszego rzędu. W dalszej części artykułu omówimy zwiększenie czystości widmowej wiązki przez zastosowanie selektora prędkości (rys. 3), zwężającego rozkład długości fal cząsteczek (rys. 5).



Rys. 5. Rozkład prędkości cząsteczek C_{60} w wiązce termicznej i wiązce z selekcją prędkości. Prędkość średnia $\bar{v}$ i względna szerokość rozkładu $\Delta v/v$ wynoszą odpowiednio 200 m/s i ok. 0,6 dla wiązki termicznej (szersza krzywa) oraz 117 m/s i ok. 0,17 dla wiązki z selekcją prędkości (węższa krzywa). Oczekujemy zatem, że w wyniku wprowadzenia selekcji prędkości odstępy między prążkami na ekranie zwiększą się o ok. 70% i będzie można obserwować co najmniej $0{,}6/0{,}17 \approx 3$ razy więcej rzędów obrazu interferencyjnego niż dla wiązki termicznej.

Typowy obraz dyfrakcyjny dla termicznej wiązki fulerenów przedstawiono na rys. 6. Wyraźnie widać, że po obu stronach maksimum środkowego występują prążki interferencyjne pierwszego rzędu. Ze względu na ograniczoną spójność wiązki nie są widoczne w interferogramie z rys. 6 prążki rzędu drugiego i wyższych.

W celu zaobserwowania większej liczby prążków trzeba wydłużyć drogę spójności, czyli zawęzić rozkład prędkości cząsteczek. Aby to osiągnąć, wprowadziliśmy mechaniczny selektor prędkości, widoczny przy źródle na rys. 3. Składa się on z czterech krążków z wieloma otworami, obracających się na wspólnej osi. Pierwszy krążek dzieli wiązkę na paczki, a przez układ dwóch krążków przechodzą tylko te cząsteczki, których czas przelotu między krążkami jest równy czasowi, w jakim krążki obracają się o kąt odpowiadający położeniom kolejnych otworów. Do zawężenia rozkładu prędkości cząsteczek wystarczają dwa krążki – dalsze dwa umożliwiły nam jeszcze lepszą selekcję prędkości i znaczne osłabienie pasm bocznych rozkładu. Zmieniając prędkość kątową krążków, dobieraliśmy prędkość cząsteczek przepuszczanych przez selektor. W celu pomiaru rozkładu czasu przelotu cząsteczek tuż za źródłem umieściliśmy przerywacz wiązki (rys. 3). Oczywiście selekcja prędkości oznacza znaczne zmniejszenie natężenia wiązki, w naszym przypadku do ok. 7% natężenia wiązki bez selekcji.



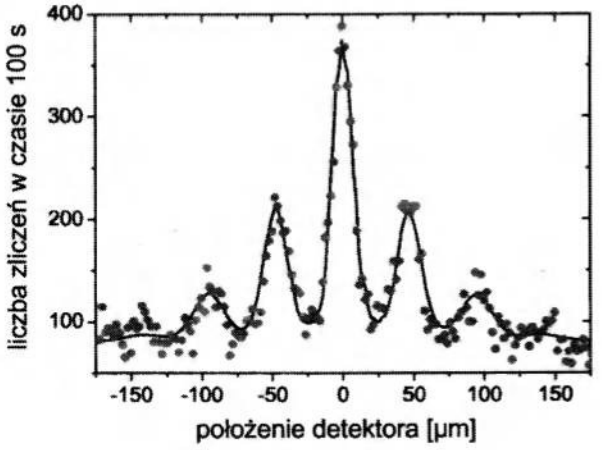
Rys. 6. Obraz dyfrakcyjny w dalekim polu (tj. daleko od szczelin) dla wiązki termicznej cząsteczek C_{60} o $\bar{v} = 200$ m/s i względnej szerokości rozkładu $\Delta v/v \approx 60\%$. Brak prążków interferencyjnych wyższych rzędów wynika z małej spójności widmowej wiązki.

Na rysunku 5 przedstawiono rozkłady prędkości cząsteczek w wiązce termicznej i w wiązce z selekcją prędkości. Względna szerokość rozkładu $\Delta v/v$, równa dla wiązki termicznej 60%, została zmniejszona dzięki selekcji prędkości do ok. 17%. Ponadtrzykrotne zwiększenie spójności podłużnej umożliwiło zaobserwowanie drugiego, a w pewnym stopniu i trzeciego maksimum interferencyjnego, jak widać na rys. 7.

Zauważmy, że w przypadku selekcji prędkości wybieramy cząsteczki o mniejszej średniej prędkości, równej ok. 120 m/s, której odpowiada długość fali de Broglie'a wynosząca 4,6 pm. Wzrost długości fali powoduje oczywiście zwiększenie odstępu maksimów w obrazie dyfrakcyjnym, o czym można się przekonać, porównując rozkłady na rys. 6 i 7.

Do wyznaczenia rozkładu natężenia w obrazie dyfrakcyjnym można w zasadzie wykorzystać teorię Kirchhoffa w przybliżeniu Fraunhofera, której zarys można znaleźć w niemal każdym podręczniku optyki [35]. Opis Fraunhofera odnosi się jednak do światła i nie uwzględnia zjawisk, które obserwowaliśmy w naszym doświadczeniu dla fal de Broglie'a i materialnych siatek. W wyniku oddziaływania (przyciągającego) cząsteczek ze ściankami przejściu cząsteczek przez szczelinę towarzyszy zmiana fazy ich funkcji falowej (zjawisko to obserwowano także przy dyfrakcji wiązki atomów He [36]). Wyznaczenie tej zmiany za-

leży od rozważanej sytuacji[4] – tu ograniczymy się do stwierdzenia, że skutek działania owej siły przyciągającej można jakościowo opisać jako zmniejszenie szerokości szczeliny do pewnej wartości efektywnej. Dla cząsteczek fulerenu w naszym doświadczeniu zmniejszenie to może osiągać nawet 20 nm dla wiązki termicznej i blisko 30 nm dla wiązki po selekcji prędkości. To, że efekt jest silniejszy dla cząsteczek powolniejszych, jest zrozumiałe, gdyż oddziałują one ze ścianką dłużej, a zatem faza może ulec większej zmianie. Dokładny opis tego zjawiska musiałby jednak uwzględnić fakt, że funkcja transmisji jest zespolona, co prowadziłoby do zależnej od położenia modulacji nie tylko fazy, lecz i amplitudy funkcji falowej cząsteczki.



Rys. 7. Obraz dyfrakcyjny w dalekim polu dla wiązki cząsteczek C_{60} o rozkładzie prędkości zawężonym za pomocą mechanicznego modulatora wiązki, tak że prędkość średnia $\bar{v}$ wynosiła 136 m/s, a względna szerokość rozkładu $\Delta v/v$ była równa ok. 17% (wybrano średnią prędkość większą niż na rys. 5, aby wykorzystać część termicznego rozkładu prędkości bogatszą w cząsteczki). Kropki to punkty doświadczalne; linia ciągła przedstawia wynik obliczeń numerycznych opartych na teorii dyfrakcji Kirchhoffa–Fresnela. Uwzględniono oddziaływanie van der waalsowskie cząsteczek wiązki ze ściankami siatki, przyjmując do obliczeń szerokość szczeliny mniejszą od rzeczywistej. Szczególnie duża wysokość maksimum środkowego jest związana z istnieniem defektów siatki (dziurek).

Linie ciągłe na rysunkach 6 i 7 są dopasowanymi do punktów pomiarowych krzywymi otrzymanymi z tak zmodyfikowanej teorii Kirchhoffa–Fresnela. Dobra zgodność krzywej teoretycznej i punktów doświadczalnych została uzyskana dzięki uwzględnieniu także szczególnie dużego natężenia maksimum środkowego, które przypisaliśmy mechanicznym defektom siatki (dziurkom) o rozmiarach znacznie większych od stałej siatki.

3. Wnioski

3.1. Interferometria pojedynczych cząstek

Pragniemy podkreślić, że obserwowany obraz interferencyjny pochodzi od pojedynczych, odrębnych cząstek. Nic nie wskazuje na to, by w układzie doświadczalnym zachodziło oddziaływanie dwóch lub więcej cząstek. Na poparcie tej tezy przedstawimy dwa dowody.

Pierwszy oparty jest na oszacowaniu przestrzennego rozdzielenia cząsteczek. Dla prędkości średniej równej 200 m/s strumień cząsteczek w płaszczyźnie detekcji wynosi ok. $3 \cdot 10^9$ cm$^{-2} \cdot$ s^{-1}. Odpowiada to średniej koncentracji cząsteczek równej $1{,}7 \cdot 10^{11}$ m^{-3}, czyli średniej odległości cząsteczek wynoszącej ok. 200 μm. Jest to wartość o trzy rzędy wielkości większa od zasięgu sił międzycząsteczkowych (van der Waalsa), nieprzekraczającego w typowych sytuacjach kilkuset nanometrów.

Drugi dowód wykorzystuje fakt, że do interferencji niezbędne są stany nierozróżnialne. Każda z cząsteczek jest jednak najprawdopodobniej w innym stanie. Cząsteczka fulerenu ma do dyspozycji 174 różne stany oscylacyjne i liczne stany rotacyjne o różnej energii. Prawdopodobieństwo tego, że dwie kolejne cząsteczki mają takie same wszystkie liczby kwantowe, jest znikomo małe. Wobec tego interferencja obserwowana w naszym doświadczeniu jest istotnie zjawiskiem jednocząstkowym!

3.2. Spójność a informacja o drodze cząstki

Można byłoby sądzić, że doświadczenie wymagające spójności nie uda się ze względu na przejścia między wieloma stanami wzbudzonymi termicznie. Nasze wyniki świadczą jednak o tym, że tak nie jest. Jak to wytłumaczyć? Choćbyśmy nawet najbardziej się starali, możemy w danej chwili obserwować w pełni tylko jedną cechę zjawiska: albo interferencję, albo tor cząstki. Gdybyśmy próbowali ustalić, przez którą szczelinę przebiega cząstka, np. zamykając jedną z nich, obraz interferencyjny by zniknął. Podobnie byłoby, gdybyśmy nie zamykali jednej ze szczelin, lecz uzyskali informację o torze cząsteczki za pomocą emitowanych przez nią fotonów. W odróżnieniu od badanych uprzednio elektronów, neutronów i atomów, dostatecznie złożone cząsteczki mogą wysyłać promieniowanie bez zewnętrznego wzbudzenia [38,39], gdyż wylatują z piecyka w stanie wzbudzenia termicznego. Zgodnie z regułą Bohra obraz interferencyjny musi zniknąć, jeśli cząsteczka wyemituje foton odpowiadający długości fali dostatecznie małej, by obserwator mógł ustalić jej położenie z wystarczającą dokładnością. Według teorii Abbego mikroskopii optycznej ta długość fali musiałaby być mniejsza od podwojonej odległości szczelin.

[4] Oddziaływanie van der Waalsa zmienia się jak r^{-3}, gdzie r jest odległością cząsteczki od ścianki siatki. Dla cząsteczek C_{60} zależność ta przybiera postać r^{-4} dla odległości ok. 20 nm ze względu na opóźnione oddziaływanie cząsteczki z jej obrazem zwierciadlanym – patrz także [37].

Sukces naszego doświadczenia zawdzięczamy słabości oddziaływania. Długość fali promieniowania z największym prawdopodobieństwem emitowanego przez cząsteczki jest około stukrotnie większa od odległości sąsiednich szczelin siatki. Ponadto liczba fotonów wysłanych do otoczenia jest niewielka – co najwyżej jest ich kilka – więc nie zaburza to w mierzalny sposób interferencji. Innymi słowy, jeśli nawet cząsteczka fulerenu wyśle kilka fotonów na drodze od źródła do detektora, to ich obserwacja nie umożliwi nam ustalenia, którą drogą cząsteczka pobiegła. Mówiąc jeszcze inaczej, stany fotonu i cząsteczki nie są (lub są tylko bardzo nieznacznie) splątane, ponieważ stany fotonów, które mogą być emitowane na każdej z dróg cząsteczki, nie różnią się zbytnio od siebie. Można powiedzieć obrazowo, że fuleren „nie pamięta" o tym, którą drogą biegł, wysyłając foton.

3.3. Podsumowanie

Zjawiska kwantowe wciąż zyskują na znaczeniu, a granice ich mierzalnych zastosowań nadal nie są znane. Przedstawione doświadczenie z fulerenami pozwoliło nam zaobserwować przejawy dualizmu falowo-korpuskularnego dla najcięższego, najbardziej złożonego, rzec można najbardziej „klasycznego" obiektu, jaki dotąd poddano takim badaniom. Na kanwie tego doświadczenia można prosto przedstawić wiele pojęć studentom. Na przykład, droga spójności może zyskać bardzo intuicyjny sens, jeśli zwrócimy uwagę na to, jak wiąże ona liczbę obserwowanych prążków interferencyjnych z szerokością widmową źródła.

Autorzy dziękują za wsparcie ze strony europejskiej sieci TMR (kontrakt nr ERBFM-RXCT960002) oraz Austriackiej Fundacji Nauki FWF (projekty nr SFB F1505 oraz START Y177 – M. Arndt). O. Nairz dziękuje za stypendium Austriackiej Akademii Nauk.

Redakcja *Postępów Fizyki* dziękuje mgr. Pawłowi Pęczkowskiemu (IFD UW) za zwrócenie uwagi na ten artykuł.

Tłumaczył *Mirosław Łukaszewski*
Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego
Warszawa

Literatura

[1] M. Planck, *Verh. Dtsch. Phys. Ges.* **2**, 237 (1900); tłumaczenie angielskie w: *The Old Quantum Theory*, red. D. ter Haar (Pergamon, New York 1967), s. 82.
[2] P. Lenard, *Ann. Phys. (Leipzig)* **8**, 149 (1902).
[3] A. Einstein, *Ann. Phys. (Leipzig)* **17**, 132 (1905); tłumaczenie angielskie: *Am. J. Phys.* **33**, 367 (1965).
[4] L. de Broglie, *Nature* **112**, 540 (1923).
[5] C. Davisson, L. Germer, *Nature* **119**, 558 (1927).
[6] C. Brukner, A. Zeilinger, *Philos. Trans. R. Soc. London A* **360**, 1061 (2002).
[7] R.P. Feynman, A.R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (McGraw–Hill, New York 1965).
[8] I. Estermann, O. Stern, *Z. Phys.* **61**, 95 (1930).
[9] H. v. Halban Jr., P. Preiswerk, *C. R. Acad. Sci. Paris* **203**, 73 (1936).
[10] R. Gähler, A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **59**, 316 (1991).
[11] C. Jönsson, *Am. J. Phys.* **42**, 4 (1974).
[12] A. Zeilinger i in., *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1067 (1988).
[13] O. Carnal, J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991).
[14] W. Schöllkopf, J.P. Toennies, *Science* **266**, 1345 (1994).
[15] W. Schöllkopf, J.P. Toennies, *J. Chem. Phys.* **104**, 1155 (1996).
[16] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
[17] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
[18] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998); tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* **50**, 113 (1999).
[19] C.N. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998); tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* **50**, 2 (1999).
[20] W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998); tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* **49**, 310 (1998).
[21] M.H. Anderson i in., *Science* **269**, 198 (1995).
[22] K.B. Davis i in., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
[23] M.R. Andrews i in., *Science* **275**, 637 (1997).
[24] C. Bordé i in., *Phys. Lett.* **A188**, 187 (1994).
[25] C. Lisdat i in., *Eur. Phys. J. D* **12**, 235 (2000).
[26] M.S. Chapman i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4783 (1995).
[27] Uwaga J. Clausera w: *Atom Interferometry*, red. P.R. Berman (Academic, New York 1997), s. 143.
[28] R.E. Grisenti i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2284 (2000).
[29] L. Saffaro, w: *Proceedings of the First Italian Workshop on Fullerenes: Status and Perspectives*, red. C. Taliani, G. Ruani, R. Zamboni (World Scientific, Singapore 1992), t. 2, s. 55.
[30] R.W. Marks, *The Dymaxion World of Buckminster Fuller* (Southern Illinois U.P., Carbondale 1960).
[31] H. Kroto i in., *Nature* **318**, 162 (1985).
[32] M. Arndt i in., *Nature* **401**, 680 (1999); O. Nairz, M. Arndt, A. Zeilinger, *J. Mod. Opt.* **47**, 2811 (2000).
[33] P.H. van Cittert, *Physica* **1**, 201 (1934); F. Zernike, *Physica* **5**, 785 (1938); M. Born, E. Wolf, *Principles ol Optics* (Pergamon, New York 1993).
[34] L. Bergmann, C. Schaefer, *Optics: Of Waves and Particles* (de Gruyter, New York 1999).
[35] E. Hecht, *Optics* (Addison–Wesley, Reading, MA 2002), wyd. 4.
[36] R.E. Grisenti i in., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1755 (1999).
[37] H.B.G. Casimir, D. Polder, *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
[38] R. Mitzner, E.E.B. Campbell, *J. Chem. Phys.* **103**, 2445 (1995).
[39] K. Hansen, E.E.B. Campbell, *Phys. Rev. E* **58**, 5477 (1998).

Magnetyzm węgla*

Michael Coey, Stefano Sanvito

Physics Department, Trinity College, Dublin, Irlandia

The magnetism of carbon

Abstract: Carbon is about to join the list of ferromagnetic elements, but the origins of its magnetic properties remain a mystery.

Wstęp

Ferromagnetyzm, ta najbardziej tajemnicza ze wszystkich pospolitych cech ciał stałych, od dawna znał swoje miejsce w układzie okresowym pierwiastków: pośród metali przejściowych. Pierwiastki te, do których należą żelazo i kobalt, mają w fazie stałej niezerowy wypadkowy moment magnetyczny, ponieważ ich atomy zawierają niesparowane elektrony. Węgiel jest jednym z ostatnich pierwiastków, w których należałoby szukać ferromagnetyzmu, gdyż jego elektrony uwielbiają łączyć się w pary i tworzyć wiązania kowalencyjne, które są zaprzeczeniem magnetycznego uporządkowania. Jak zatem wytłumaczyć rosnącą liczbę artykułów o magnetyzmie węgla?

