
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 37
ZESZYT 6
1986

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Doc. dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr ANTONI GOLY (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

**DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ**

TOM 37, ZESZYT 6

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1986**

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

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

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 2060+90 egz. Ark. wyd. 7. Ark. druk. 5^{9/16} +2 wkł. Papier piśm. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania we wrześniu 1986. Podpisano do druku w styczniu 1987. Druk ukończono w styczniu 1987. Zam. 431/86. Cena zł 90.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Jerzy Gronkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Promieniowanie synchrotronowe — nowe perspektywy rozwoju metod rentgenowskich

Synchrotron Radiation — New Perspectives for X-Ray Methods

Abstract: Properties of synchrotron radiation from storage rings, wigglers and undulators are discussed. New fields of X-ray research in physics, medicine, chemistry and technology are reviewed. The rapid development of synchrotron radiation sources in the world is presented.

1. Wstęp

Promieniowanie X, odkryte przez Roentgena w r. 1895, już po upływie kilkunastu lat stało się jednym z szeroko stosowanych narzędzi nie tylko w medycynie i technice, lecz również w badaniach podstawowych. Dzięki pracom Lauego i Bragga, począwszy od drugiej dekady naszego wieku krystalografowie zaczęli używać promieniowania rentgenowskiego do wyznaczania nieznanych struktur krystalicznych. Rozwinęły się też takie ważne dziedziny zastosowań jak spektroskopia rentgenowska czy chemiczna analiza fluorescencyjna.

Jednakże później, w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych, mimo spektakularnych sukcesów analizy strukturalnej molekuł biologicznych (np. słynna „podwójna spirala” DNA) oraz rozwoju nowych, użytecznych technik badań materiałowych (topografia rentgenowska) metody rentgenowskie doszły jakby do granic swych możliwości. Chociaż wprowadzenie zmian w konstrukcji klasycznych lamp rentgenowskich (lampy z rotującą anodą) pozwoliło na kilkudziesięciokrotne zwiększenie ich mocy, to jednak nie uległy zmianie takie cechy tych źródeł jak niewygodny skład spektralny promieniowania (dykretne linie charakterystyczne na tle widma ciągłego) czy też brak jego kolimacji i polaryzacji. Cechy te w połączeniu ze zbyt niskim natężeniem promieniowania uniemożliwiały rozszerzenie zastosowania promieni X do nowych dziedzin badań.

Sytuacja ta zaczęła zmieniać się w ciągu ostatnich kilkunastu lat dzięki promieniowaniu synchrotronowemu. Nazwa ta pochodzi stąd, że po raz pierwszy zaobserwowano je (przypadkowo) w synchrotronie General Electric w Schenectady w 1947 r. Chociaż już w 1898 r. Liénard rozważał teoretycznie promieniowanie elektromagnetyczne emitowane przez ładunek poruszający się po okręgu, to jednak pełna teoria dla prędkości relatywi-

stycznych rozwinięta została właśnie dopiero w latach czterdziestych w pracach Schwingera oraz Sokołowa i współpr.¹ Pierwsze prace doświadczalne wykonano w latach pięćdziesiątych w Instytucie im. Lebediewa w Moskwie, w Cornell University oraz w National Bureau of Standards w Waszyngtonie.

Upłynęło wszakże ok. 20 lat, zanim zaczęto praktycznie wykorzystywać promieniowanie synchrotronowe w konkretnych badaniach. Stało się to możliwe dzięki elektronowym pierścieniom akumulacyjnym (ang. *storage rings*), w których elektrony, przyspieszone do energii kilku GeV, krążą w polu magnetycznym (przy ultrawysokiej próżni) po okręgu o średnicy od kilku do kilkuset metrów. Dzięki wielokrotnej iniekcji można uzyskać duże natężenie prądu (nawet do 0,5 A), zatem elektrony w swym ruchu po okręgu emitują promieniowanie elektromagnetyczne o wysokiej mocy. Straty energii kompensowane są w rezonatorach wnikowych rozmieszczonych wzdłuż pierścienia tak, że czas pracy (rzędu kilkunastu godzin) zależy praktycznie tylko od ciśnienia wewnątrz układu (rzędu 10^{-9} Tr).