Mechanika kwantowa nierozłącznie wiąże magnetyzm z wewnętrznymi momentami pędu, czyli spinami elektronów. W przeciwieństwie do klasycznego momentu pędu, mogącego przyjmować dowolną wartość, spin elektronu może jednak mieć tylko dwie wartości: „w górę" lub „w dół". Dlatego też elektrony zachowują się jak niewielkie dipole magnetyczne, a całkowity moment magnetyczny $\boldsymbol{m}$ atomów jest różny od zera tylko wtedy, gdy zawierają one więcej elektronów ze spinem w górę niż ze spinem w dół, lub na odwrót. Zdarza się tak bardzo często, jeżeli powłoki atomu są częściowo zapełnione. W przypadku ciała stałego sytuacja jest jednakże bardziej skomplikowana.

Poniżej tzw. temperatury Curie momenty magnetyczne różnych atomów ośrodka mogą – zależnie od sposobu sprzężenia swych spinów – tworzyć stan magnetycznie uporządkowany. Powyżej temperatury Curie porządek niszczą fluktuacje termiczne. Oddziaływania wymienne między spinami, opisane tzw. całką wymiany J, prowadzą do powstania dwóch różnych faz ciała stałego: fazy ferromagnetycznej ze wszystkimi elektronowymi spinami zwróconymi w tym samym kierunku lub fazy antyferromagnetycznej z sąsiadującymi spinami zwróconymi w przeciwnych kierunkach.

Nasz obecny opis uporządkowania magnetycznego opiera się na tym „paradygmacie $\boldsymbol{m}$–J", ale niedawne obserwacje magnetyzmu w pewnych formach węgla zmuszają nas do rozciągnięcia tego opisu do granic jego stosowalności. Jest to o tyle istotne, że magnetyczny węgiel może znaleźć zastosowanie do wytwarzania tanich, niemetalicznych magnesów, które mogą być używane w medycynie, nanotechnologii i telekomunikacji, a także stać się podstawą elektroniki węglowej.

Magnetyzm prosto z kosmosu – jednej trzeciej wartości namagnesowania, które wykazuje meteoryt z Canyon Diablo, nie można wyjaśnić bez założenia, że węgiel jest ferromagnetyczny (zdjęcie: www.tellmewhereonearth.com)

Magnetyki – spis z natury

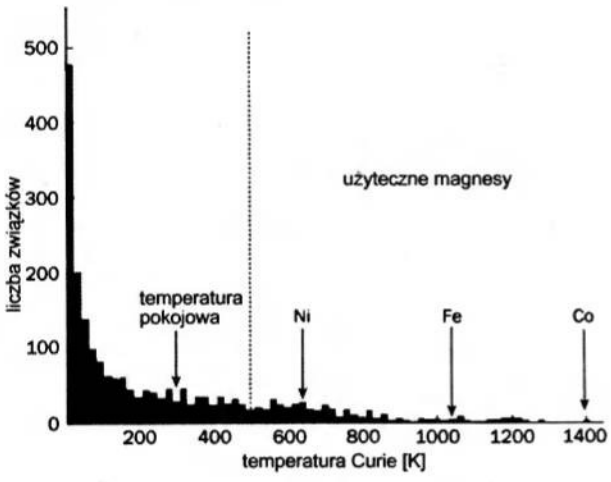
Jedyne pierwiastki ferromagnetyczne w normalnych warunkach w temperaturze pokojowej to żelazo, kobalt i nikiel, a także gadolin, jeżeli tylko nie jest zbyt upalnie. Kilka innych lantanowców z „szeregu 4f" porządkuje się ferromagnetycznie w niskich temperaturach, a stan podstawowy prawie wszystkich tych pierwiastków w dostatecznie niskich temperaturach jest albo ferromagnetyczny, albo antyferromagne-

*Artykuł, opublikowany w *Physics World* **17**, zesz. 11, 25 (2004), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2004 IOP Publishing Ltd]

tyczny. Chrom i mangan, należące do „szeregu 3d", są również antyferromagnetykami. Nazwy tych szeregów pochodzą od symboli powłok elektronowych, bo właśnie one określają ogólną budowę układu okresowego. Najgłębsza powłoka 1s obsadzana jest przez 2 elektrony, powłoka 2p może pomieścić 6 następnych elektronów, a powłoki 3d oraz 4f mogą być obsadzane odpowiednio przez kolejnych 10 lub 14 elektronów (zob. „magnetyczny układ okresowy" na IV stronie okładki).

Wiele użytecznych materiałów ferro- i antyferromagnetycznych to stopy metali 3d. Przykładami są tu stale krzemowe (używane w urządzeniach elektromagnetycznych), stopy żelaza i niklu (ekranowanie magnetyczne i czujniki), związki neodymu, żelaza i boru (silne magnesy trwałe) oraz wielowarstwy irydowo-manganowe (zawory spinowe i magnetyczne złącza tunelowe). Inne materiały to tlenki pierwiastków 3d, które wykazują nieco odmienne, ferrimagnetyczne uporządkowanie i do których zaliczają się tlenki żelaza (taśmy magnetyczne) oraz tlenki barowo-żelazowe (magnesiki na drzwi lodówek i do małych silników).

Oprócz tych użytecznych materiałów, spośród których nie więcej niż tuzin wytwarza się na skalę przemysłową, istnieją tysiące innych, o których wiadomo, że ich stan podstawowy jest magnetycznie uporządkowany. Większość tych związków ma jednakże stosunkowo niską temperaturę Curie, a prawdopodobieństwo znalezienia nowego użytecznego materiału magnetycznego – tj. takiego, który zachowuje uporządkowanie powyżej temperatury 500 K – jest mniejsze niż jedna piąta (rys. 1). Materiały magnetyczne składają się z różnorakich kombinacji pierwiastków 3d oraz 4f, ale przeważająca większość magnetycznie uporządkowanych stopów i związków zawiera pierwiastki magnetyczne z dwóch „wysp trwałości" w układzie okresowym. Jedna wyspa obejmuje szereg 3d i parę pierwiastków 4d, a druga zawiera szereg 4f i parę pierwiastków 5f (zob. magnetyczny układ okresowy).



Rys. 1. Histogram temperatury Curie dla związków o właściwościach magnetycznych pokazuje, że tylko 20% spośród nich można wykorzystać jako magnesy przydatne do zastosowań. Jest tak dlatego, że – mówiąc w uproszczeniu – materiał musi mieć temperaturę Curie wyższą niż 500 K, ponieważ większość zastosowań wiąże się z pracą w zakresie temperatury ok. 220–400 K. W pobliżu temperatury Curie namagnesowanie silnie zależy od temperatury.

Gdzie zatem jest tu miejsce na węgiel? Nie dość, że jest on pierwiastkiem najbardziej kowalencyjnym, to nie jest magnetyczny nawet w postaci atomowej, ponieważ spinowe i orbitalne momenty pędu wszystkich jego sześciu elektronów równoważą się, prowadząc do zerowego wypadkowego momentu magnetycznego. Z tak silnymi tendencjami antymagnetycznymi trudno sobie wyobrazić węgiel jako ferromagnetyk przyszłości. A jednak przy bliższym przyjrzeniu się budowa „magnetycznego" układu okresowego pierwiastków sugeruje, że może istnieć jeszcze trzecia wyspa magnetycznej trwałości w okolicach tlenu. Pierwiastki takie jak tlen tworzą bowiem cząsteczki, które mogą mieć moment magnetyczny, gdyż orbity molekularne w stanie podstawowym tworzą spinowy stan trypletowy. Na przykład, krople ciekłego tlenu są łatwo przyciągane przez magnesy trwałe, a zestalony tlen, ochłodzony poniżej 44 K, porządkuje się, tworząc skomplikowaną strukturę antyferromagnetyczną. Czy tlen jest przypadkiem odosobnionym, czy może jego sąsiedzi z układu okresowego też tworzą trypletowe stany molekularne, które porządkują się magnetycznie?

Pierwsze sygnały o magnetycznym węglu

Jest wiele prac naukowych na temat magnetyzmu węgla, głównie w rosyjskiej i japońskiej literaturze chemicznej. Istnieje pogląd, że różne cząsteczki organiczne po ich ogrzaniu w próżni mogą tworzyć ferromagnetyczne związki węglowe. Prace te były jednak dotychczas najczęściej ignorowane przez fizyków zainteresowanych magnetyzmem, może dlatego, że nie wiedzieli oni o ich istnieniu, a prędzej dlatego, że przedstawiane wyniki wydawały się mało wiarygodne i nie były łatwo powtarzalne. Któż by uwierzył, że węgiel jest magnetyczny?

Główny powód niedowierzania związany był z faktem, że w wielu z tych prac wyznaczono bardzo małe momenty magnetyczne, które mogły po prostu być wynikiem śladowych naturalnych zanieczyszczeń magnetycznych. Na przykład, żelazo jest piąte na liście najbardziej rozpowszechnionych pierwiastków w skorupie Ziemi, a jego czarny tlenek – magnetyt – jest wszędzie w powietrzu. Namagnesowanie żelaza i magnetytu są równe odpowiednio 220 i 100 $A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}$, zatem namagnesowanie próbki rzędu 10^{-3} $A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}$ albo mniejsze można łatwo uznać za wynik zanieczyszczeń magnetycznych na poziomie kilku części na milion. Niestety, najczęściej donoszono o pomiarach momentów magnetycznych tej właśnie wielkości.

Dodatkową komplikację stanowi trudność doświadczalnego wydzielenia tych małych momentów z dominującego diamagnetyzmu węgla. Diamagnetyzm

jest bardzo słabą formą magnetyzmu wykazywaną przez prawie wszystkie postacie węgla (jak zresztą także wiele innych pierwiastków) w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Modyfikuje ono ruch orbitalny elektronów i indukuje mały moment magnetyczny w kierunku przeciwnym do kierunku przyłożonego pola. Nieprzewodzące postacie węgla, jak diament albo fuleren (C_{60}), wykazują bardzo małą podatność magnetyczną (stosunek namagnesowania do natężenia przyłożonego pola). Podatność przewodzącej fazy węgla, jak grafit lub niektóre nanorurki węglowe, jest jednak o dwa rzędy wielkości większa i ustępuje tylko podatności nadprzewodników. Tak duży diamagnetyzm bierze się stąd, że grafit jest półmetalem, co oznacza, że jego pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa nieznacznie na siebie zachodzą. W niewielkim zakresie części wspólnej pasm znajduje się zaledwie jeden elektron lub dziura na ok. 10^5 atomów węgla (porównajmy to z jednym elektronem przewodnictwa na atom w miedzi!). Ustalenie, czy badane próbki są magnetyczne, wymaga przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego. Podatność warstw grafitu w polu przyłożonym w kierunku do nich prostopadłym jest jednak tak duża, że sygnał diamagnetyczny całkowicie maskuje sygnał ferromagnetyczny. Sytuacja jest jeszcze gorsza dla przewodzących nanorurek. Wobec tego mały moment ferromagnetyczny najłatwiej jest zaobserwować albo w nieprzewodzących postaciach węgla, albo w graficie w polu magnetycznym przyłożonym równolegle do warstw.

Przekonujące dowody doświadczalne

W roku 2003 Pablo Esquinazi i jego współpracownicy z Uniwersytetu w Lipsku znaleźli potwierdzenie magnetycznego uporządkowania serii próbek grafitowych w polu magnetycznym równoległym do warstw. Zmierzone namagnesowanie miało wartości z przedziału $0{,}3\text{–}2{,}5 \cdot 10^{-3}$ A $\cdot$ m^2 $\cdot$ kg^{-1}, a w połowie badanych próbek było większe od wartości, która mogłaby pochodzić od domieszek żelaza. Zmiana namagnesowania od próbki do próbki oznaczała jednak, że jest mało prawdopodobne, aby stwierdzony ferromagnetyzm był samoistną właściwością węgla.

Obecne zainteresowanie magnetycznym węglem zapoczątkowało jednak inne doświadczenie, przeprowadzone dwa lata wcześniej dla fulerenu C_{60}. Tatiana Makarowa z Instytutu Fizyko-Technicznego im. Joffego w Sankt Petersburgu w Rosji wraz ze współpracownikami, w tym Esquinazim, odkryła słaby ferromagnetyczny sygnał węgla-60, mającego strukturę romboedryczną. Chociaż próbki wykazywały namagnesowanie wynoszące tylko 10^{-3} A $\cdot$ m^2 $\cdot$ kg^{-1}, uzyskane wyniki sugerowały, że czysty węgiel może jednak być ferromagnetykiem.

Lecz skąd się wziął ten magnetyzm? Temperatura Curie równa 500 K nie odpowiadała żadnej naturalnej domieszce, a magnetyzm pojawił się tylko w wąskim zakresie temperatury i ciśnienia. W istocie rzeczy badacze nie szukali zresztą wówczas w węglu oznak magnetyzmu, lecz nadprzewodnictwa.

Później, w roku 2002, jeden z nas (MC) wraz ze współpracownikami z Trinity College w Dublinie wpadł na pomysł zbadania bogatych w grafit fragmentów meteorytu, który rozbił się w Canyon Diablo na pustyni Arizony 50 000 lat temu. Stwierdziliśmy wówczas, że tylko ok. 2/3 wartości namagnesowania – równego średnio 20 A $\cdot$ m^2 $\cdot$ kg^{-1} – w tym niezwykłym źródle pozaziemskiego węgla można wyjaśnić obecnością minerałów magnetycznych. Oznacza to, że pozostała część namagnesowania była w jakiś sposób związana z węglem zawartym w meteorycie, który prawdopodobnie w chwili uderzenia liczył już sobie miliardy lat (patrz *Physics World*, grudzień 2002, s. 3).

Na początku 2004 roku John Giapintzakis z Uniwersytetu Kreteńskiego i jego koledzy znaleźli dowody występowania ferromagnetyzmu w pianie węglowej o bardzo małej gęstości, wytworzonej w wyniku strzału światłem lasera bardzo dużej mocy w tarczę węglową o niezwykłej czystości. Za pomocą mikroskopu elektronowego Giapintzakis i jego współpracownicy zaobserwowali, że materiał ten zawiera połączone przypadkowo klastery węglowe o średnicy 6–9 nm. Ta „nanopiana" miała temperaturę Curie równą 90 K i moment magnetyczny ok. 0,4 A $\cdot$ m^2 $\cdot$ kg^{-1} w temperaturze pokojowej. Moment ten zanikł jednak w ciągu kilku godzin od wytworzenia piany (patrz *Physics World*, maj 2004, s. 3).

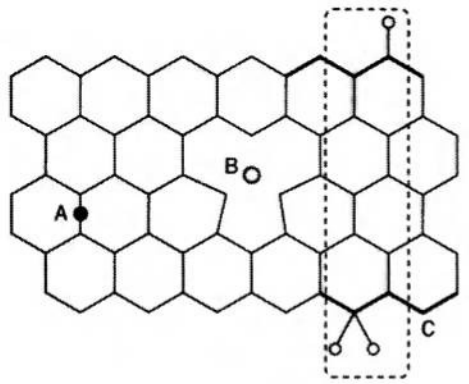
Główni podejrzani

Jednym z najbardziej prawdopodobnych wyjaśnień magnetycznego uporządkowania w węglu jest założenie, że zjawisko to spowodowane jest przez pewnego rodzaju defekty struktury. Postępując zgodnie z paradygmatem $\boldsymbol{m}$–J, badacze spróbowali ustalić, czy defekty w węglu mogą być obdarzone momentami magnetycznymi $\boldsymbol{m}$ i czy momenty te porządkują się magnetycznie na skutek istnienia jakiejś postaci oddziaływania wymiennego J. W takim przypadku byłoby możliwe zmodyfikowanie, w wyniku odpowiedniego napromienienia, próbki pierwotnie niemagnetycznej i uczynienie z niej próbki magnetycznej.

W roku 2003 grupa Esquinaziego dokonała tego przez zbombardowanie protonami lub cząstkami α wybranych miejsc na płytce bardzo dokładnie zorientowanego grafitu. Badacze stwierdzili, że bombardowanie protonami prowadzi do powstania mierzalnego momentu magnetycznego, natomiast cząstki α nie dają tego wyniku. W próbkach bombardowanych protonami oznaki magnetyzmu pojawiły się również podczas skanowania w mikroskopie sił magnetycznych. Defekty radiacyjne w graficie były również przedmiotem zainteresowania techniki jądrowej, gdyż są one obficie wytwarzane w reaktorowych spowalniaczach grafitowych. Wydaje się, że niektóre z tych defektów w graficie spo-

walniacza mogą uwięzić dwa elektrony i utworzyć stan trypletowy.

Wśród możliwych defektów są trzej „główni podejrzani" (nawiązanie do tytułu znanego filmu z 1995 r. *The Usual Suspects* – tłum.), którzy mogą wprowadzać magnetyczne uporządkowanie w graficie (rys. 2). Pierwszym podejrzanym jest adatom – zaadsorbowany dodatkowy atom węgla, który leży w płaszczyźnie grafenowej[1] i w swojej stabilnej konfiguracji zajmuje mostkową pozycję w środku wiązania między dwoma atomami węgla. Dwa z jego czterech elektronów walencyjnych uczestniczą w wiązaniach kowalencyjnych z grafenowymi atomami węgla: jeden z wolnym orbitalem sp^2, a drugi jest uwspólniony między tym wolnym orbitalem i pozostałym orbitalem p. Ten ostatni leży równolegle do powierzchni grafenu, gdzie nie tworzy żadnego wiązania, ale ma moment magnetyczny równy ok. połowie magnetonu Bohra (μ_B). Jeden μ_B na atom węgla odpowiada makroskopowemu namagnesowaniu $465\ A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}$.