Promieniowanie z elektronowych pierścieni akumulacyjnych wyróżnia się nie tylko dużo większym natężeniem niż w źródłach klasycznych (wzrost o 5 rzędów wielkości), ale także szerokim zakresem widmowym (a więc możliwością wyboru długości fali), naturalną kolimacją, niemal stuprocentowym stopniem polaryzacji wiązki, impulsową strukturą oraz wysoką stabilnością. Cechy te poszerzają znacznie zakres badań, możliwych do wykonania przy użyciu promieniowania o częstotliwościach z zakresu fal rentgenowskich i nadfioletu. Badania przy użyciu miękkich promieni X są ciekawe nie tylko z punktu widzenia fizyki, lecz także biologii, medycyny, chemii, techniki, jak też dziedzin interdyscyplinarnych. Dlatego do końca lat siedemdziesiątych zmieniło się zasadniczo podejście do eksperymentów z użyciem promieniowania synchrotronowego: zamiast „pasożytniczego” użytkowania maszyn budowanych dla potrzeb fizyki wysokich energii zaczyna się budować pierścienie akumulacyjne służące wyłącznie jako źródła promieniowania.

W niniejszym artykule przedstawimy charakterystykę tych źródeł, ich najciekawsze zastosowania, obecny stan badań i perspektywy rozwoju.

2. Charakterystyka promieniowania synchrotronowego

2.1. Moc i rozkład kątowy

Promieniowanie emitowane przez elektron poruszający się po okręgu o promieniu R z prędkością nierelatywistyczną ($\beta = v/c \ll 1$) ma symetryczny dipolowy rozkład kątowy pokazany na rys. 1a. Całkowitą moc wypromieniowywaną w ustalonej chwili obliczyć można ze wzoru Larmora

$$P = \frac{2e^2}{3c^2} \left| \frac{dv}{dt} \right|,$$

gdzie v jest prędkością elektronu [2].

¹ Dokładny spis literatury znaleźć można w pracy [1].

Dla elektronów relatywistycznych o prędkości $v = \beta c$ i energii $E = \gamma mc^2$ ($mc^2 = 0,511$ MeV — energia spoczynkowa elektronu) wzór ten przybiera postać

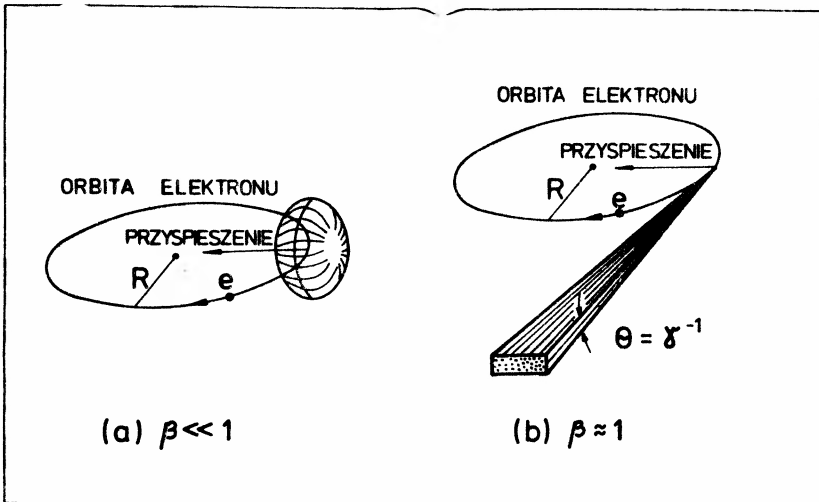
$$P = \frac{2e^2c}{3R^2} \beta^3 \gamma^4.$$

Jeśli wyrazić energię elektronów w GeV, natężenie prądu I w miliamperach, a promień pierścienia akumulacyjnego w metrach, to całkowita moc promieniowania emitowanego przez taki pierścień wynosi

$$P[\text{W}] = 88,47E^4 I/R.$$

Przykładowo dla pierścienia DORIS w Hamburgu (DESY) o parametrach: $E = 5$ GeV, $R = 12,1$ m, $I = 50$ mA daje to $P = 228$ kW.

Promieniowanie emitowane przez elektron relatywistyczny wysyłane jest w kierunku ruchu elektronu w danej chwili w charakterystycznym wąskim wachlarzu o rozwartości kątowej rzędu γ^{-1} (rys. 1b). Dla DORIS ($E = 5$ GeV) $\gamma = E/mc^2$ jest rzędu 10^4 , więc kąt γ^{-1} jest rzędu 10^{-4} radiana czyli około $20''$.



Rys. 1. Rozkład kątowy promieniowania emitowanego przez elektrony w ruchu po okręgu: (a) przypadek nierelatywistyczny, (b) prędkości relatywistyczne

Z podanych wzorów i przykładów widać pierwsze dwie ważne cechy promieniowania synchrotronowego emitowanego w pierścieniu akumulacyjnym: duże natężenie i wysoką kolimację. Ponadto promieniowanie emitowane w płaszczyźnie orbity elektronowej jest liniowo spolaryzowane (eliptycznie poza płaszczyznę orbity).

2.2. Skład widmowy

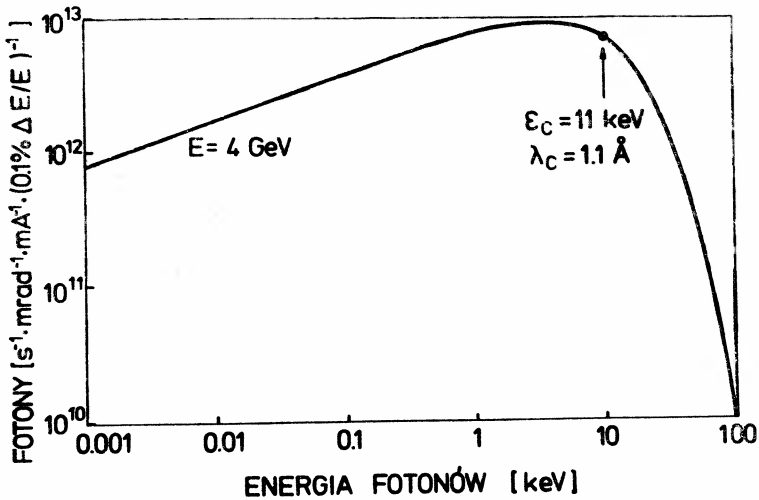
Moc $P(\lambda, \psi)$ promieniowania emitowanego przez elektron relatywistyczny podczas pełnego obiegu orbity kołowej w przedziale długości fal $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ i w zakresie kąta azymu-

talnego $[\psi, \psi + d\psi]$ wyraża się wzorem (wyprowadzenie np. w [2], str. 643)

$$P(\lambda, \psi) = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{R} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4 \gamma^8 (1 + X^2)^2 \times \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{X^2}{1 + X^2} K_{1/3}^2(\xi) \right],$$

gdzie $X = \gamma\psi$, ψ jest kątem między kierunkiem emisji fotonu a płaszczyzną orbity, $K_{1/3}$ i $K_{2/3}$ są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela drugiego rodzaju, $\xi = \lambda_c(1 + X^2)^{3/2}/2\lambda$, a $\lambda_c = 4\pi R\gamma^{-3}/3$ jest tzw. charakterystyczną długością fali ($\lambda = \lambda_c$ dzieli całe widmo na dwie połowy o takiej samej wypromieniowywanej mocy). Zamiast λ_c można wprowadzić charakterystyczną energię fotonów ε_c daną wzorem $\varepsilon_c = hc/\lambda_c = 3\hbar c\gamma^3/2R$. Dla typowych pierścieni akumulacyjnych λ_c leży w zakresie fal rentgenowskich (np. dla DORIS wynosi ona 0.054 nm, $\varepsilon_c = 23$ keV).

Z punktu widzenia konkretnego eksperymentu istotny jest strumień fotonów, zdefiniowany jako liczba fotonów wyemitowanych w ciągu sekundy z 1 miliradiana orbity elektronów, o energiach zawartych w pasmie $\Delta E/E = 0.1\%$. Można go obliczyć ze wzoru podanego powyżej przez scałkowanie po kącie azymutalnym ψ . Przykładowy rozkład widmowy otrzymany w ten sposób dla pierścienia SPEAR w Stanford ($E = 4$ keV, $R = 12.7$ m) przedstawia rys. 2.



Rys. 2. Widmo promieniowania synchrotronowego emitowanego w pierścieniu akumulacyjnym SPEAR w Stanford przy energii elektronów $E = 4$ GeV [1]

W rzeczywistych pierścieniach akumulacyjnych orbita elektronów nie jest idealnie kołowa, co powoduje pewien rozrzut w kierunkach ruchu elektronów. Wywołany tym rozrzut przestrzenny elektronów (z dobrym przybliżeniem opisany rozkładem Gaussa) sprawia, że promieniowanie emitowane jest jakby ze źródła o skończonych rozmiarach. Im mniejsze są te rozmiary, tym większa jest luminancja źródła, zdefiniowana jako liczba fotonów o energiach zawartych w pasmie $\Delta E/E = 0.1\%$, emitowanych w ciągu sekundy przez jednostkę powierzchni źródła w jednostkowy kąt bryłowy.

W większości eksperymentów istotna jest właśnie jak największa wartość luminancji. Z obliczeń przeprowadzonych w pracy [3] wynika, że np. pierścień DORIS osiąga dla

długości fali 0,0709 nm odpowiadającej linii charakterystycznej $\text{MoK}_{\alpha 1}$ luminancję $6 \cdot 10^3$ razy większą niż lampy z rotującą anodą.