Rys. 2. Uporządkowanie magnetyczne węgla może być związane z defektami, które mają wypadkowy moment magnetyczny. Na przykład, płaszczyzny grafenowe – będące budulcem wielu polimorficznych związków węgla – mogą mieć trzy rodzaje defektów: dodatkowy atom (adatom) węgla na powierzchni warstwy (A), lukę węglową (B) i niejednakowe końce zygzaka (C). Linia przerywana wyznacza „komórkę elementarną" magnetycznej wstęgi grafenowej, która ma moment spinowy równy 1/2. Wystające kółka oznaczają atomy wodoru (patrz tekst). Każdy z omawianych defektów może wytworzyć moment magnetyczny, ale badacze nie znaleźli dotychczas mechanizmu wzajemnego oddziaływania tych momentów, które prowadziłoby do stanu magnetycznego uporządkowania.

Drugim podejrzanym jest luka węglowa, powstająca wskutek usunięcia atomu z warstwy grafenowej. Dwa z trzech atomów węgla dopasowują swoje wiązania, aby skompensować lukę, a trzeci wysuwa się nieznacznie z płaszczyzny grafenowej. Pozostaje pojedynczo obsadzony orbital sp^2, co wytwarza moment magnetyczny równy ok. jednemu μ_B. Na początku 2004 r. Sumio Iijima z japońskiego Państwowego Przemysłowego Instytutu Nauki i Techniki w Tsukubie wraz ze współpracownikami wykrył za pomocą transmisyjnego mikroskopu elektronowego zarówno adatomy, jak i luki węglowe.

Trzeci podejrzany – zygzakowate zakończenia grafitowych wstęg o „płaskich" pasmach energetycznych – znany jest już od 10 lat, ale wywołał duże podekscytowanie dopiero ostatnio. Chodzi o to, że płaskie pasma rozszczepiają się, tak że pasmo „ze spinem do góry" staje się pasmem o niższej energii niż pasmo „ze spinem do dołu", co prowadzi do ferromagnetyzmu.

Badania stanów, które odpowiadają zakończeniom wstęg, były stymulowane przez twierdzenie sformułowane dawno temu przez Elliotta Lieba, obecnie z Uniwersytetu w Princeton. Twierdzenie to głosi, że stan podstawowy takiej sieci, jaką tworzą warstwy grafenowe, która dzieli się na dwie podsieci, jest magnetyczny. Aby jednak taki był, elektrony muszą być zdolne jedynie do przeskoczenia z podsieci A do B i na odwrót, bez bezpośrednich przeskoków A–A i B–B. Całkowity spin nowego układu wynosi wówczas $\frac{1}{2}(N_A - N_B)$, gdzie N_A oraz N_B są liczbami położeń w tych dwóch podsieciach.

Jeżeli stany, które odpowiadają zakończeniu wstęgi grafitowej z tylko dwoma wiązaniami, są realizowane na różne sposoby, np. przez zakończenie atomem wodoru z jednej strony a dwoma atomami wodoru z drugiej, to wówczas $N_A \neq N_B$ i wstęga ma moment magnetyczny (rys. 2). Obliczenia struktury elektronowej potwierdziły, że takie fragmenty grafitu o dużym spinie istnieją, chociaż jest ciekawe, że zarówno tworzenie pasma, jak i magnetyczny stan podstawowy dosyć silnie zależą od ułożenia płaszczyzn grafenowych. Nie ma jednakże dotąd bezpośredniego dowodu doświadczalnego na istnienie takich magnetycznych zakończeń.

Postęp w poszukiwaniach „motywów działania" podejrzanych jest niewielki. Trudno połączyć którykolwiek z omawianych defektów z powstawaniem stanu ferromagnetycznego węgla, ponieważ nie widać oczywistej przyczyny silnych oddziaływań wymiennych między defektami. Innymi słowy, brakuje części J paradygmatu $\boldsymbol{m}$–J. Można by przypuszczać, że defekty magnetyczne są sprzężone na dużych odległościach przez pośrednią wymianę z niektórymi elektronami przewodnictwa, tak jak to jest w rozcieńczonych półprzewodnikach magnetycznych. Elektrony przewodnictwa w graficie tworzą jednak quasi-dwuwymiarowy gaz elektronowy o temperaturze Curie równej ok. 1 K, tak że jest prawie niemożliwe, aby ten mechanizm był odpowiedzialny za magnetyzm w temperaturze pokojowej. Ten sam argument stosuje się do domieszek magnetycznych metali przejściowych w graficie – mogą one mieć stan o dużym spinie, ale ich oddziaływanie magnetyczne jest prawdopodobnie bardzo słabe.

[1] Grafenem (ang. graphene) nazywa się pojedynczą, płaską warstwę atomów węgla związanych poprzez orbitale sp^2 i tworzących gęsto upakowaną strukturę pierścieni benzenowych – tłum.

Oczywiście, próby teoretycznego poszukiwania podejrzanych i ich motywów wprowadzania ferromagnetyzmu w układach grafitowych są w fazie początkowej. Prawdopodobnie należałoby rozważyć bardziej skomplikowane defekty, spoza kręgu „głównych podejrzanych". Być może potrzebny jest zupełnie nowy mechanizm, wykraczający poza paradygmat $\boldsymbol{m}$–J, np. kondensacja Bosego–Einsteina molekularnych stanów trypletowych.

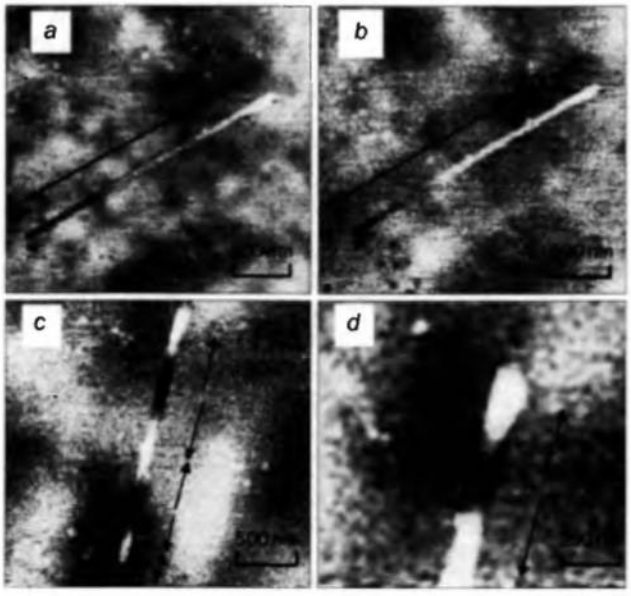
Magnetyzm kontaktowy

Jest inny sposób osiągnięcia stanu, w którym przewodzący węgiel może być magnetyczny: przez kontakt z metalem ferromagnetycznym. Zawsze wówczas, gdy dwa metale stykają się ze sobą, elektrony przepływają między nimi, aby wyrównać ich potencjały chemiczne. Jeżeli jeden z tych metali jest ferromagnetykiem o różnych gęstościach elektronów ze spinem w górę i w dół, to przenoszeniu ładunku towarzyszy przekazywanie wypadkowego spinu. (Skrajnym przypadkiem jest półmetal, który zawiera elektrony przewodnictwa o tylko jednym ustawieniu spinu, co oznacza, że przekazywanie ładunku prowadzi do całkowitej polaryzacji spinowej). Ów magnetyzm indukowany przez kontakt powinien zawsze występować na powierzchniach granicznych. Za pomocą właśnie tego mechanizmu próbowano wyjaśnić namagnesowanie grafitu w meteorycie z Canyon Diablo.

Występowanie magnetyzmu kontaktowego zostało zademonstrowane w 2004 r. niezależnie przez dwie grupy. W pierwszym przypadku Oscar Céspedes i autorzy niniejszego artykułu umieścili w Dublinie nanorurkę węglową na cienkiej warstewce metalu ferromagnetycznego. Przy założeniu, że namagnesowanie jest jednorodne, warstewka nie wytwarza pola rozproszonego (rys. 3). Jeżeli jednak spinowo spolaryzowane elektrony przewędrują do nanorurki, to zaczyna się ona zachowywać jak miniaturowa sztabka magnesu i wytwarzać pole rozproszone w swoim otoczeniu. Pole to wykryto przez pomiar siły wywieranej na drgające magnetyczne ostrze mikroskopu sił magnetycznych; okazało się, że namagnesowanie nanorurki wynosiło 0,5 $\mathrm{A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}}$.

W drugim doświadczeniu Hans-Christoph Mertins z Fachhochschule Münster wraz ze współpracownikami wytworzył materiał z naprzemiennych warstw żelaza i węgla o grubościach odpowiednio 2,55 i 0,55 nm. Mierząc następnie absorpcję spolaryzowanego promieniowania elektromagnetycznego w tak przygotowanym materiale, stwierdził, że węgiel ma moment magnetyczny równy ok. 20 $\mathrm{A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}}$.

Sprawą zasadniczą w obu tych eksperymentach jest to, że nie stwierdzono magnetyzmu w nieobecności ferromagnetycznego materiału (nanorurki węglowe na podłożu np. z miedzi albo krzemu nie wykazują żadnego momentu magnetycznego). W pełni zadowalające wyjaśnienie magnetyzmu węgla za pomocą magnetyzmu kontaktowego wymaga jednak stwierdzenia czegoś więcej niż tylko obecność wysokospinowych domieszek w węglu. Potrzebny jest również doświadczalny dowód występowania drugiej fazy ferromagnetycznej, np. żelaza rozproszonego w postaci małych kropelek w całej objętości węgla.



Rys. 3. Jedną z metod spowodowania, by węgiel stał się magnetyczny, jest zetknięcie go z materiałem ferromagnetycznym. Przedstawione zdjęcia zostały wykonane dla różnych ustawień mikroskopu sił magnetycznych i pokazują wielościenną nanorurkę węglową leżącą na podłożu magnetycznym. (a)–(b) Dwa oddzielne skany pokazują, że rurki tworzą konfigurację jednodomenową i są namagnesowane wzdłuż swej długości (czarne strzałki). (c)–(d) Gdy rurki są naciskane przez igłę mikroskopu ustawioną pod kątem 45° w stosunku do ich położenia na rysunkach (a)–(b), początkowa konfiguracja dipolowa rozszczepia się na kilka domen. To uporządkowanie ferromagnetyczne jest bezpośrednim skutkiem oddziaływań między elektronami w rurce i elektronami z ferromagnetycznego podłoża.

Magnetyczne perspektywy

Jak pokazaliśmy, istnieją różne przesłanki sugerujące, że węgiel może wykazywać uporządkowanie magnetyczne. A co z innymi pierwiastkami trzeciej wyspy trwałości w magnetycznym układzie okresowym? Czy one również wykazują wysokotemperaturowy ferromagnetyzm?

Od dawna wiadomo, że trypletowy stan spinowy jest najniżej położonym stanem wzbudzonym niektórych dwuelektronowych centrów defektowych w tlenkach. Ostatnio nasza grupa odkryła, że cienkie warstwy tlenku hafnu i borku wapnia są ferromagnetyczne, chociaż ani związki te nie zawierają jonów magnetycznych, ani też nie obserwuje się magnetyzmu w ich postaci objętościowej. Ponadto namagnesowanie tych warstw nie rośnie z ich grubością, jeżeli przekroczy ona kilka nanometrów. Moment magnetyczny niezależnie

od grubości wynosi kilkaset μ_B na nanometr kwadratowy powierzchni podłoża.

Wydaje się, że źródłem tego magnetyzmu są defekty w warstwie w pobliżu granicy z podłożem. Podobnie jak w przypadku węgla, problem jest związany właściwie nie ze znalezieniem magnetycznych centrów defektowych, lecz ze znalezieniem przyczyny ich magnetycznego porządkowania w tak wysokich temperaturach. Możliwe, że pojawi się jakieś nowe wyjaśnienie. Kluczem do rozwiązania mogą być warstwy tlenku hafnu, które mają bardzo dużą anizotropię namagnesowania, sugerującą duży orbitalny wkład do momentu magnetycznego.

W odróżnieniu od momentu spinowego momenty magnetyczne związane z ruchem orbitalnym elektronów nie ujawniają się zazwyczaj w ciałach stałych. Możliwość istnienia uporządkowanych orbitalnych momentów magnetycznych jest zatem ekscytująca.

Perspektywa otrzymywania magnetycznego węgla w sposób systematyczny i kontrolowany jest pociągająca. Na podstawie publikowanych obecnie wielkości namagnesowania wydaje się jednak, że magnetyzm węgla nie będzie nigdy dostatecznie silny, aby dało się ten pierwiastek zastosować jako użyteczny magnetyczny materiał objętościowy. Namagnesowanie rzędu 1 $A \cdot m^2 \cdot kg^{-1}$ jest o około dwa rzędy wielkości mniejsze niż namagnesowanie materiałów używanych jako silne magnesy.

Perspektywy węgla w elektronice spinowej są jednak znacznie jaśniejsze, gdyż mógłby on stanowić element łączący elektronikę spinową i molekularną. Słabe oddziaływania spinowo-orbitalne i nadsubtelne w węglu sprzyjają dużym długościom dyfuzji i czasom spójności, a zatem stwarzają idealne warunki do spójnej manipulacji spinem. W dodatku zjawisko magnetyzmu kontaktowego toruje drogę rozwojowi urządzeń, w których kontakty magnetyczne używane do manipulacji spinami będzie można uniezależnić od sond prądowo-napięciowych. Być może świta już era węglowa elektroniki spinowej.

Tłumaczył *Roman Puźniak*
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Lektura uzupełniająca

- O. Céspedes i in., *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, L155 (2004).
- M.D.J. Coey i in., *Nature* **420**, 156 (2002).
- P. Esquinazi i in., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 227201 (2003).
- T. Makarova, *Semiconductors* **38**, 615 (2004).
- T. Makarova i in., *Nature* **413**, 716 (2001).
- M. Venkatesan i in., *Nature* **430**, 630 (2004).

MICHAEL COEY jest profesorem fizyki doświadczalnej w Trinity College w Dublinie. Jego zainteresowania naukowe obejmują magnetyzm i materiały magnetyczne. Jest członkiem (fellow) Royal Society i członkiem zagranicznym (foreign associate) amerykańskiej National Academy of Sciences.

STEFANO SANVITO jest wykładowcą fizyki (lecturer in physics), a także kierownikiem zespołu spintroniki obliczeniowej w Trinity College w Dublinie, ekspertem w dziedzinie metod obliczeniowych nauki o materiałach, dotyczących zwłaszcza materiałów magnetycznych oraz kwantowego transportu magnetycznego. Absolwent Lancaster University, przed podjęciem pracy w Dublinie prowadził badania na Uniwersytecie Kalifornijskim w Santa Barbara. Ma w dorobku około 50 bardzo często cytowanych publikacji oraz wiele wykładów na zaproszenie na konferencjach międzynarodowych.

Chrystian Droste

Urodził się w 1934 r. w Warszawie. Studiował na Wydziale Matematyki i Fizyki UW, gdzie w 1956 r. uzyskał magisterium z fizyki. Pracę doktorską „Badania neutrono-deficytowych izotopów cezu" (promotor prof. Zdzisław Wilhelmi) obronił w 1971 r., a w roku 1983 habilitował się na podstawie rozprawy „Własności nieparzystych jąder cezu i lantanu a zagadnienie podatności na deformację gamma". Tytuł naukowy otrzymał 22 czerwca 2004 r.

Od roku 1954 do chwili obecnej pracuje w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW (przez ok. 2 lata, poczynając od 1960 r., był też zatrudniony na 1/2 etatu w Instytucie Badań Jądrowych). W początkowym okresie swojej pracy naukowej zajmował się badaniem mechanizmu reakcji jądrowych wywoływanych przez neutrony. Spektroskopią jądrową zainteresował się w latach sześćdziesiątych, gdy z inicjatywy prof. Wilhelmiego powstał projekt prowadzenia badań struktury jąder atomowych przy wykorzystaniu wiązki ciężkich jonów z akceleratorów Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Tematyką związaną z badaniem własności jąder (głównie dotyczącą odstępstwa kształtu jąder od symetrii osiowej) zajmuje się do chwili obecnej. W swojej pracy dba o rozwój bazy badawczej w kraju.

Jego dorobek naukowy to ok. 50 publikacji. Większość wyników naukowych otrzymał, pracując od wielu lat w zespole, w którego skład wchodzą też dr hab. Tomasz Morek i dr Julian Srebrny. Był promotorem jednej pracy doktorskiej. Prowadził różne zajęcia dydaktyczne: pokazy do wykładów, pracownie fizyczne (I, II i III oraz jądrową), ćwiczenia rachunkowe, wykłady i seminaria. Obecnie prowadzi wykład z fizyki jądra atomowego dla studentów IV roku. Dwukrotnie otrzymał nagrody indywidualne ministra nauki, szkolnictwa wyższego i techniki. Dłuższe staże naukowe odbył w Instytucie Nielsa Bohra (Kopenhaga) i w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych.

W latach 1991–97 kierował Zakładem Fizyki Jądra Atomowego IFD UW, a w latach 1984–87 był zastępcą dyrektora IFD UW ds. dydaktyki.

Ma żonę i syna.

Bronisław Susła

Urodził się w 1943 r. na Kresach, w Hlibowie (woj. tarnopolskie). Magisterium z fizyki uzyskał w 1966 r. na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu. Po studiach pracował jako nauczyciel fizyki i chemii, a w 1967 r. został asystentem na Politechnice Poznańskiej, gdzie pracuje do chwili obecnej. Doktorat z nauk technicznych obronił w 1975 r. na PP. Habilitował się w 1993 r. w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 16 listopada 2004 r.

Zajmuje się fizyką materii skondensowanej, zwłaszcza badaniami powierzchni ciał stałych za pomocą skaningowego mikroskopu tunelowego. Spektroskopia tunelowa była głównym obszarem jego badań na dwóch długoterminowych stażach naukowych w Technische Hochschule w Chemnitz oraz na Washington State University w Pullman. W czasie pobytu na Polytechnic University w Nowym Jorku zajmował się badaniem właściwości elektronowych nadprzewodników wysokotemperaturowych.

Autor lub współautor ok. 60 prac naukowych, 50 komunikatów konferencyjnych oraz dwóch patentów, promotor 3 prac doktorskich. Wykładał w Berlinie-Wildau (2001, 2002) w ramach programu Socrates/Erasmus oraz na Międzynarodowym Studium Doktoranckim (IQN). Organizował konferencje SPS-97 i SPS-2000 (International Conference on Scanning Probe Spectroscopy) w Poznaniu oraz Hamburgu. Kierował projektem KBN, wraz z zespołem otrzymał grant Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej na zakup skaningowego mikroskopu tunelowego.

Kieruje Zakładem Spektroskopii Ciała Stałego na Wydziale Fizyki Technicznej PP i od 1999 r. pełni funkcję dyrektora Instytutu Fizyki. W roku 2003 otrzymał Medal Komisji Edukacji Narodowej. Jest członkiem Zarządu Oddziału Poznańskiego PTF.

Żona Elżbieta (technolog żywności), córki Berenika i Amata. Lubi jazdę szybką na łyżwach oraz prace w przydomowym ogródku.

■ Krzysztof Murawski

Urodził się w 1959 r. w Łukowie. Studiował fizykę na UMCS, magisterium z fizyki teoretycznej uzyskał w 1982 r. Po studiach podjął pracę w Zakładzie Fizyki Akademii Rolniczej w Lublinie. W latach 1986–88 przebywał jako stypendysta na Uniwersytecie Flindersa (Adelaide, Australia), gdzie uzyskał doktorat na podstawie rozprawy „Stability of Nonlinear Waves" (promotor prof. Robin Storer). W 1994 r. habilitował się na Uniwersytecie Wrocławskim; rozprawa dotyczyła symulacji numerycznych fal MHD w atmosferze Słońca. W latach 1994–2001 pracował na Politechnice Lubelskiej, a od roku 2001 jest profesorem w Instytucie Fizyki UMCS. Tytuł naukowy otrzymał 21 lutego 2005 r.

Zajmował się równaniami różniczkowymi, m.in. symulacjami numerycznymi procesów falowych w atmosferze Słońca, oddziaływaniem wiatru słonecznego z ciałami niebieskimi i rozchodzeniem się fal w arkadach korony słonecznej. W czasie pracy w Instytucie Ochrony Środowiska PL podjął też tematykę związaną z ochroną środowiska, a mianowicie symulacji zanieczyszczeń gazowych powietrza. Na Wydziale Matematyki, Fizyki i Informatyki UMCS zajmuje się oddziaływaniem fal z polami stochastycznymi, symulacjami numerycznymi fal w plazmie korony słonecznej i numerycznymi metodami rozwiązywania hiperbolicznych równań różniczkowych.

Odbył długoterminowe staże naukowe na University of St Andrews w Szkocji i na Uniwersytecie Katolickim w Leuven (Belgia) oraz wiele krótszych staży, m.in. w Japonii (Tokio), Hiszpanii (Baleary), USA (San Antonio, Texas), Wielkiej Brytanii (St Andrews, Warwick), Niemczech (Poczdam) i Włoszech (Piza).

Opublikował 115 artykułów, 1 skrypt naukowy i 1 monografię. Kierował grantami KBN i NATO. Prowadził wykłady kursowe z fizyki, informatyki i astrofizyki oraz wykłady specjalistyczne z numerycznych metod rozwiązywania równań różniczkowych, metod Godunowa i heliofizyki. Wypromował dwóch doktorów.

Jest członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Astrofizycznego oraz Komitetu Astronomii PAN.

■ Karol Kołodziej

Urodził się w 1959 r. w Siemianowicach Śląskich, ale przez całe życie związany jest z Katowicami. Tu w 1978 r. rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Śląskim, w 1989 r. obronił pracę doktorską „The influence of radiative corrections, a neutrino mass and a composite Z boson on the process $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$" (promotor prof. Marek Zrałek), a w 1995 r. uzyskał stopień naukowy doktora habilitowanego. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 21 lutego 2005 r.

Od 1983 r. pracuje na Uniwersytecie Śląskim. Odbył staże naukowe m.in. na uniwersytetach w Lejdzie, Bielefeld, Monachium, Madison i Würzburgu oraz w DESY Zeuthen. Jest stypendystą Fundacji Humboldta.

Zajmuje się teorią cząstek elementarnych, a w szczególności precyzyjnymi testami Modelu Standardowego. Jest autorem lub współautorem ponad 50 publikacji naukowych, które według bazy SPIRES były cytowane ok. 950 razy. Jego najważniejsze prace dotyczyły poprawek radiacyjnych do procesów produkcji bozonów elektrosłabych w anihilacji elektron–pozyton, analizy produkcji par bozonów elektrosłabych w procesach rozpraszania elektron–elektron i mechanizmów produkcji mezonów B_c. Ostatnio zajmuje się symulacjami reakcji wysokoenergetycznej anihilacji elektron–pozyton do stanów końcowych zawierających 4 lub 6 fermionów z uwzględnieniem wiodących poprawek radiacyjnych. Poprzez tego typu reakcje w przyszłym akceleratorze liniowym będą badane m.in. własności kwarku t – najcięższej znanej cząstki elementarnej, oraz bozonu Higgsa – brakującego elementu Modelu Standardowego.

Był przewodniczącym Oddziału Katowickiego PTF w ubiegłej kadencji i zastępcą przewodniczącego w kadencji 1999–2000. Kierował 3 grantami badawczymi KBN. Prowadził wiele wykładów kursowych z fizyki teoretycznej. Wypromował jednego doktora i sprawuje opiekę nad 4 doktorantami. Od 1998 r. jest dyrektorem Międzywydziałowych Indywidualnych Studiów Matematyczno-Przyrodniczych w UŚl.

Jest żonaty, ma dwoje dzieci. Lubi jazdę na rowerze, żeglarstwo śródlądowe, chętnie słucha muzyki – głównie klasycznej.

Studenckie Seminarium Fizyki Biomolekularnej i Medycznej

W dniach 24–26 lutego 2005 r. Studenckie Koło Naukowe Fizyków (SKNF) „Bozon" z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie i SKNF Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu zorganizowały wspólnie seminarium fizyki biomolekularnej i medycznej. Pierwszy, studencki dzień seminarium rozpoczął wykład inauguracyjny prof. Andrzeja Olesia z WFiIS, dr. hc AGH, zatytułowany „Pięć Nobli, siedmiu Noblistów i jeden rezonans" i poświęcony przedstawieniu fizycznych podstaw magnetycznego rezonansu jądrowego oraz przeglądowi jego praktycznych zastosowań w fizyce, chemii, biologii i medycynie. W drugim dniu seminarium obok studentów obu kół aktywny udział wzięli również licealiści pod kierunkiem mgr Małgorzaty Sobczak z Zespołu Szkół Ogólnokształcących nr 1 w Lesznie.

Początki współpracy studenckich kół z Krakowa i Poznania przypadają na kwiecień 2004 r., kiedy to w czasie obozu szkoleniowo-wypoczynkowego SKNF „Bozon" w Poznaniu studenci WFiIS AGH gościli w kilku laboratoriach WF UAM, Wydziału Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej oraz Poznańskiego Centrum Superkomputerowo-Sieciowego PAN. Ciepła atmosfera tego obozu doprowadziła do zawiązania stałych kontaktów i znajomości pomiędzy oboma kołami. Prawdziwy przełom i zacieśnienie więzi przyniosły następne miesiące roku 2004. W maju dziesięciu członków SKNF „Bozon", pod opieką autora tego sprawozdania, miało okazję przebywać przez dwa tygodnie w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej. Zapoznanie się z tematyką prowadzonych badań oraz serdeczność i zainteresowanie nawiązaniem z nami współpracy dr. Władysława Chmielowskiego – zastępcy dyrektora działu międzynarodowej współpracy naukowej i technologicznej ZIBJ – dały możliwość wzięcia przez studentów AGH udziału w letnich praktykach studenckich.

Miesięczny pobyt w Dubnej zacieśnił współpracę obydwu kół. Powstał wówczas projekt stworzenia Studenckiej Organizacji Współpracy z ZIBJ, która rozpoczęła działalność w październiku 2004 r., gdy WFiIS miał zaszczyt gościć w swoich murach prof. Swietłanę Iwanową – dyrektora Centrum Uniwersyteckiego ZIBJ, oraz wspomnianego już dr. Chmielowskiego. Szanowni goście wygłosili wykłady na seminarium środowiskowym fizyki medycznej organizowanym przez dr hab. Martę Wasilewską-Radwańską, kierownika Zakładu Fizyki Medycznej WFiIS. Tematyka tych wykładów dotyczyła możliwości współpracy dydaktycznej między ZIBJ a polskimi uczelniami. W tym samym miesiącu członkowie SKNF „Bozon" pod opieką dr hab. Wasilewskiej-Radwańskej przebywali w Poznaniu na 1. Ogólnopolskim Spotkaniu Uczestników Programu Bogoliubowa–Infelda. Wtedy też narodziła się idea zorganizowania wspólnego seminarium o tematyce z zakresu fizyki biomolekularnej i medycznej. Program Bogoliubowa–Infelda – funkcjonujący od 1997 r. z inicjatywy prof. Andrzeja Hrynkiewicza z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie – ma na celu m.in. umożliwienie polskim studentom i doktorantom odbywania krótkich staży naukowych w ZIBJ.

Na inauguracyjne, pierwsze seminarium wybrany został Kraków. Spotkanie daje możliwość prezentacji i wymiany doświadczeń w pracy studentów w ramach projektów własnych oraz realizacji prac dyplomowych. Jest ono również kontynuacją wieloletniej pracy Sekcji Uczniowskiej KNF WF UAM, która organizuje specjalnie dla licealistów warsztaty i wykłady otwarte pod patronatem prof. Wojciecha Nawrocika. Być może doświadczenia te zaowocują podobną współpracą z młodzieżą licealną Krakowa czy – co jeszcze istotniejsze – w mniejszych miastach naszego regionu, gdzie nie zawsze uczniowie mają możliwość bezpośrednich kontaktów z młodzieżą i nauczycielami akademickimi. Podobne działania od lat w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego organizuje dr Zofia Gołąb-Meyer, przewodnicząca Sekcji Nauczycielskiej Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Uczestnicy seminarium; drugi z lewej w pierwszym rzędzie Tomasz Cybulski

Członkowie obydwu Kół wyrażają ogromną wolę współpracy bezpośrednio pomiędzy swoimi uczelniami oraz w ramach pracy programu Studenckiej Organizacji Współpracy z ZIBJ w Dubnej. Patrzymy z nadzieją na pomoc w budowaniu tej współpracy przez naszych dziekanów oraz opiekunów specjalności biofizycznych i fizyki medycznej na obu wydziałach. Nadmienić trzeba, że współpraca i kontakty członków kół nie ograniczają się

tylko do sfery naukowej. To również spotkania towarzyskie, które mimo znacznej odległości dzielącej nasze miasta nie zamierają, przeciwnie – więzi koleżeńskie coraz bardziej się zacieśniają.

Bieżący, jak i poprzedni rok są dla SKNF „Bozon" wyjątkowe. W roku 2004 SKNF „Bozon" obchodziło 40-lecie działalności, a przy kole powstał lokalny komitet Międzynarodowego Stowarzyszenia Studentów Fizyki (IAPS). Natomiast w Światowym Roku Fizyki 2005 Małopolski Komitet Obchodów ŚRF 2005 włączył seminarium w krakowski kalendarz obchodów rocznicy einsteinowskiego roku cudów.

Nie ulega wątpliwości, że przeprowadzenie seminarium zawdzięczamy niezwykłej wręcz przychylności i sympatii, jakimi władze obu wydziałów fizyki darzą działające przy nich studenckie koła naukowe fizyków. Wsparcia udzielił nam również dr inż. Leszek Kurcz – pełnomocnik rektora AGH ds. kół naukowych pionu hutniczego. Honorowy patronat nad seminarium objął Oddział Krakowski PTF. Do sukcesu seminarium przyczyniła się również aktywność członków obu kół, a na szczególne podkreślenie zasługuje niezwykłe zaangażowanie pana Tomasza Cybulskiego, studenta IV roku fizyki medycznej na WFiIS AGH. Chciałbym tym wszystkim, którzy przyczynili się do organizacji seminarium, serdecznie podziękować za pomoc w jego przygotowaniu oraz wsparcie finansowe (chociaż pewnie nie muszę dodawać, że spotkanie krakowsko-poznańskie było bardzo niskobudżetowe).

Miejmy nadzieję, że I Krakowsko-Poznańskie Seminarium Fizyki Biomolekularnej i Medycznej zapoczątkowało długą i owocną współpracę studentów z obu ośrodków.

Dalsze informacje na stronach:

- www.ftj.agh.edu.pl/~bozon/,
- www.ftj.agh.edu.pl/~bozon/ssfbim/,
- www.ptf.agh.edu.pl/SRF2005/.

Krzysztof Malarz
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH
Kraków

Dziękujemy redakcji *Biuletynu Informacyjnego Pracowników AGH* za zgodę na przedruk tego sprawozdania, zamieszczonego w zeszycie *Biuletynu* z marca 2005 r. – red.

PTF

Nagrody PTF 2004

Podobnie jak w latach ubiegłych, Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało w roku 2004 nagrody.

— Nagrodę im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał zespół w składzie: dr Michał Horodecki, dr Paweł Horodecki i dr hab. prof. UG Ryszard Horodecki za teoretyczne prace na temat kwantowej informacji i właściwości stanów splątanych;

— Nagrodę I stopnia im. Arkadiusza Piekary za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr Piotr Fita za pracę „Femtosekundowa dynamika stanów wzbudzonych cząstek organicznych" wykonaną w Zakładzie Optyki IFD UW pod kierunkiem prof. Czesława Radzewicza;

— Nagrodę II stopnia za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr Joanna Sykut za pracę „Zależność energii jąder atomowych od temperatury" wykonaną w Zakładzie Teorii Jądra Atomu IF UMCS pod kierunkiem prof. Bożeny Pomorskiej;

— Nagrodę III stopnia za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr Małgorzata Kasprzak za pracę „Thermal up-scattering of very cold and ultracold neutrons in solid deuterium" wykonaną w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UJ pod kierunkiem prof. Kazimierza Bodka;

— Nagrodę im. Krzysztofa Ernsta za popularyzację fizyki – prof. Jan Gaj (IFD UW) za wybitne osiągnięcia w popularyzacji fizyki;

— Nagrodę im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli – mgr Agnieszka Bieniecka-Marczyńska (XXVI LO im. Krzysztofa Kamila Baczyńskiego w Łodzi) za nowatorskie formy pracy z uzdolnioną młodzieżą odnoszącą sukcesy w krajowych i międzynarodowych olimpiadach fizycznych;

— Nagrodę II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli – ex aequo mgr Halina Szalaty (VIII LO w Poznaniu) za pracę z uzdolnioną młodzieżą odnoszącą sukcesy w olimpiadach fizycznych i astronomicznych oraz dr Urszula Krawiec-Wróbel (Gimnazjum nr 54 i LO im. Świętej Rodziny w Krakowie) za rozbudzanie zainteresowań fizyką i wybitne osiągnięcia w pracy z liczną grupą młodzieży;

— Nagrodę III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli – mgr Elżbieta Brandstatter-Poczobut (12. Gimnazjum im. Noblistów Polskich w Łodzi) za szczególne osiągnięcia w pracy z młodzieżą zainteresowaną fizyką;

— Wyróżnienie dla nauczycieli – mgr Maria Rowińska (LXIII LO im. Lajosa Kossutha w Warszawie) za oryginalne pomysły konkursów popularyzujących fizykę.

Uroczyste wręczenie nagród odbyło się 11 grudnia 2004 r. w Warszawie podczas Zebrania Plenarnego ZG PTF.

Nanorurki węglowe

Andrzej Huczko: *Nanorurki węglowe. Czarne diamenty XXI wieku*, BEL Studio, Warszawa 2004, s. 475.

W niespełna trzy lata po ukazaniu się książki Przygockiego i Włochowicza *Fulereny i nanorurki – Własności i zastosowania* (recenzja: *PF* **54**, 177 (2003)) na polskim rynku wydawniczym pojawiła się kolejna pozycja poświęcona jednemu z najbardziej niezwykłych materiałów, jaki odkryto pod koniec ubiegłego wieku – nanorurkom węglowym. Jest ona naturalną kontynuacją aktywności naukowej i autorskiej Andrzeja Huczki – w 1999 r. została już wydana jego książka pod tytułem *Fulereny* (recenzja: *PF* **52**, 158 (2001)).

Książka obecnie recenzowana ma charakter monografii – jest przecież poświęcona jednemu, ściśle sprecyzowanemu zagadnieniu – choć nie wyczerpuje wszystkich jego aspektów, w szczególności fizyki nanorurek. Trudno byłoby to zrobić na 475 stronach, a tyle liczy ich książka Huczki. Nie było zresztą takiej potrzeby, bo dalsze interesujące informacje fizyk znajdzie w pozycjach anglojęzycznych: M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund, *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (1996), R. Saito, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes* (1998) i P.J.F. Harris, *Carbon Nanotubes and Related Structures: New Materials for the Twenty-First Century* (1999). Nie jest też ta książka typowym podręcznikiem, chociaż mogłaby być pomocna w przygotowaniu wykładu poświęconemu np. nanotechnologii czy inżynierii materiałowej. Autor poleca ją studentom kierunków fizycznego, chemicznego, elektronicznego i inżynierii materiałowej, zarówno uniwersyteckich jak i politechnicznych, oraz pracownikom naukowym uczelni i instytutów naukowo-badawczych. Jej charakter wynika z zainteresowań naukowych Autora, wieloletniego kierownika Pracowni Chemii Plazmy Wydziału Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Synteza fulerenów i nanorurek węglowych oraz pochodnych materiałów węglowych to tematyka, której Andrzej Huczko głównie się ostatnio poświęcił. Odpowiadając na pytanie, czym jest wobec tego recenzowana książka, należałoby stwierdzić, że jest bardzo obszernym i aktualnym wademekum wiedzy na temat metod otrzymywania nanorurek węglowych, mechanizmów ich powstawania oraz szerokich możliwości ich zastosowań. Warto podkreślić, że spełnienie warunku aktualności w przypadku nanorurek weglowych jest zadaniem niezwykle trudnym ze względu na bardzo dużą liczbę nieustannie publikowanych prac, zarówno oryginalnych jak i przeglądowych. Z problemem aktualności Autor dobrze sobie poradził – w książce wydanej w 2004 r. znajdujemy wiadomości pochodzące z prac opublikowanych nawet w roku 2003.