Promieniowanie synchrotronowe z pierścieni akumulacyjnych ma jeszcze jedną przewagę nad promieniowaniem z lampy rentgenowskiej. W przeciwieństwie do lampy, gdzie możemy używać jednej lub dwu linii charakterystycznych o ściśle określonych długościach fali, zastosowanie odpowiedniego wąskopasmowego monochromatora umożliwia użytkowanie pierścienia jako źródła monochromatycznego o regulowanej długości fali. Możliwość taka oczywiście zwiększa znacznie zakres zastosowań.

2.3. Impulsowa struktura

Tak samo jak w synchrotronach, elektrony w pierścieniach akumulacyjnych krążą po orbicie w paczkach o długości dostrojonej do częstości rezonatorów wnekowych, w których następuje uzupełnianie energii straconej wskutek emisji promieniowania [4]. W rezultacie promieniowanie ma charakter impulsowy. Okres ruchu orbitalnego elektronów musi być równy całkowitej wielokrotności okresu rezonansowego wnek. Liczba określająca tę wielokrotność nazywa się liczbą harmoniczną pierścienia i wynosi na ogół między 100 a 500. Dzięki temu można mieć w pierścieniu wiele paczek elektronów i regulować strukturę czasową promieniowania.

Typowy czas trwania impulsu zawiera się w przedziale 0,2—0,4 ns; rezonatory wnekowe w cz. pracują na ogół na częstości 50—500 MHz. Przykładowo pierścień akumulacyjny SRS w Daresbury (W. Brytania) emituje promieniowanie w paczkach o szerokości 200 ps z częstością powtarzania 2 ns przy 160 paczkach elektronów na orbicie. Jeśli natomiast po orbicie krąży tylko jedna paczka elektronów, to częstość repetycji wynosi 320 ns. Odpowiednie dane dla DORIS wynoszą w drugim przypadku 150 ps i 960 ns.

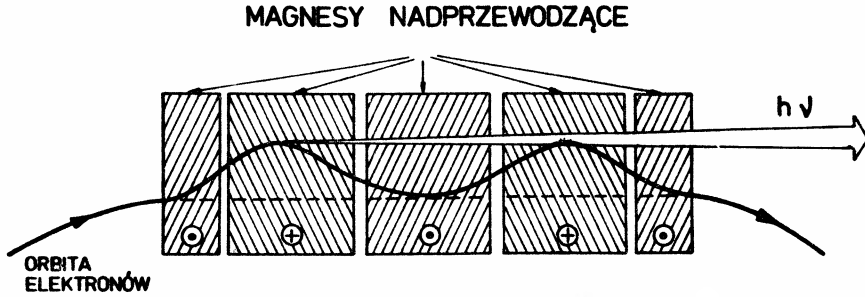
Taka struktura czasowa emitowanego promieniowania również rozszerza możliwości zastosowań, ponieważ może być wykorzystana zarówno w badaniach procesów dynamicznych (np. w żywych komórkach), jak też w technikach stroboskopowych.

2.4. Promieniowanie z wibratorów magnetycznych i undulatorów

Energię charakterystyczną \mathcal{E}_c oraz natężenie promieniowania synchrotronowego można zwiększyć, jeśli na prostoliniowym odcinku orbity elektronów w pierścieniu akumulacyjnym wstawimy dodatkowo urządzenie wytwarzające układ pól elektromagnetycznych, które nadają elektronom tylko przyspieszenia poprzeczne, nie powodując przy tym w ostatecznym rezultacie żadnego odchylenia wiązki.

Najprostszy układ tego rodzaju, który można by nazwać wibratorem magnetycznym (ang. *wiggler*) składa się z nieparzystej liczby naprzemiennie namagnesowanych magnesów (rys. 3), w których indukcja B_w jest większa niż w zwykłych magnesach zakrzywiających (B_0). Jeśli zastosujemy magnesy nadprzewodnikowe, B_w może dochodzić do 20 kGs, stosunek B_w/B_0 może osiągnąć wartość 4. Ponieważ energia charakterystyczna wzrasta wed ug wzoru