Recenzowana książka składa się z 10 rozdziałów, spisu monografii źródłowych oraz indeksów: nazwisk i rzeczowego. Każdy rozdział kończy się spisem wybranych przez Autora prac. Pierwsze trzy rozdziały wprowadzają czytelnika w dziedzinę nanostruktur (rozdz. I), różnych odmian węgla (rozdz. II) oraz fulerenów (rozdz. III). Szczególnie dużo miejsca Autor poświęcił fulerenom. (W spisie treści rozdz. III został omyłkowo zatytułowany „Odkrycie i otrzymywanie nanorurek węglowych" zamiast „Fulereny – nowa odmiana węgla", jak jest w tekście i co odpowiada jego zawartości). Te trzy rozdziały liczą w sumie 128 stron i mimo że nie traktują o nanorurkach, uważam takie rozpoczęcie książki za celowe i trafne. Bez uświadomienia sobie różnorodności struktur i wynikających z nich właściwości rozmaitych odmian węgla nie sposób zrozumieć specyfiki nanorurek i ich wyjątkowego miejsca w nauce o węglu.

W omawiane trzy pierwsze rozdziały wkradło się kilka błędów i nieścisłości, które chciałbym od razu wyjaśnić i skorygować.

— Na s. 31 i 32 Autor omawia hybrydyzacje sp^2 oraz sp^3, a nic nie pisze o hybrydyzacji sp, mimo że na rys. II-1 jest ona pokazana.

— Na rys. II-2 komórki elementarne diamentu regularnego (nie „sześciennego") ściennie centrowanego i heksagonalnego zostały zamienione miejscami.

— Na s. 43 rozpoczyna się p. II.3 poświęcony sadzy. Chciałbym podkreślić, że stwierdzenie „sadza jest tylko grafitem o bardzo drobnokrystalicznej budowie" nie jest zbyt ścisłe. Sadzę należałoby zaliczyć do rodziny węgli turbostratycznych, charakteryzujących się brakiem uporządkowania w układzie płaszczyzn grafitowych, w kierunku do nich prostopadłym. Dalej na s. 47 Autor pisze: „ogrzana do temperatury około 3000 °C ulega przemianie w grafit". Sadza jest odmianą węgla niegrafityzującego i mimo wysokotemperaturowej obróbki cieplnej nie można jej przekształcić w grafit [1,2].

— Na s. 50 znajdujemy informację, że węgiel szklisty „ma specyficzną strukturę, będącą połączeniem grafitu i diamentu". Ten pogląd został zweryfikowany i hipoteza o tworzeniu się wiązań typu sp^3 w szklistych węglach nie znalazła potwierdzenia [3,4,1,2].

— Na s. 69 w zdaniu „jest C_{20}, składający się wyłącznie z 12 stykających się ze sobą pierścieni heksagonalnych" powinno być „pierścieni pentagonalnych".

— Informacja na s. 70 o tym, jak „Huffman wraz ze swym doktorantem Lambem mogą zaobserwować pod mikroskopem (...) piękne, heksagonalne kryształki (fuleryt)", może być myląca. Sieć krystaliczną fulerytu C_{60} (odmianę trwałą w temperaturze pokojowej) zaliczamy do typu regularnej ściennie centrowanej. Nie to miał zapewne Autor na myśli, pisząc o kształcie kryształów fulerytu C_{60}. Na s. 77 omyłkowo zaliczono naftalen i antracen do grupy związków zawierających pierścienie pentagonalne.

Rozdział IV traktuje o odkryciu i metodach otrzymywania nanorurek węglowych. Znajdujemy tam bardzo interesujący wstęp historyczny, dotyczący prac donoszących znacznie wcześniej niż najczęściej chyba obecnie cytowana praca Iijimy w *Nature* o obiektach, które po

1991 r. identyfikujemy jako nanorurki węglowe [5]. Brak odpowiednich narzędzi badawczych uniemożliwił autorom tych prac precyzyjne rozpoznanie struktury otrzymanych materiałów. W kolejnych podrozdziałach Autor dokonuje obszernego przeglądu metod wytwarzania nanorurek węglowych, ich oczyszczania i wprowadzania do ich wnętrza innych materiałów. W części opisującej próby sterowania procesem wytwarzania nanorurek, tak aby otrzymać materiał o określonych parametrach geometrycznych (średnica i chiralność), a przez to o wynikających z tego właściwościach mechanicznych, elektrycznych i optycznych, Huczko bardzo trafnie ocenia obecną sytuację w tej dziedzinie. Mimo olbrzymiego wysiłku wielu grup badawczych, wspartych bardzo dużymi nakładami finansowymi na opracowanie metody kontrolowanego wytwarzania nanorurek, nie udało się dotychczas zrealizować takiego programu. Jest to najpoważniejsza przeszkoda do zastosowań nanururek węglowych na skalę przemysłową. W tym rozdziale również zauważyłem wiele nieścisłości, które moim zdaniem powinny zostać wyjaśnione.

— Agnes Oberlin, współautorka pracy [6] cytowanej na s. 137, to kobieta.

— Odległości międzypłaszczyznowej w nanorurkach (0,34 nm, s. 152) nie można uważać za niemal identyczną jak w graficie (0,335 nm). Podobne stwierdzenie znajdziemy na s. 285. Różnica wynika z turbostratycznego charakteru korelacji przestrzennych w układzie kolejnych powierzchni cylindrycznych i jest typowa dla większości nanorurek.

— Na s. 205, w zdaniu: „Wstępne wyniki analizy rentgenostrukturalnej, wykonanej podczas analizy TEM tych obiektów" Autor miał prawdopodobnie na myśli analizę przy użyciu mikrosondy elektronowej.

W rozdziale V zostały omówione mechanizmy tworzenia się nanorurek węglowych podczas różnych procesów ich otrzymywania. Po ogólnym wstępie Autor przedstawia modele teoretyczne, wykorzystujące metody *ab initio* oraz dynamiki molekularnej do symulacji procesów zarodkowania nanorurek, ich wzrostu i zamykania. W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostały aktualne poglądy na powstawanie nanorurek w plazmie węglowej, w procesie pirolizy katalitycznej i podczas elektrolizy. Na końcu tego rozdziału Autor omawia model tworzenia się nanorurek, w którym czynnikiem decydującym jest dyfuzja powierzchniowa.

Kolejny, VI rozdział został poświęcony charakterystyce nanorurek węglowych. Znajdujemy w nim wiadomości na temat ich struktury oraz właściwości mechanicznych, elektronowych i optycznych. Osobny podrozdział Autor poświęcił spektroskopii ramanowskiej, która wkrótce po odkryciu nanorurek stała się jednym z najważniejszych narzędzi ich badania. Rozdział VI, kończący się podsumowaniem wyników prac nad funkcjonalizacją chemiczną nanorurek, jest bardzo ważny dla czytelników dopiero wkraczających w świat nanorurek, ponieważ wprowadza podstawowe pojęcia i definicje, bez których znajomości nie sposób dalej studiować fachową literaturę i prowadzić własne badania w tej dziedzinie. W związku z tym chciałbym sprostować pewne sformułowania, które mogą prowadzić do nieporozumień lub niewłaściwego zrozumienia tekstu.

— Nie jest jasne, co Autor rozumie pod pojęciem „średnica zewnętrzna" w przypadku nanorurek jednościennych (s. 286, drugi akapit).

— Wzór definiujący wektor zwijania (s. 288) $\boldsymbol{C}_h = n\boldsymbol{a}_1 + n\boldsymbol{a}_2 \equiv (n, m)$ powinien być następującej postaci: $\boldsymbol{C}_h = n\boldsymbol{a}_1 + m\boldsymbol{a}_2 \equiv (n, m)$.

— Na s. 289 niewłaściwie podano definicję kąta skrętności. W tekście znajdujemy, że „Charakterystycznym parametrem jest też kąt skrętności, θ, pomiędzy kierunkiem zygzakowatym $(n, 0)$, dla którego $\theta = 0°$, oraz jednostkowymi wektorami $\boldsymbol{a}_1$ i $\boldsymbol{a}_2$". Ale przecież kąt pomiędzy kierunkiem zygzakowatym oraz $\boldsymbol{a}_1$ wynosi zawsze 0°, a pomiędzy kierunkiem zygzakowatym oraz $\boldsymbol{a}_2$ jest równy 60°, bez względu na to, jaka jest skrętność nanorurki, co widać wyraźnie na rys. VI-4b. Prawidłowe byłyby stwierdzenia, że kąt skrętności θ jest zawarty pomiędzy wektorami $\boldsymbol{C}_h$ oraz $\boldsymbol{a}_1$ lub pomiędzy wektorem $\boldsymbol{C}_h$ i kierunkiem zygzakowatym.

— Błędny jest wzór na gęstość prądu emisji (s. 304) $I = CE\exp(-K\varphi^{3/2}/E)$, powinno być CE^2.

— Na wykresie Fowlera–Nordheima (rys. VI-15) oś odciętych powinna przedstawiać 1/V a nie I/V, ponadto jednostka V powinna być napisana dużą literą.

— Z pewną niekonsekwencją spotykamy się na s. 305 i 306. Na s. 305 czytamy, że „Właściwości emisyjne WNRW z otwartymi zakończeniami są gorsze", a zaraz dalej, na s. 306, że „najlepszymi emiterami wydają się być otwarte wielościenne NRW".

— Na s. 313, w komentarzu do rys. VI-21 czytamy: „Jak widać – częstość drgania zależy liniowo od odwrotności średnicy nanorurki". Niczego takiego na tym rysunku nie widać. Uważam, że celowe byłoby jego uzupełnienie o wstawiony wykres zależności czestości drgania RBM od odwrotności średnicy, obliczonej zgodnie ze wzorami przedstawionymi na s. 290.

— Nie rozumiem, co Autor miał na myśli, pisząc (s. 323) „kryształy diamentu o strukturze oktaedrycznej".

— Niefortunnym sformułowaniem jest „podwyższa właściwość kwantowo-mechaniczną takiego układu, zwaną gęstością stanów" (s. 325).

Rozdział VII poświęcony jest zastosowaniom nanorurek węglowych. Jest to ważna część książki, ponieważ dla wielu spośród czytelników, do których Autor ją kieruje, takie wiadomości będą bardzo istotne. Najważniejszą dziedziną, z którą są wiązane największe nadzieje na zastosowania nanorurek, jest elektronika, a dokładniej nanoelektronika. Ten aspekt znajduje właściwe uzasadnienie i wydźwięk w treści rozdziału. Mechaniczne właściwości nanorurek są również bardzo obiecujące, jeżeli chodzi o łączenie ich z innymi materiałami, w szczególności z polimerami. Nanokompozyty znajdują należne im miejsce, ze względu na ich duże znaczenie, w osobnym podrozdziale. Magazynowanie energii bądź to w postaci energii elektrycznej w bateriach zbudowanych z interkalowanych

litem nanorurek, bądź to poprzez przechowywanie i odzyskiwanie wodoru (paliwa przyszłości) to kolejne pola zastosowań tych materiałów. Rozdział VII kończy opis licznych innych możliwości wykorzystania nanorurek oraz pierwszych realizacji niektórych możliwości. W tym rozdziale zauważyłem kilka niezbyt zręcznych sformułowań.

— Na s. 331 czytamy o „specyficznym przewodnictwie elektronowym i elektrycznym" – nie rozumiem, o co chodziło Autorowi.

— Mildred Dresselhaus z MIT, której prace są wspomniane na s. 332 i 367, jest kobietą.

— Zamiast „Mała ilość atomów dopanta" (s. 333) napisałbym „Mała koncentracja atomów domieszki", podobnie na s. 351.

— Niejasny wydaje mi się fragment zdania ze s. 333: „co powoduje skwantowanie momentów dipolowych elektronów poruszających się wokół obwodu rurki".

— Podpisy pod rys. VII-24 i VII-25 zostały zamienione miejscami.

— Na rys. VII-31 brakuje oznaczeń (a) i (b).

W kolejnych rozdziałach (VIII i IX) Autor omawia nanorurki niewęglowe i takie, w których obok węgla występują inne atomy, np. boru czy azotu, oraz inne nanostruktury węglowe. W tej części miałbym jedynie zastrzeżenia do używanego słownictwa krystalograficznego. Zamiast „krystalizujące w strukturze sześciennej" (s. 416) powinno być „w strukturze regularnej". We fragmentach na s. 429 „krystalizują one w układzie sieci regularnej płaskocentrycznej bądź przestrzennej tetragonalnej"; należałoby użyć poprawnych sformułowań „sieci regularnej płasko (lub ściennie) centrowanej bądź tetragonalnej przestrzennie centrowanej". Rozdział X to zakończenie, po którym następuje zestawienie najważniejszych pozycji literaturowych dotyczących szeroko rozumianej tematyki nanorurek i przewidywania rozwoju tej tak fascynującej dziedziny wiedzy.

Na koniec chciałbym dołączyć kilka uwag natury ogólnej i edytorskiej. Książka jest ładnie i estetycznie zaprojektowana pod względem graficznym. Mimo że jakość druku niektórych rysunków odbiega od bardzo ciekawie skomponowanej i starannie wydrukowanej okładki, całość robi dobre wrażenie. Poza wyszczególnionymi powyżej uwagami dotyczącymi tekstu zauważyłem kilka błędów drukarskich. Na stronach 96, 97, 241, 243 i 377 w niektórych wyrazach pojawia się zero w przypadkowych miejscach. Na stronach 147, 150 i 158 występują błędy w odnośnikach do rysunków: zamiast V-12, V-13, V-14, V-15, V-17 i V-19 powinno być IV-12 itd. Na rysunku III-23 pojawił się błąd w opisie osi, a w opisie rys. IV-51 zamiast „suprt katalizatora" powinno być „nośnik katalizatora".

Podczas lektury książki nasunęło mi się jedno spostrzeżenie dotyczące całości tekstu. Książka zawiera bardzo obszerny materiał, który Huczko zaczerpnął z prac innych autorów, a tylko do nielicznych znajdujemy odnośniki w spisach literatury dla kolejnych rozdziałów oraz końcowej bibliografii. Uważam, że książka znacznie by zyskała, gdyby czytelnik miał do dyspozycji wszystkie odnośniki literaturowe, aby w ten sposób otrzymać dodatkowe i pełniejsze informacje o omawianych zagadnieniach czy problemach. Ponadto łatwiej byłoby prześledzić i ocenić treść poszczególnych fragmentów, szczególnie w przypadkach, gdy przedstawiane są dyskusje nad rozbieżnościami wyników i interpretacji. Jednocześnie zdaję sobie sprawę z tego, że sporządzenie pełnej listy odnośników literaturowych wymagałoby bardzo dużego nakładu dodatkowej pracy i byłoby przedsięwzięciem niezmiernie czasochłonnym.

Mimo wymienionych powyżej uwag, które Autor być może zechce wykorzystać w następnym wydaniu, uważam, że otrzymaliśmy wartościową i ciekawie napisaną książkę. Osobiście z dużym zainteresowaniem czytałem fragmenty dotyczące historycznego aspektu odkryć fulerenów i nanorurek węglowych. Te fragmenty są bardzo dobrze napisane i zdecydowanie zachęcają do lektury całości.

[1] P.J.F. Harris, *Int. Mat. Rev.* **42**, 206 (1997).
[2] P.J.F. Harris, S.C. Tsang, *Phil. Mag. A* **76**, 667 (1997).
[3] J. Robertson, *Adv. Phys.* **35**, 317 (1986).
[4] P.J.F. Harris, *Phil. Mag.* **84**, 3159 (2004).
[5] S. Iijima, *Nature* **354**, 56 (1991).
[6] A. Oberlin, M. Endo, T. Koyama, *J. Cryst. Growth* **32**, 335 (1976).

Andrzej Burian
Instytut Fizyki im. Augusta Chełkowskiego
Uniwersytet Śląski
Katowice

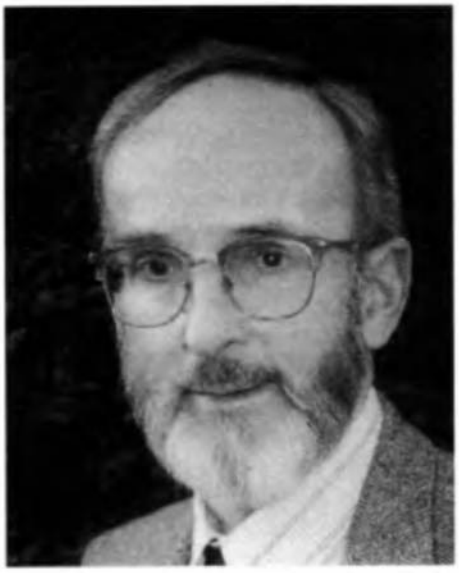
Andrzej Jonscher (1921–2005)

8 lutego 2005 r. zmarł w Londynie po długiej i ciężkiej chorobie profesor Andrzej Karol Jonscher, odkrywca „uniwersalnego prawa relaksacji", doktor honoris causa Politechniki Łódzkiej. Odszedł od nas człowiek, który dla wielu był prawdziwym Mistrzem i Przewodnikiem.

Andrzej Jonscher urodził się w 1921 r. w Warszawie. Pochodził z rodziny zasłużonej dla Polski. Był bratankiem znanego pediatry Karola Jonschera, profesora Uniwersytetu Poznańskiego, a po wojnie Akademii Medycznej w Poznaniu, współtwórcy szpitala w Łodzi noszącego obecnie jego imię.

W czasie wojny znalazł się we Włoszech, gdzie w 1944 r. ukończył podchorążówkę II Korpusu Armii Polskiej. Po wojnie wyjechał do Anglii, gdzie osiadł na stałe. W roku 1949 ukończył z wyróżnieniem Queen Mary College (University of London), zaś w 1952 r. uzyskał stopień doktora pod kierunkiem prof. Harry'ego Troppera, kierownika bardzo znanego Dielectrics Laboratory w tymże uniwersytecie. W roku 1951 został zatrudniony w Hirst Research Laboratory (General Electric Company, Wembley), jednym z przodujących centrów badawczych pracującym na potrzeby przemysłu elektronicznego. Podsumowaniem tego okresu pracy była wydana w 1960 r. książka *Principles of Semiconductor Device Operation*, przetłumaczona na wiele języków, w tym również na polski.

W roku 1962 Andrzej Jonscher objął stanowisko wykładowcy w Chelsea College (University of London). W roku 1965 został powołany na stanowisko profesora elektroniki ciała stałego. Jego początkowe zainteresowania amorficznymi półprzewodnikami stopniowo ulegały zmianie na rzecz dielektrycznych właściwości ciał stałych. W późniejszych latach wyniki badań nad dielektrykami zwróciły jego uwagę na pewne powtarzalne charakterystyki kształtu odpowiedzi dielektrycznej większości ciał stałych. Odkryte przez niego pod koniec lat siedemdziesiątych „uniwersalne prawo relaksacji dielektrycznej" zburzyło powszechnie akceptowany (debye'owski) pogląd na procesy relaksacyjne w dielektrykach. Wykładniczemu zanikowi odpowiedzi dielektrycznej w szerokim przedziale czasu przeciwstawił bowiem asymptotyczne (krótko- i długoczasowe) prawa potęgowe z ułamkowymi wykładnikami. To odważne i nowatorskie sformułowanie prawa relaksacji dielektrycznej spowodowało, że na długie lata stał się „enfant terrible of the dielectric establishment who found it difficult to accept his unorthodox ideas", jak sam pisze w swojej monografii *Dielectric Relaxation in Solids*, która ukazała się w 1983 r. Z czasem jednak jego idee stały się inspiracją rozwoju badań zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych w różnych dziedzinach fizyki ciała stałego, przede wszystkim w badaniach dielektryków, półprzewodników jonowych, luminescencji ciał stałych, a także kinetyki reakcji chemicznych. Teoretyczne poszukiwania fizycznych źródeł praw potęgowych w odpowiedziach relaksacyjnych różnych układów zaowocowały wprowadzeniem do fizyki statystycznej nowych narzędzi matematycznych (jak błądzenie losowe z czasem ciągłym, rozkłady długogonowe, rozkłady stabilne, pochodna ułamkowa) oraz zaakceptowaniem nowych pojęć (jak układy złożone, dyfuzja anomalna, kinetyka fraktalna czy dynamika samopodobna).



Andrzej Jonscher

W drugiej połowie lat osiemdziesiątych prof. Jonscher przeszedł na emeryturę, lecz kontynuował badania w Royal Holloway and Bedford New College (University of London). W ostatnich latach pracy badawczej szczególną uwagę poświęcał polaryzacji dielektrycznej przy bardzo małych częstotliwościach. W roku 1996 ukazała się jego ostatnia książka *Universal Relaxation Law*. Jonscher jest autorem bądź współautorem ponad 160 publikacji poświęconych różnym aspektom fizyki półprzewodników i dielektryków. Jego oryginalne koncepcje często stanowiły przedmiot gorących polemik i nie wszystkie były jednoznacznie przyjęte, lecz niewielu uczonych może wymienić w swoim dorobku 4 publikacje w *Nature*, periodyku publikującym tylko prace o wyjątkowym znaczeniu i stopniu nowości.

Andrzej Jonscher chętnie i dużo współpracował z badaczami z Polski. Dotyczy to grup badawczych

z Politechniki Wrocławskiej, Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, Politechniki Łódzkiej i Politechniki Rzeszowskiej. Po ostatecznym przejściu na emeryturę przekazał nieodpłatnie swoją aparaturę badawczą międzywydziałowemu Laboratorium Fizyki Dielektryków działającemu na PŁ. W latach dziewięćdziesiątych aktywnie uczestniczył w organizowaniu w Polsce serii konferencji międzynarodowych „Dielectric and Related Phenomena", które dzięki jego autorytetowi szybko uzyskały światową renomę i obecnie odbywają się co dwa lata w czołowych europejskich ośrodkach naukowych. W roku 1998 w uznaniu jego zasług dla rozwoju nauki i kontaktów naukowych z naukowcami z Polski, a szczególnie z Łodzi, Politechnika Łódzka nadała prof. Andrzejowi Jonscherowi godność doktora honoris causa.

Pamięć o Andrzeju Jonscherze przetrwa długo nie tylko dzięki dziełu, które pozostawił po sobie. Również nie tylko dzięki temu, co zrobił dla polskiego środowiska naukowego. Pamięć o nim przetrwa jako o człowieku szlachetnym i dobrym, człowieku wrażliwym na sprawy innych, przyjacielu nas wszystkich. Żegnamy go z uczuciem żalu, a jednocześnie z przeświadczeniem, że był to człowiek niezwykły, o godnych naśladowania cechach charakteru. Pozostanie w naszej pamięci jako osoba o wielkich walorach osobistych i uczony, którego nadrzędnym celem zawsze było poszukiwanie prawdy naukowej.

Karina Weron, Grzegorz Bąk, Jacek Ulański
w imieniu grona przyjaciół i współpracowników
z Bielska-Białej, Łodzi, Poznania, Rzeszowa i Wrocławia

Robert Głębocki (1940–2005)

W dniu 21 lutego 2005 r. polskie środowiska astronomiczne poniosły wielką stratę – zmarł wybitny astronom, zapalony miłośnik astronomii i organizator życia naukowego w Polsce, były rektor Uniwersytetu Gdańskiego i były minister edukacji narodowej RP, profesor Robert Głębocki.

Robert Głębocki (fot. Małgorzata Łagus)

Robert Głębocki urodził się 2 stycznia 1940 r. w majątku Trepałowo na kresach wschodnich Rzeczypospolitej (obecnie Litwa). Edukację podstawową i średnią otrzymał w Więcborku na Pomorzu, a studia wyższe odbył w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, gdzie uzyskał wszystkie stopnie naukowe. Magisterium z astronomii zdobył w roku 1961 na podstawie pracy, w której analizował efekty tzw. blanketingu w widmach gwiazd. Jego rozprawa doktorska, obroniona w 1966 r., nosiła tytuł „Badania widma ciągłego gwiazd typów spektralnych A–M w aspekcie populacyjnym" i była wykonana pod opieką prof. Wilhelminy Iwanowskiej. W rozprawie habilitacyjnej zajmował się procesami mikroturbulencji w atmosferach gwiazd z różnych obszarów wykresu Hertzsprunga–Russella. Stopień doktora habilitowanego został mu nadany w roku 1972. Tytuł profesora nadzwyczajnego uzyskał na wniosek Senatu Uniwersytetu Gdańskiego w roku 1979, a zwyczajnego – w roku 1989. Był profesorem zwyczajnym w Instytucie Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki na Wydziale Matematyki, Fizyki i Informatyki UG.

Od końca studiów do roku 1972 Robert Głębocki pracował w Obserwatorium Astronomicznym UMK, gdzie, formalnie na etacie w Pracowni Astrofizyki I Zakładu Astronomii PAN w Toruniu, m.in. prowadził obserwacje za pomocą nowo zainstalowanego teleskopu Schmidta–Cassegraina (był „obserwatorem") i uczestniczył w kierowanym przez prof. Iwanowską opracowywaniu Spektralnego Atlasu Drogi Mlecznej. Po doktoracie, w roku akademickim 1966–67, odbył roczny staż podoktorski na Ohio State University w USA, a w latach 1983–88 odbywał paromiesięczne staże naukowe w obserwatorium Paris-Meudon.

Zainteresowania naukowe Roberta Głębockiego koncentrowały się wokół problemów struktur atmosfer gwiazdowych, badanych metodami spektrofotometrycznymi i statystycznymi. Interesował się fizyką chromosfer gwiazdowych, które badał za pomocą analizy chromosferycznych linii H oraz K zjonizowanego wapnia i magnezu. Interesowały go pola prędkości w atmosferach gwiazd różnych typów. Opublikował wraz ze współpracownikami z Torunia i Gdańska obszerny katalog prędkości rotacji gwiazd, który miał być ostatnio poszerzony i uzupełniony o najnowsze dane. Badał

też problem koplanarności płaszczyzn orbity i rotacji gwiazd w układach podwójnych. Była to tematyka wywodząca się z Obserwatorium Astronomicznego w Toruniu, z którym łączyły go szczególne więzy, co zawsze podkreślał. Znana też jest powszechnie jego wieloletnia współpraca w różnej tematyce astrofizycznej i przyjaźń z docentem Antonim Stawikowskim z Toruńskiej Pracowni CAMK. Plonem jego badań naukowych było ok. 50 publikacji astronomicznych i ok. 20 prac popularnonaukowych, które zostały uhonorowane m.in. trzema Nagrodami Ministra Edukacji Narodowej. Wychował ok. stu magistrów i był promotorem 7 astronomicznych rozpraw doktorskich.

Profesor Głębocki był wspaniałym popularyzatorem. O trudnych problemach współczesnej astronomii potrafił mówić przystępnie, z wielką swadą i humorem. Uważał, że „popularyzacja wiedzy jest społecznym i moralnym obowiązkiem każdego nauczyciela akademickiego". Uwielbiał kontakt z młodzieżą i przekazywanie jej swej wiedzy, bo to uważał za „jedno z najwspanialszych usprawiedliwień swojej egzystencji w społeczeństwie jako astronoma" – tak wyznał na jednym z grudziądzkich Ogólnopolskich Młodzieżowych Seminariów Astronomicznych. Z tymi Seminariami związany był od początku ich istnienia, czyli przez 33 lata. Wspierał je radą, prelekcjami i uczestnictwem w „Jury", oceniając i komentując przedstawione referaty. 19 razy był członkiem Jury i nawet wtedy, gdy był rektorem UG i ministrem, choć na jeden dzień wpadał do Grudziądza, aby zapoznać się z przebiegiem konkursu, uczestniczyć w jego podsumowaniu i zakończeniu. Swym autorytetem i wyjątkową osobowością dodawał blasku każdemu zgromadzeniu tego typu.

Z Uniwersytetem Gdańskim Robert Głębocki był związany od samego początku jego istnienia – od 1970 r. – prowadząc najpierw tzw. wykłady zlecone, a od 1971 r. będąc jego etatowym pracownikiem. Organizował Zakład Astrofizyki UG i kierował nim w latach 1971–93, był prodziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UG w latach 1972–78, rektorem UG od września 1981 r. do kwietnia 1982 r. (odwołanym w stanie wojennym) i dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki w latach 1993–99.

Obok pracy w Uniwersytecie Gdańskim Robert Głębocki zajmował wysokie stanowiska w wielu organach polskiego życia naukowego. Na przykład w latach 1982–85 był wiceprzewodniczącym Rady Głównej Nauki i Szkolnictwa Wyższego, w latach 1973–79 i 1983–89 wiceprezesem Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, a w latach 1989–95 jego prezesem. Radzie Fundacji Astronomii Polskiej przewodniczył od chwili jej powstania w 1991 r. aż do śmierci. Przez parę kadencji był też wiceprzewodniczącym Komitetu Astronomii PAN. W 1991 r. był wiceprzewodniczącym Komitetu Badań Naukowych. W rządzie Jana Krzysztofa Bieleckiego był od stycznia do grudnia 1991 r. ministrem edukacji narodowej.

Profesor Robert Głębocki był wielkim patriotą i społecznikiem. Angażował się spontanicznie i głęboko we wszystkie działania, które prowadziły do rozwoju i ugruntowania demokracji w Polsce. W sierpniu 1980 r. reprezentował Uniwersytet Gdański w Komitecie Strajkowym w Stoczni Gdańskiej. W latach 1983–91 był członkiem Społecznego Komitetu Nauki, w latach 1988–90 przewodniczył Krajowej Sekcji Nauki NSZZ „Solidarność". W latach 1994–96 przewodniczył Krajowej Komisji Rewizyjnej Unii Wolności, a od roku 1999 do 2002 – Komisji Nauki, Edukacji, Kultury i Sportu Sejmiku Województwa Pomorskiego. W chwili śmierci był członkiem Senatu Akademickiego UG.

Odszedł znakomity uczony i budowniczy zrębów demokracji w Polsce, astronom i miłośnik astronomii pragnący szerzyć wiedzę na różnych poziomach i w różnych kręgach społecznych. Był naszym przyjacielem i uroczym kolegą. Pięknie mówił o nim w czasie uroczystości pogrzebowych w dniu 25 lutego 2005 r. i w kościele, i nad grobem arcybiskup Tadeusz Gocłowski. Do grobu odprowadzały go rzesze przyjaciół i znajomych z całej Polski. Spoczął na przepięknym cmentarzu Srebrzysko w Gdańsku.

Jego postać i dzieło na zawsze pozostaną w naszej pamięci.

Andrzej Woszczyk
Prezes
Polskiego Towarzystwa Astronomicznego

Tytuł profesorski

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowienia Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej z dn. 22 czerwca 2004 r. otrzymał Karol Wojciech Życzkowski (UJ).

Nagroda im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (DPG) na wniosek Polskiego Towarzystwa Fizycznego przyznało Nagrodę im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga za rok 2005 Andrzejowi Warczakowi w uznaniu znaczącego wkładu w badania zderzeń ciężkich jonów z atomami i zaangażowanie w organizację polsko-niemieckiej współpracy doświadczalnej w laboratorium ciężkich jonów GSI w Darmstadt.

Uroczyste wręczenie Nagrody odbyło się 6 marca 2005 r. w Berlinie. Jest to wspólna nagroda obu Towarzystw – co dwa lata na przemian przyznaje ją DPG fizykowi polskiemu, a PTF – fizykowi niemieckiemu.

Andrzej Warczak

Tegoroczny laureat – Andrzej Warczak – urodził się 8 maja 1949 r. w Krakowie, fizykę studiował na Uniwersytecie Jagiellońskim, habilitował się na tej uczelni w 1986 r. Od roku 2000 ma tytuł naukowy profesora. Prowadzi prace w dziedzinie fizyki atomowej. Od wielu lat współpracuje z GSI. Zajmował się zwłaszcza badaniami jonizacji wewnętrznych powłok ciężkich atomów, powstawania quasi-molekularnego promieniowania rentgenowskiego w superciężkich układach zderzeniowych, precyzyjną spektroskopią ciężkich, wielokrotnie zjonizowanych atomów oraz podwójnego wychwytu radiacyjnego elektronów. Miał również częste kontakty naukowe z innymi niemieckimi laboratoriami zajmującymi się tymi zagadnieniami (Frankfurt, Kassel, Münster, Heidelberg, Berlin, Giessen), a także ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. Promował kształcenie w GSI doktorantów i młodych doktorów m.in. z Krakowa, Kielc i Warszawy, jak również pobyty naukowe fizyków niemieckich w Polsce. W uznaniu zasług dla rozwoju niemiecko-polskiej współpracy prof. Warczak został mianowany zastępcą rzecznika wielkiego projektu FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) w dziedzinie wykorzystania cząstek w fizyce atomowej (SPARC, Stored Particle Atomic Research Collaboration).

Poprzednimi laureatami tej Nagrody byli: Andrzej Białas (Kraków, 1997), Ludger Wöste (Berlin, 1999), Janusz Zakrzewski (Warszawa, 2001) i Fritz Haake (Essen, 2003).

Phys. J. **4**, nr 1 (2005) *B. W.*

Stypendia FNP dla młodych naukowców

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej w 2005 r. przyznała już po raz trzynasty stypendia dla młodych (do 30 lat) naukowców posiadających dorobek udokumentowany publikacjami. Wpłynęło 761 wniosków; w wyniku konkursu przyznano 102 stypendia, w tym 9 fizykom. Są to: Tomasz Bajraszewski (UMK), Jerzy Dajka (UŚl), Bartłomiej Dybiec (UJ), Agata Fronczak (PW), Tomasz Kwapiński (UMCS), Paulina Płochocka (UW), Katarzyna Słabkowska (UMK), Ewa Wawrzyńska (UJ) i Agnieszka Wołoś (UW).

Uroczyste wręczenie dyplomów odbyło się 2 kwietnia 2005 r. na Zamku Królewskim w Warszawie.

www.fnp.org.pl *B. W.*

Program Nestor FNP

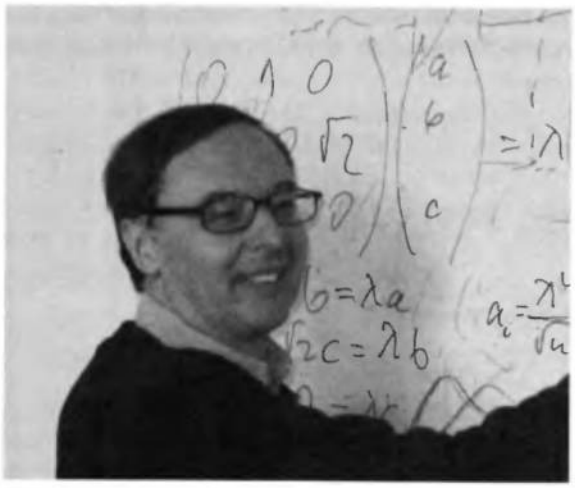
Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej wśród innych działalności prowadzi także Program Nestor adresowany do emerytowanych, lecz nadal aktywnych zawodowo wybitnych uczonych polskich, którzy zechcą przez okres nie dłuższy niż 4 miesiące pracować w wybranej krajowej placówce naukowej znajdującej się w innym mieście. W edycji Programu z roku 2004 stypendium otrzymał Andrzej Kisiel, emerytowany profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, specjalista w dziedzinie fizyki ciała stałego, który podjął się pracy przez 2 miesiące w 2004 r. i 2 miesiące w roku 2005 na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Rzeszowskiego.

www.fnp.org.pl *B. W.*

Prestiżowa nagroda dla Tomasza Dietla

W lipcu 2005 r. w Bernie na XIII Zjeździe Europejskiego Towarzystwa Fizycznego „Beyond Einstein – Physics for the 21st Century" prof. Tomaszowi Dietlowi z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk zostanie wręczona nagroda „Agilent Technologies' Europhysics Prize for Outstanding Achievements in Condensed Matter Physics". Nagrodę tę otrzyma on wspólnie z prof. Hideo Ohno z Uniwersytetu Tohoku w Sendai i prof. Davidem Awschalomem z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Santa Barbara. Przyznano ją, jak czytamy w uzasadnieniu, „za badania półprzewodników magnetycznych i spójności spinowej w ciałach stałych, które utorowały drogę dla początków elektroniki spinowej, nazywanej też spintroniką".