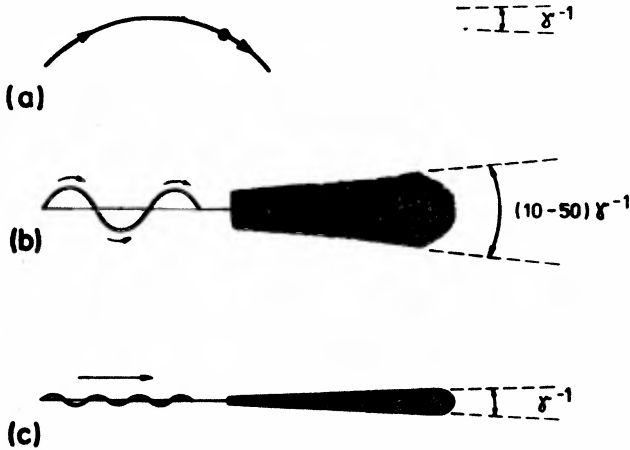
$$\mathcal{E}_{cw} = \mathcal{E}_c(B_w/B_0)$$



Rys. 3. Zasada działania wibratora magnetycznego zbudowanego z pięciu magnesów

następuje przesunięcie widma promieniowania w stronę krótkofalową. Jednocześnie natężenie promieniowania zwiększa się $K \approx (N-1)/2$ razy, gdzie N jest liczbą magnesów ($N = 5$, $K = 2$ dla układu z rys. 3).

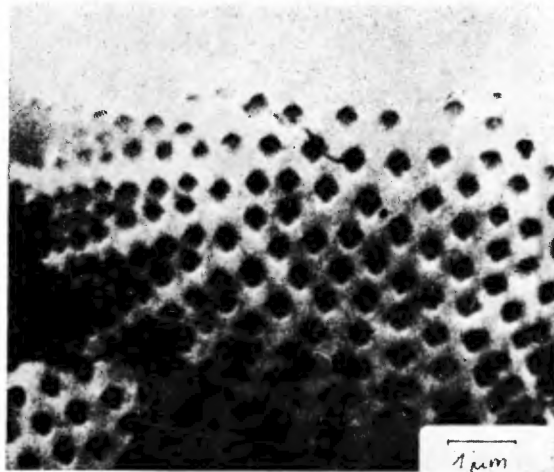
Rozbieżność kątową promieniowania synchrotronowego emitowanego przez wibrator jest znacznie większa niż w zwykłym pierścieniu akumulacyjnym (rys. 4a i b), co dla niektórych zastosowań jest cechą niekorzystną. Bardziej skomplikowane wibratory, zwane magnetycznymi wibratorami interferencyjnymi lub undulatorami emitują jeszcze intensywniejsze promieniowanie o małej rozbieżności (rys. 4c). Wiązka taka charakteryzuje się zatem wysoką luminancją.



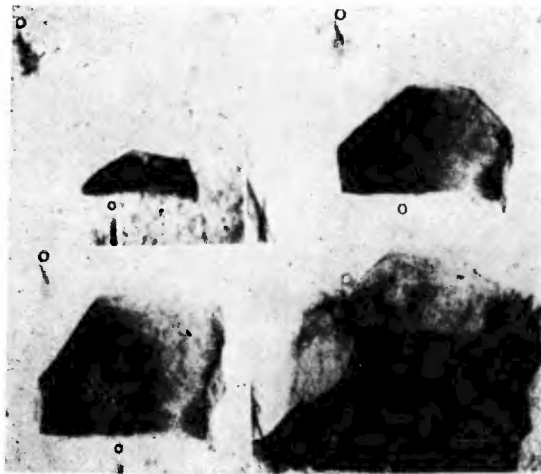
Rys. 4. Porównanie rozbieżności i natężenia promieniowania synchrotronowego: (a) ze zwykłego pierścienia akumulacyjnego (b) z wibratora magnetycznego (c) wibratora interferencyjnego (undulatora)

Undulator jest rodzajem wibratora zbudowanego z dużej liczby (30-100) magnesów. Zasadnicza różnica w porównaniu ze zwykłym wielobiegunowym wibratorem polega na tym, że:

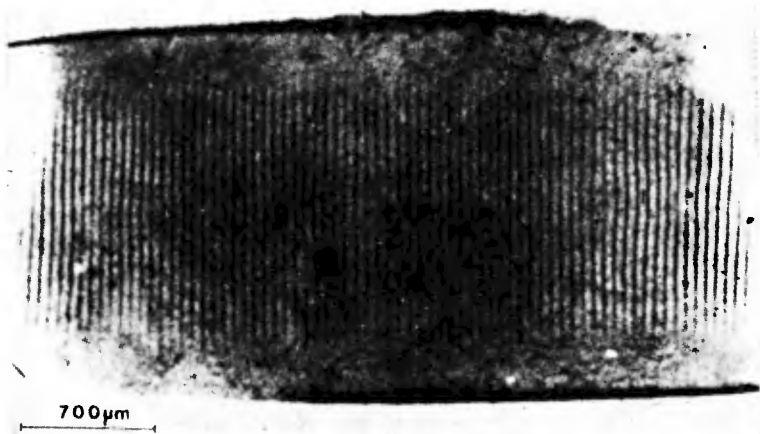
1. maksymalny kąt odchylenia spiralnej trajektorii elektronów od osi (α) jest niewielki, rzędu γ^{-1} (rys. 5),
2. różnica czasu potrzebnego elektronowi na wykonanie jednego pełnego zwoju trajektorii oraz czasu, w jakim światło pokonuje odpowiednią odległość λ_0 (rys. 5) jest równa okresowi fali świetlnej.



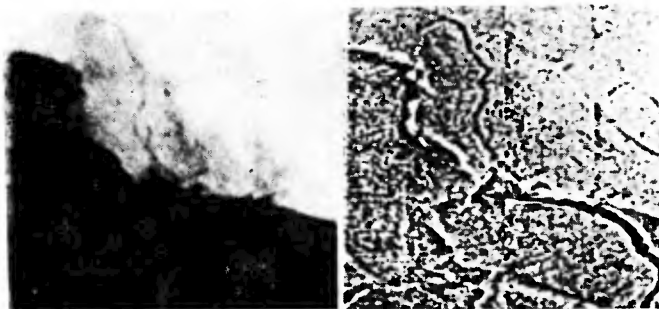
Rys. 8. Obraz diatomu w mikroskopie rentgenowskim. $\lambda = 4,5$ nm, powiększenie mikroskopu $250\times$, czas ekspozycji 20 s, natężenie prądu w pierścieniu akumulacyjnym ACO (Lure, Orsay) 100 mA [9]



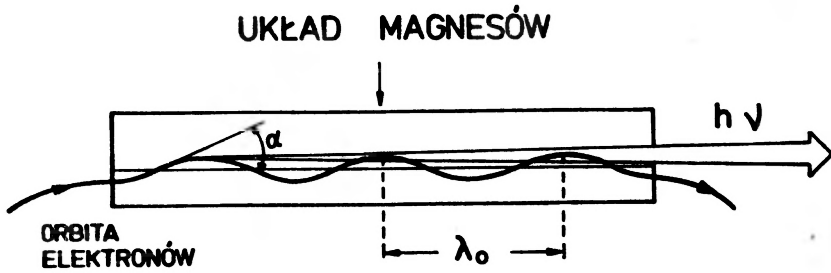
Rys. 9. Rekrystalizacja *in situ* w Al metodą wygrzewania w temperaturze 300°C . Czas ekspozycji 10 s, topogramy w odstępach 3 minut [10]



Rys. 10. Topogram stroboskopowy bieżącej akustycznej fali powierzchniowej (SAW) w kwarcu [11]



Rys. 11. Fragment różnicowego obrazu angiograficznego (DSA) klatki piersiowej psa, wykonanego *in vivo* przy użyciu promieniowania synchrotronowego (a) przed obróbką numeryczną, (b) po obróbce [14]

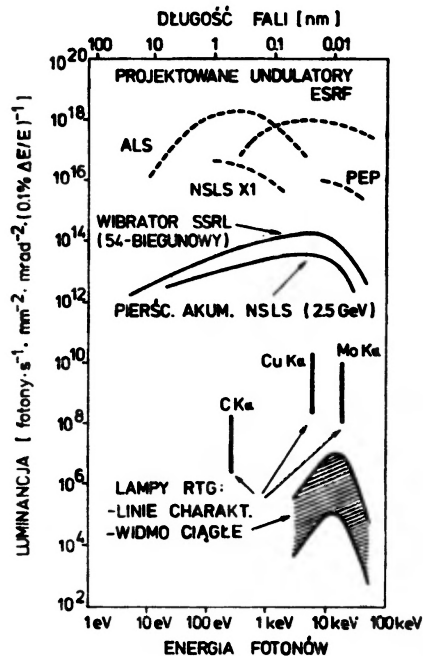


Rys. 5. Zasada działania wibratora interferencyjnego (undulatora)

Jeśli te dwa warunki są spełnione, to promieniowanie emitowane w kolejnych zwojach trajektorii jest spójne i następuje interferencja. Widmo emitowanego promieniowania nie jest ciągłe, lecz składa się z serii dyskretnych linii. Długość fali λ_i dla i -tej składowej harmonicznej emitowanej pod kątem θ do trajektorii wyraża się przy tym wzorem

$$\lambda_i = \frac{\lambda_0}{2i\gamma^2} \left(1 + \gamma^2 \theta^2 + \frac{\gamma^2 \alpha^2}{2} \right).$$