Nagroda ta przyznawana jest od 30 lat (do roku 1999 pod nazwą Hewlett–Packard Europhysics Prize). O jej wadze niech świadczy fakt, że ośmiu laureatów z ubiegłych lat jest dziś już noblistami.



Tomasz Dietl

Wiadomość o przyznaniu tego niezwykle prestiżowego wyróżnienia wywołała zrozumiałą radość wśród kolegów i przyjaciół Tomasza Dietla. Dyrektor IF PAN, prof. Jacek Kossut, zorganizował specjalną sesję naukową poświęconą temu wydarzeniu. Ostatniego dnia marca audytorium Instytutu przy al. Lotników zapełniło się niemal do ostatniego miejsca. Na sali oprócz kolegów z IF PAN i Uniwersytetu Warszawskiego znaleźli się przyjaciele z Krakowa, Katowic, Poznania. Po kilku słowach wstępu prof. Kossut oddał głos Laureatowi. Pierwszą część swego wystąpienia zatytułowanego „Dlaczego spintronika?" poświęcił on wspomnieniom i podziękowaniom sięgającym aż do czasów szkoły. Tam bowiem rozbudziły się jego (i nie tylko jego) zainteresowania naukowe. Dziesięciu maturzystów z r. 1968, kolegów Laureata z klasy w znanym poznańskim I Liceum Ogólnokształcącym im. Karola Marcinkowskiego, jest dzisiaj profesorami! Po studiach na Wydziale Fizyki UW Tomasz Dietl rozpoczął pracę w IF PAN. Postawę naukową Laureata, tak jak chyba wszystkich pracujących w dziedzinie fizyki materii skondensowanej w latach 70. w Warszawie, kształtowali śp. Profesorowie Leonard Sosnowski i Jerzy Mycielski. Fundamenty warsztatu naukowego (fizyki doświadczalnej i teoretycznej) zawdzięcza Laureat dwóm osobom – dr. Andrzejowi Jędrzejczakowi i doc. dr hab. Wandzie Szymańskiej – swoim pierwszym opiekunom naukowym. Gdy kończył prace nad doktoratem w Warszawie, z inicjatywy prof. Roberta Gałązki zaczęła się bujnie rozwijać nowa tematyka – fizyka półprzewodników półmagnetycznych. Po doktoracie (promotorem był prof. Gałązka) Dietl wyjechał na staż naukowy do Paryża, by przez rok pracować pod kierunkiem wybitnego francuskiego fizyka Ionela Solomona. Po powrocie rozpoczął w Warszawie intensywne badania nad półprzewodnikami półmagnetycznymi. Kontynuował je w czasie kilku dłuższych pobytów za granicą. Pracował z takimi fizykami, jak Fred Koch, Günther Bauer, Yves Merle d'Aubigné i Hideo Ohno. Kontakt z wybitnymi uczonymi w kraju i za granicą, współpraca z kolegami z Warszawy – wszystko to, jak podkreślał, złożyło się na powstanie prac, które przyniosły w efekcie Nagrodę. (Tomek Dietl był też redaktorem *Postępów* w latach 1986–2002; gratulujemy mu wyróżnienia – red.).

W dalszej części referatu Dietl przypomniał zebranym podstawową ideę spintroniki, a mianowicie wykorzystanie do przetwarzania informacji spinu, a nie tylko, jak obecnie, ładunku nośników prądu elektrycznego. By móc operować informacją klasyczną, trzeba opanować manipulowanie namagnesowaniem i prądami spinowymi. Dalekosiężny cel jest znacznie bardziej ambitny – przechowywanie, przesyłanie i przetwarzanie informacji kwantowej wymagać będzie opanowania umiejętności manipulowania pojedynczymi spinami. Prace trójki Laureatów przybliżyły te cele. Hideo Ohno opracował technologię półprzewodników ferromagnetycznych (III,Mn)V (np. GaMnAs). Otrzymał heterostruktury półprzewodnikowe z materiałów ferromagnetycznych i zbudował z nich urządzenia wykorzystujące GMR (giant magnetoresistance), TMR (tunneling magnetoresistance) i RTD (resonant tunneling devices) oraz emitery spinowe. Wykazał ponadto praktycznie możliwość sterowania namagnesowaniem za pomocą pola i prądu elektrycznego. Drugi z trójki Laureatów, David Awschalom, zademonstrował możliwości manipulowania spinami w heterostrukturach półprzewodnikowych, wykorzystując w tym celu m.in. dynamiczny efekt Starka. Ważnym jego osiągnięciem jest ponadto wykorzystanie kinetyki zjawiska Kerra do badania polaryzacji i spójności kwantowej spinów elektronów w strukturach półprzewodnikowych oraz prądów spinowych w heterostrukturach półprzewodnikowych. Wskazując na własne prace, Laureat wyróżnił przewidzenie teoretyczne, a następnie zaobserwowanie (wspólnie z grupą z Grenoble) ferromagnetyzmu w półprzewodnikach i heterostrukturach (II,Mn)VI typu p, sformułowanie teorii półprzewodników ferromagnetycznych (III,Mn)V, (II,Mn)VI i (IV,Mn) oraz zaproponowanie i wykazanie (z grupami z Grenoble, Sendai i Warszawy) możliwości sterowania namagnesowaniem za pomocą pola elektrycznego, światła i naprężeń. Prace teoretyczne Dietla doprowadziły do powstania nowego działu badań materiałowych – fizyki wysokotemperaturowych półprzewodników ferromagnetycznych.

Po wystąpieniu Laureata wygłoszono dwa referaty nawiązujące do jego prac: „Ferromagnetyzm w półprzewodnikach indukowany nośnikami ładunku" (prof. Tomasz Story z IF PAN) oraz „Półprzewodnikowe kropki kwantowe jako nieklasyczne źródła światła" (prof. Jan Gaj z Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW). Po części oficjalnej prof. Kossut zaprosił wszystkich obecnych na lampkę szampana i jako pierwszy wzniósł toast, podjęty przez profesora IF PAN oraz wiceministra nauki i informatyzacji, Jerzego Langera.

Witold Dobrowolski

Fizycy rektorami ...

...na UJ ...

11 marca 2005 r. na Uniwersytecie Jagiellońskim odbyły się wybory rektora na kadencję 2005–08. Wybrano fizyka, prof. Karola Musioła, który otrzymał 136 na 208 ważnych głosów elektorskich.

Karol Musioł

Karol Musioł ukończył studia fizyki na UJ w 1968 r., habilitował się w roku 1987, a tytuł profesora uzyskał w 1997 r. Obecnie kieruje grupą spektroskopii plazmy i spektroskopii atomowej w Zakładzie Fotoniki Instytutu Fizyki UJ, pełniąc równocześnie obowiązki prorektora UJ ds. rozwoju.

Małgorzata Nowina Konopka

...na UMK ...

Od 1 września 2005 r. rektorem Uniwersytetu Mikołaja Kopernika będzie profesor UMK, dr hab. Andrzej Jamiołkowski. W marcowych wyborach był jedynym kandydatem i uzyskał znaczną większość głosów (207 na 222).

Andrzej Jamiołkowski

Prof. Jamiołkowski ukończył studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w 1969 r., po czym rozpoczął pracę jako nauczyciel akademicki na UMK w Toruniu. Jest uznanym autorytetem w dziedzinie fizyki matematycznej. Rektorem UMK był już przez dwie kadencje w latach 1993–99.

Winicjusz Drozdowski

...na UW ...

W wyniku wyborów w dniu 11 kwietnia 2005 r. na rektora Uniwersytetu Warszawskiego w kadencji 2005–08 wybrana została prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow, która otrzymała 189 na 279 ważnych głosów oddanych przez Kolegium Elektorów UW. Warto podkreślić, że będzie ona pierwszą kobietą rektorem w historii tej uczelni.

Katarzyna Chałasińska-Macukow

Katarzyna Chałasińska-Macukow ukończyła studia fizyki na UW w 1970 r., tam też doktoryzowała się, habilitowała i uzyskała tytuł naukowy, prowadząc badania z zakresu optyki informacyjnej. Była prodziekanem i dziekanem Wydziału Fizyki, a obecnie jest prorektorem UW ds. finansowych i polityki kadrowej.

...i na UMCS

Wybory rektora Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej odbyły się 22 kwietnia 2005 r. Już w pierwszej turze głosowania poparcie większości elektorów uzyskał prof. Wiesław Andrzej Kamiński.

Wiesław Andrzej Kamiński

Rektor elekt ukończył studia fizyki na UMCS, gdzie zdobywał także kolejne stopnie w karierze naukowej. Tytuł profesora uzyskał w 1996 r. Specjalizuje się w fizyce jądrowej i fizyce neutrin. Prowadzi badania nad zagadnieniem sztucznej inteligencji. Obecnie kieruje Zakładem Fizyki Systemów Złożonych w Instytucie Fizyki UMCS.

Elżbieta Jartych

Wykład im. Aleksandra Jabłońskiego

10 marca 2005 r. z okazji 107. rocznicy urodzin profesora Aleksandra Jabłońskiego odbył się w Instytucie Fizyki UMK specjalny wykład. Wygłosił go Tomasz Dietl, członek korespondent Polskiej Akademii Nauk, profesor i kierownik Laboratorium Kriogeniki i Spintroniki oraz kierownik Zespołu Fizyki Zjawisk Spinowych w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, niedawny laureat Nagrody Naukowej Fundacji Humboldta i Nagrody AgilTech Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (patrz wyżej – red.). Tytuł wykładu brzmiał „Nanotechnologia dzisiaj i jutro". Coroczne Wykłady im. Aleksandra Jabłońskiego organizowane są w toruńskim Instytucie od 1988 r. Wykład prof. Dietla był zatem osiemnastym z kolei.

Winicjusz Drozdowski

V Toruński Festiwal Nauki i Sztuki

„Harry Potter i fizyka", „Wszystkie lasery duże i małe", „Komputer zwijany w rulon, czyli Matrix wysiada", „Halo, halo, czy dziś jest halo?" to tytuły wybranych wykładów z pokazami, na jakie zaprosił zainteresowanych (przede wszystkim dzieci i młodzież szkolną) w dniach 21–24 kwietnia 2005 r. Instytut Fizyki UMK w ramach V Toruńskiego Festiwalu Nauki i Sztuki. Oprócz wykładów odbywały się również zajęcia warsztatowe („Jak Maria Skłodowska-Curie uczyła fizyki", „McGyver, czyli laboratorium fizyczne w domu") i pokazy filmowe. Spektakularnym wydarzeniem była przeprowadzona na Rynku Staromiejskim powtórka historycznego eksperymentu Ottona von Guerickego z półkulami magdeburskimi. Zainteresowanie propozycjami fizyków było bardzo duże: Instytut odwiedziło prawie 3000 osób, w większości uczniów w zorganizowanych grupach ze szkół z województw kujawsko-pomorskiego i pomorskiego.

Winicjusz Drozdowski

Nie tylko Einstein ...

W tym roku przypada nie tylko setna rocznica ogłoszenia epokowych prac Einsteina, którą świętuje cały świat fizyki. Warto więc przypomnieć także daty związane z paroma innymi fizykami i wydarzeniami, które wpłynęły na rozwój fizyki.

W roku 1905 urodzili się wybitni fizycy, którzy z pewnością zasługują na wspomnienie: Carl David Anderson (1905–91), Felix Bloch (1905–83), Nevill Francis Mott (1905–96) i Emilio Gino Segrè (1905–89).

Carl David Anderson, fizyk amerykański, profesor Caltechu, posługując się komorą Wilsona umieszczoną w silnym polu magnetycznym odkrył w 1932 r. w promieniowaniu kosmicznym niskoenergetyczne cząstki o ładunku dodatnim. Mierząc stratę energii tych cząstek w płytce ołowianej (słynne zdjęcie pokazywane wciąż w niemal każdym podręczniku), stwierdził, że są to elektrony o ładunku dodatnim, czyli pozytony. Za to odkrycie otrzymał w 1936 r. Nagrodę Nobla z fizyki. Tą samą metodą zaobserwował później w promieniowaniu kosmicznym ciężkie naładowane cząstki o masie pośredniej między elektronem i protonem – miony.

Felix Bloch, fizyk szwajcarski, sformułował twierdzenie o wpływie okresowego potencjału (wynikającego z symetrii sieci krystalicznej) na funkcje falowe elektronów (twierdzenie Blocha). W dziedzinie ferromagnetyzmu wprowadził pojęcie fal spinowych, podał zależność namagnesowania od temperatury. W fizyce jądrowej odkrył (niezależnie od Edwarda Millsa Purcella) zjawisko rezonansu jądrowego, za co obaj otrzymali w 1952 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

Sir Nevill Francis Mott, fizyk angielski, profesor uniwersytetów w Bristolu i Cambridge, dyrektor Cavendish Laboratory, prezes Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (1951–57), wniósł zasadniczy wkład w teorię zderzeń atomowych, teorię ciała stałego, w szczególności przewodnictwa metali, dyslokacji w kryształach, fazy amorficznej. W roku 1977 otrzymał (wspólnie z Philipem Warrenem Andersonem i Janem Hasbrouckiem Van Vleckiem) Nagrodę Nobla z fizyki za fundamentalne badania struktury elektronowej układów magnetycznych i nieuporządkowanych.

Emilio Gino Segrè, Włoch, uczeń Fermiego, profesor uniwersytetu w Palermo, od 1937 r. w USA (Berkeley), wytworzył (wspólnie z C. Perrierem) technet, bombardując molibden deuteronami. W roku 1955 wspólnie z Owenem Chamberlainem, Clyde'em Wiegandem i Thomasem Ypsilantisem odkrył antyproton, co zostało uhonorowane w 1959 r. Nagrodą Nobla z fizyki.

Przed stu laty zmarł Ernst Abbe (1840–1905), fizyk niemiecki, profesor uniwersytetu w Jenie, współwłaściciel Zakładów Zeissa, założyciel fabryki szkła optycznego Schott w Jenie. Zajmował się optyką instrumentalną, rolą dyfrakcji w tworzeniu obrazów, rozwinął teorię mikroskopu, konstruował różne przyrządy optyczne.

Sto pięćdziesiąt lat temu zmarł Carl Friedrich Gauss (1777–1855), fizyk, matematyk i astronom niemiecki, profesor uniwersytetu w Getyndze. Rozwinął m.in. teorię liczb, algebrę, geometrię powierzchni zakrzywionych, podjął próbę stworzenia geometrii nieeuklidesowej. Wniósł istotny wkład do rachunku błędów, podał twierdzenie o przekształceniu całki powierzchniowej wektora na całkę objętościową jego dywergencji (twierdzenie Gaussa). Rozwinął teorię potencjału, badał natężenie pola magnetycznego Ziemi, ustalił układ jednostek bezwzględnych wielkości elektrycznych i magnetycznych (układ Gaussa). Wspólnie z Wilhelmem Weberem zbudował pierwszy telegraf elektromagnetyczny.

W 1905 r. Nagrodę Nobla z fizyki otrzymał za badania promieni katodowych Philipp Lenard (1862–1947), profesor uniwersytetów niemieckich, m.in. we Wrocławiu. Zajmował się także badaniami luminescencji i zjawiska fotoelektrycznego. Zapisał się niechlubnie w pamięci fizyków jako zwolennik reżimu hitlerowskiego – jego działalność w latach trzydziestych XX w. przyniosła szkody rozwojowi niemieckiej fizyki.

Pięćdziesiąt lat temu, w roku 1955, odbyła się I Konferencja Genewska Pokojowego Wykorzystania Energii

Atomowej. Po raz pierwszy fizycy z obu stron żelaznej kurtyny publicznie dyskutowali o przyszłości źródeł energii. Ujawniono wstępne badania nad możliwością uzyskania kontrolowanej syntezy jądrowej, co wówczas wydawało się nie tak odległe, a po 50 latach nadal nie jest w pełni osiągnięte.

B. W.

54. Olimpiada Fizyczna

Finał 54. Olimpiady Fizycznej odbył się w dniach 2–5 kwietnia 2005 r. w Warszawie. Komitet Główny dopuścił do finału 75 osób. W większości byli to uczniowie ostatnich klas liceum, a najmłodszymi uczestnikiem byli Tomasz Smoleński z Radomia i Paweł Duch z Dzierżoniowa, uczniowie I klasy liceum.

Jak co roku, pierwszego dnia zawodów (w tym roku była to sobota) uczestnicy mieli do rozwiązania i wykonania zadanie doświadczalne (w I Pracowni Fizycznej Uniwersytetu Warszawskiego). Następnego dnia, w niedzielę 3 kwietnia, rozwiązywali zadania rachunkowe w auli Wydziału Fizyki UW.

Zadanie doświadczalne polegało na wyznaczeniu modułu Younga papieru. Zawodnicy mieli do dyspozycji kartkę papieru o danej gramaturze (masie 1 m^2 papieru, wyrażonej w gramach), przyciski oraz linijkę i papier milimetrowy. Zadanie można uznać za typowo „olimpijskie" – wartość parametru opisującego materiał (papier) należało wyznaczyć za pomocą bardzo niewielu przyrządów. Zadania rachunkowe dotyczyły zderzeń niesprężystych, szczególnej teorii względności i elektromagnetyzmu.

Zadania finału Olimpiady były trudne, ich rozwiązanie wymagało wiedzy i umiejętności znacznie przekraczających wymagania szkolne. Okazało się jednak, że nie były to zadania za trudne – najlepsi uczestnicy potrafili je rozwiązać. Pełne teksty zadań znajdują się na stronie internetowej Olimpiady www.kgof.edu.pl, a zadania wraz z rozwiązaniami zostaną opublikowane w *Fizyce w Szkole*.

Poniedziałek 3 kwietnia był dniem naukowym. Uczestnicy zawodów i ich nauczyciele mogli wysłuchać trzech wykładów z różnych dziedzin fizyki. Z okazji Światowego Roku Fizyki 2005 wszystkie wykłady nawiązywały do prac Alberta Einsteina. Prof. Andrzej Kajetan Wróblewski z UW mówił o fizyce 100 lat temu i o wkładzie prac Einsteina z roku 1905 do jej rozwoju. Dr Stanisław Bajtlik z Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika w Warszawie mówił o ciemnej materii i ciemnej energii, a prof. Kazimierz Rzążewski z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN i Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego – o ultrazimnych gazach, w szczególności o gazach składających się z fermionów. Jeszcze tego samego dnia wieczorem podczas spotkania z członkami Komitetu Głównego uczestnicy zapoznali się z poprawnymi rozwiązaniami zadań oraz kryteriami ich oceny.

Program kulturalny obejmował zwiedzanie wystawy o mózgu i jego działaniu oraz oglądanie panoramy Warszawy z 30. piętra Pałacu Kultury. Ze względu na żałobę związaną ze śmiercią Jana Pawła II odwołano przedstawienie teatralne, które mieli obejrzeć olimpijczycy.

We wtorek 5 kwietnia w Instytucie Fizyki PAN odbyło się uroczyste zakończenie Olimpiady. Uczestnicy zawodów oraz ich nauczyciele otrzymali dyplomy i nagrody książkowe. Komitet Główny przyznał tytuły laureatów 17 uczestnikom, pozostali otrzymali tytuł finalisty. Zgodnie z obowiązującymi przepisami finaliści i laureaci OF są zwolnieni z egzaminu maturalnego. Wiele wyższych uczelni, w szczególności na kierunkach matematycznych, przyrodniczych i technicznych przyjmuje laureatów i finalistów Olimpiady z pominięciem normalnej procedury rekrutacyjnej. Wszyscy uczestnicy otrzymali też nagrody książkowe, a laureaci i ich nauczyciele – również nagrody pieniężne i roczną prenumeratę *Postępów Fizyki*. Nagrody ufundowały wydawnictwa: PWN, WNT i WSiP oraz Komitet Główny. Ponadto dziekan Wydziału Fizyki UW ufundował dwa roczne stypendia dla tych laureatów, którzy podejmą studia na WF UW.

Laureaci, którzy zajęli 5 pierwszych miejsc, zostali zaproszeni do udziału w Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej, która odbędzie się w lipcu tego roku w Salamance w Hiszpanii.

Korzystając z okazji, chciałbym pogratulować wszystkim uczestnikom tegorocznej Olimpiady, a ich nauczycielom podziękować za pomoc w ich przygotowaniu do zawodów. Zachęcam też wszystkich uczniów szkół średnich do udziału w Olimpiadzie przyszłorocznej.

Laureaci (w kolejności zajętych miejsc):

1. Sieciech Czajka (V LO im. ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie, nauczyciel – mgr Andrzej Majerowski, klasa III),

2. Marcin Jan Grzybowski (LO im. Komisji Edukacji Narodowej w Stalowej Woli, nauczyciel – mgr Stanisław Szymonik, klasa III),

3. Krzysztof Robert Kąs (XIII LO w Szczecinie, nauczyciel – mgr Tomasz Skowron, klasa III),

4. Krzysztof Zbigniew Niemkiewicz (VI LO im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel – mgr Marek Golka, klasa II),

5. Kornel Maksymilian Maczyński (V LO w Bielsku-Białej, nauczyciel – mgr Ewa Gajda, klasa II),

6. Michał Wacław Pecelerowicz (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – mgr Robert Stasiak, klasa III),

Zwycięzca 54. Olimpiady Fizycznej, Sieciech Czajka, podczas pracy nad zadaniem doświadczalnym

7. Tomasz Marek Smoleński (VI LO im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel – mgr Marek Golka, klasa I),

7. Piotr Nayar (VIII LO im. Władysława IV w Warszawie, nauczyciel – mgr Jerzy Dylakiewicz, klasa III),

8. Marcin Piotr Sobczyk (V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie, nauczyciel – dr Jerzy Mucha, klasa II),

9. Radosław Tomasz Chrapkiewicz (V LO w Bielsku-Białej, nauczyciel – mgr Ewa Gajda, klasa II),

10. Jakub Krzysztof Purski (LO im. Marii Curie-Skłodowskiej w Rawie Mazowieckiej, nauczyciel – mgr Anna Dobek, klasa III),

11. Nadbor Długosz Drozd (XIV LO im. Polonii Belgijskiej we Wrocławiu, nauczyciel – mgr Janusz Skiba, klasa III),

12. Daniel Jasiński (I LO im. Wojciecha Kętrzyńskiego w Giżycku, nauczyciel – mgr Ewa Kulas, klasa III),

13. Bartosz Mateusz Podkowa (Prywatne LO im. Królowej Jadwigi w Lublinie, nauczyciel – dr Marek Sowa, klasa III),

14. Paweł Barmuta (III LO im. Krzysztofa Kamila Baczyńskiego w Białymstoku, nauczyciel – mgr Wilhelmina Czerniawska, klasa III),

15. Filip Remigiusz Żukiewicz (Społeczne LO STO w Szczecinku, nauczyciel – mgr Krystyna Jagielska, klasa III),

16. Michał Grad (VIII LO im. Marii Skłodowskiej-Curie w Katowicach, nauczyciel – mgr Józef Greupner, klasa III).

Jan Mostowski

■ J. Larkin Kerwin (1924–2004)

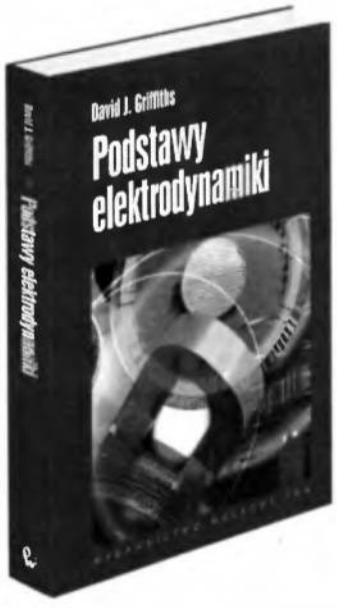
1 maja 2004 r. zmarł John Larkin Kerwin, wybitny fizyk kanadyjski.

Kerwin urodził się w prowincji Québec 22 czerwca 1924 r. Studia fizyki odbywał na St. Francis Xavier University (Nowa Szkocja), w MIT i na Université Laval (Québec), gdzie zrobił doktorat pod kierunkiem Franco Rasettiego (napisał potem obszerne wspomnienie o tym włoskim fizyku pracującym w Kanadzie). Był przez wiele lat profesorem tego Uniwersytetu i jego pierwszym świeckim rektorem w latach 1972–77. Prowadził badania w dziedzinie fizyki atomowej i molekularnej i rozwinął tę dziedzinę w Kanadzie. Położył też ogromne zasługi w organizacji badań naukowych. W latach 1980–89 był prezesem Kanadyjskiej Rady Badań Naukowych, następnie kierował Kanadyjską Agencją Badań Przestrzeni Kosmicznej. W latach 1987–90 był prezesem IUPAP. Był członkiem Towarzystwa Królewskiego Kanady oraz członkiem i prezesem Kanadyjskiego Stowarzyszenia Fizyków.

Phys. in Canada **60**, nr 4 (2004) *B. W.*

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN

TRADYCYJNY I PONADCZASOWY WYKŁAD Z ELEKTRODYNAMIKI!



David J. Griffiths
Podstawy elektrodynamiki
(Introduction to Electrodynamics)
Tłum. Zygmunt Ajduk, Piotr Rączka, Krzysztof Rejmer
Wyd. 2, s. 604, oprawa miękka, 16,8x23,8 cm
ISBN 83-01-14375-4, 2005
Cena **54,90 zł**

Książka zawiera tradycyjny, systematyczny wykład elektrodynamiki klasycznej. Poszczególne zagadnienia elektrodynamiki przedstawione są w porządku historycznym. Omawiane tematy ilustrowane są wieloma przykładami w formie szczegółowo rozwiązanych zadań. W każdym rozdziale znajdują się również zadania do samodzielnego rozwiązania przez czytelnika. Zadania te podzielone są na dwie kategorie – część z nich występuje bezpośrednio po danej partii materiału, jako podsumowanie i sprawdzenie nabytej wiedzy, natomiast zadania bardziej rozbudowane i wymagające wykorzystania wiedzy z szerszego zakresu zamieszczone są na końcu rozdziału. W podręczniku używany jest obowiązujący obecnie układ jednostek SI.

Skrócony spis treści:
- Analiza wektorowa
- Elektrostatyka
- Specjalne metody elektrostatyki
- Pola elektryczne w materii
- Magnetostatyka
- Pola magnetyczne w materii
- Elektrodynamika
- Zasady zachowania
- Fale elektromagnetyczne
- Potencjały i pola źródeł zmiennych w czasie
- Promieniowanie
- Elektrodynamika i teoria względności
- Analiza wektorowa we współrzędnych krzywoliniowych
- Twierdzenie Helmholtza
- Jednostki

www.pwn.pl • infolinia 0 801 33 33 88 (0,35 zł za 3 minuty)

WARUNKI PRENUMERATY

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

I. „RUCH" S.A.

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

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

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

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

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

III. ODDZIAŁY PTF

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

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

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

REKLAMA W *POSTĘPACH FIZYKI*

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

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

NOWE KSIĄŻKI

- Krzysztof Sacha, *Kondensat Bosego–Einsteina*, Wyd. IF UJ, Kraków 2004, s. 138.
- Henryk Piersa, *Podstawy fizyki, część I*, Wyd. KUL, Lublin 2004, s. 408.
- Douglas R. Stinson, *Kryptografia w teorii i praktyce*, z jęz. angielskiego tłum. W. Bartol; WNT, Warszawa 2005, s. 438.
- Grzegorz Jezierski, *Energia jądrowa wczoraj i dziś*, WNT, Warszawa 2005, s. 526, cena 52 zł.
- Albert Einstein, *5 prac, które zmieniły oblicze fizyki*, z wydania amerykańskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 192, cena 28 zł.
- Maria Kamińska, Andrzej Witowski, Jerzy Ginter, *Wstęp do termodynamiki fenomenologicznej*, Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 188, cena 25 zł.
- Andrzej Krzywicki, *Diabelski młyn*, Czytelnik, Warszawa 2005, s. 216.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

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

— szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,

— archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992,

— materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,

— materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.

— WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym wykłady noblowskie z lat 2001–03.

WKRÓTCE W *POSTĘPACH*

- *Józef Spałek o statystyce Natansona–Bosego–Einsteina*
- *Wykłady noblowskie Davida Grossa, Davida Politzera i Franka Wilczka*
- *Maxim Pospelov i Michael Romalis o testowaniu niezmienniczości Lorentza*
- *George Crabtree, Mildred Dresselhaus i Michelle Buchanan o energii wodorowej*
- *Szymon Godlewski i Antoni Tekiel o badaniu kwantowania przewodności elektrycznej w nanodrutach*
- *Wspomnienie o Stefanie Ćwioku*

THORLABS

Nowy, ponad 900 - stronicowy katalog.
Optyka, mechatronika, fotonika

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

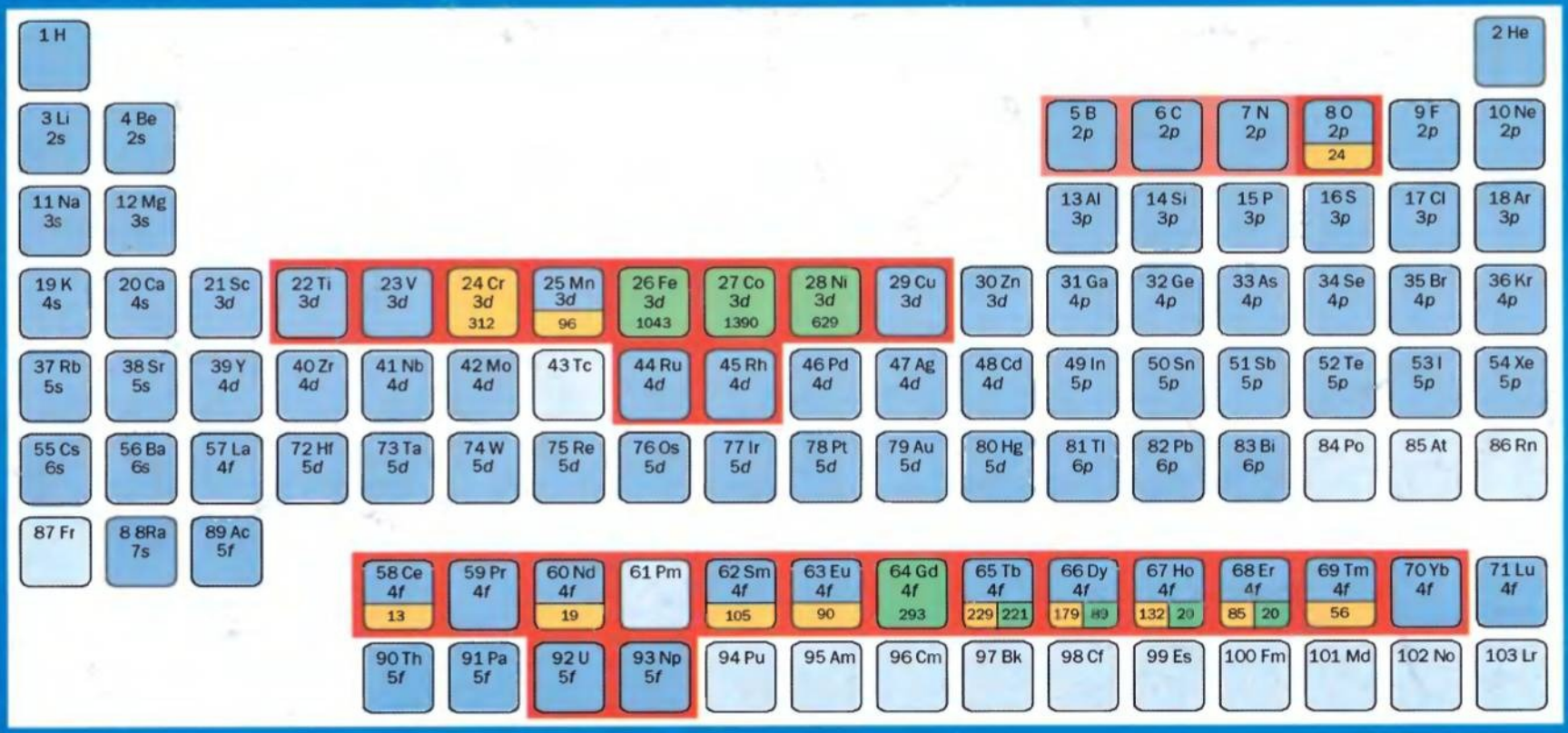
sprzęgacze światłowodowe
stoliki przesuwne
uklady 3,4,5,6-osiowe
sterowniki mikro -
i nanoprzeprzesuwu
siłowniki:
piezo, mikrostep i mieszane
rozdzielczość do 20 nm
zakres ruchu do 400 mm

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

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

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

MAGNETYCZNY UKŁAD OKRESOWY



Odpowiedź na pytanie, czy dany pierwiastek jest magnetyczny, czy nie, zależy głównie od liczby niesparowanych elektronów na zewnętrznych powłokach atomów lub jonów tego pierwiastka (pierwiastki ferromagnetyczne i antyferromagnetyczne są zaznaczone odpowiednio na zielono i na pomarańczowo, podano też ich temperatury Curie w kelwinach). W tablicy magnetycznego układu okresowego widoczne są trzy „wyspy trwałości" pierwiastków wykazujących magnetyczne uporządkowanie w fazie stałej (zaznaczone kolorem czerwonym). Pierwsza wyspa obejmuje metale przejściowe i zawiera pierwiastki „szeregu 3d". Ich powłoka 3d może zawierać do 10 elektronów i jest kolejno zapełniana przy przesuwaniu się od skandu (liczba atomowa $Z = 21$) do cynku ($Z = 30$). Drugi główny rejon trwałości to pierwiastki „szeregu 4f": ich powłoka 4f może zawierać 14 elektronów i jest kolejno zapełniana przy przemieszczaniu się od lantanu ($Z = 57$) do lutetu ($Z = 71$). Trzecia wyspa trwałości uporządkowania magnetycznego występuje w rejonie tlenu, gdzie magnetyzm jest wynikiem tworzenia przez te pierwiastki cząsteczek dwuatomowych. Chociaż tlen jest niewątpliwie magnetyczny w temperaturze poniżej 24 K, magnetyczne właściwości węgla, azotu, a także boru, są znacznie mniej zrozumiałe. Pierwiastki promieniotwórcze są zaznaczone kolorem jasnoniebieskim. (Ilustracja do artykułu Michaela Coeya i Stefana Sanvito „Magnetyzm węgla", s. 122).