Natężenie tych linii jest bardzo duże, ponieważ skupia się w nich cała energia widma. Ten quasi-monochromatyczny charakter promieniowania wytwarzanego w undulatorach oznacza, że emitują one więcej „użytecznych” fotonów niż wibratory magnetyczne i z tego powodu będą dawały największą użyteczną luminancję (rys. 6). Dlatego w wielu ośrodkach



Rys. 6. Porównanie luminancji widmowej klasycznych źródeł promieni X (u dołu wykresu) oraz źródeł synchrotronowych (u góry charakterystyki różnych typów budowanych obecnie undulatorów) [5]

prowadzone są prace nad nowymi typami undulatorów, które umożliwią rozszerzenie zakresu zastosowań bez konieczności zwiększania energii elektronów w pierścieniach akumulacyjnych.

3. Przegląd najnowszych badań wykonanych przy użyciu promieniowania synchrotronowego

Jak widać z powyższego przeglądu własności rentgenowskiego promieniowania synchrotronowego, możliwe jest jego zastosowanie we wszystkich dotychczasowych metodach. Wysokie natężenie, szeroki zakres widmowy (szczególnie istotne miękkie promieniowanie X, trudne do otrzymania w źródłach klasycznych o wystarczającym natężeniu), impulsowa struktura znacznie poszerzają zakres badań, które albo są obecnie wykonywane, albo zupełnie realne w najbliższej przyszłości.

Spośród wielu metod wykorzystujących promieniowanie synchrotronowe przedstawimy teraz kilka szczególnie obiecujących i szybko rozwijających się.

3.1. Spektroskopia absorpcyjna (EXAFS)

Stosunkowo nową techniką spektroskopii rentgenowskiej, uprawianą od kilkunastu lat, jest tzw. EXAFS (ang. *Extended X-ray Absorption Fine Structure*) czyli badanie struktury subtelnej widma absorpcyjnego promieni X powyżej krawędzi absorpcji. Według ogólnie obecnie przyjętego modelu [6, 7] struktura ta (niewielkie modulacje współczynnika absorpcji) powstaje wskutek rozpraszania fali de Broglie'a fotoelektronu, wybitego z powłoki K lub L atomu pierwiastka wchodzącego w skład próbki, na sąsiednich atomach, a następnie interferencji fal rozproszonych z falą przechodzącą. Ponieważ zasięg fotoelektronów nie przekracza kilku angstrémów, można w ten sposób otrzymać informację o najbliższych sąsiadach atomu (lokalnie długości wiązań i liczby koordynacyjne).

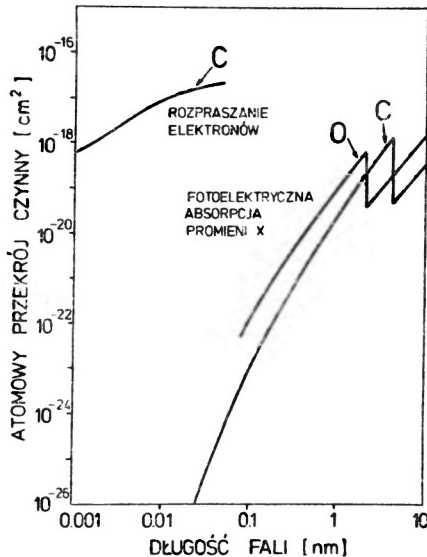
Metoda ta nadaje się zatem do badania bliskiego porządku wokół wybranego pierwiastka w układach wieloskładnikowych. W ostatnich latach stosowana była na przykład do budowania modeli lokalnego porządku w szklach metalicznych, znajdowania położenia atomów metali w metaloproteinach i katalizatorach czy też położenia atomów domieszek w stopach metalicznych.

Modulacja sygnału w metodzie EXAFS jest niewielka, a przy tym coraz słabsza w miarę oddalania się krawędzi absorpcji. Duże natężenie wiązki jest więc niezwykle istotne, ponieważ pozwala rozszerzyć zakres pomiarowy. Jeszcze ważniejsze jest ono w nowszym, powierzchniowym wariantcie metody (SEXAFS), opracowanym głównie w Stanford. Metoda ta opiera się na tym samym fizycznym zjawisku modulacji co EXAFS, jednakże w detekcji sygnału wykorzystuje się technikę fotoemisji. Są to więc rzeczywiście badania powierzchniowe, ponieważ tylko fotoelektrony z warstwy przypowierzchniowej mogą opuścić próbkę i zostać wykryte.

Metoda SEXAFS wykorzystywana jest jak dotąd głównie do badań położenia atomów adsorbentów. Na przykład dzięki tej metodzie udało się określić jednoznacznie położenie atomów siarki na powierzchni (100) niklu na podstawie informacji o jego drugich sąsiadach [8]. Przykład ten ilustruje obecne możliwości metody, osiągane dzięki użyciu promieniowania synchrotronowego.

3.2. Mikroskopia rentgenowska

W mikroskopii rentgenowskiej wykorzystuje się miękkie promieniowanie X o długości fali 1-10 nm. Związane jest to po pierwsze z wysokim przekrojem czynnym absorpcji fotoelektrycznej w tym zakresie dla pierwiastków lekkich jak węgiel i tlen, a po drugie z faktem, że pomiędzy krawędziami absorpcji K tlenu i węgla (odpowiednio 2.34 nm i 4.37 nm) współczynnik absorpcji węgla jest o rząd wielkości większy niż dla tlenu (rys. 7). Dzięki temu można badać substancje biologiczne o grubości kilku mikronów (żywe komórki, organelle komórkowe) w stanie naturalnym, bez konieczności ich odwadniania.



Rys. 7. Atomowe przekroje czynne węgla i tlenu dla promieni X i elektronów

Inną zaletą mikroskopii rentgenowskiej (w zastosowaniach biologicznych) w porównaniu do elektronowej są znacznie mniejsze uszkodzenia radiacyjne badanych komórek. Ponieważ ponadto oczekuje się, że już niedługo czas ekspozycji przy użyciu undulatorów będzie mniejszy niż 0,1 s, powstanie możliwość „filmowania” w skali makromolekularnej wydarzeń w żywych komórkach.

Przykład już osiągniętych wyników przedstawia rys. 8. Zdolność rozdzielcza pokazanych obrazów wynosi 50 nm. Przy użyciu nowych rozwiązań elementów optycznych mikroskopów (soczewki Fresnela) osiągnie ona prawdopodobnie niedługo 10 nm.

3.3. Topografia rentgenowska

Rentgenowska topografia dyfrakcyjna jako metoda badań defektów sieci krystalicznej stosowana jest od początku lat sześćdziesiątych. Opiera się ona na różnicy natężenia wiązki ugiętej w kryształ idealnym i zaburzonym przez obecność defektu (dyslokacji, błędu ułożenia, dużych wytrażeń), co prowadzi do powstania kontrastu na topogramie.

Obok licznych zalet (nie niszczy próbek, wysoka zdolność rozdzielcza) metoda ta

miała istotne słabości. Jedną z nich był długi czas ekspozycji (kilka do kilkunastu godzin przy użyciu zwykłych lamp rentgenowskich). Dzięki silnym źródłom promieniowania synchrotronowego sytuacja pod tym względem zaczyna zmieniać się na korzyść. Stosowanie telewizyjnej techniki rejestracji obrazów (widikon, wzmacniacz obrazu, kamera, magnetowid) umożliwia badanie kinetyki powolnych procesów (rekrystalizacja, przejścia fazowe, migracja defektów).

Przykład (z pracy [10]) rejestracji kolejnych faz procesu rekrystalizacji w Al pokazany jest na rys. 9. Topogramy wykonano techniką fotograficzną ze względu na jej lepszą zdolność rozdzielczą (rzędu kilku mikrometrów). Widać z nich, że również w takich warunkach wzrost kryształu jest polihedryczny, tzn. odbywa się w taki sposób, że ściany ziarna są równoległe do płaszczyzn sieciowych o niskich wskaźnikach Millera.

Przykład wykorzystania struktury impulsowej promieniowania synchrotronowego z pierścienia akumulacyjnego podaje rys. 10. Przedstawiony jest na nim stroboskopowy topogram akustycznej fali powierzchniowej (SAW) w kwarcu, uzyskany w laboratorium SRS w Daresbury w układzie z jedną paczką elektronów w pierścieniu (por. rozdz. 2.3). Sygnał wzbudzający SAW jest sprzężony w fazie z impulsami promieniowania o szerokości 200 ps i w czasie 320 ns. W związku z taką małą częstotliwością repetycji całkowity czas ekspozycji wynosił w tym przypadku 1 godzinę [11]. Należy jednak podkreślić, że tego typu topogramu nie można otrzymać metodą tradycyjną.

3.4. Rentgenowskie fale stojące

Inną metodą dyfrakcyjną rozwijającą się szybko w ostatnich 10 latach jest metoda wyznaczania położenia atomów w pobliżu powierzchni kryształu za pomocą rentgenowskich fal stojących (XSW). Fale takie powstają w przypadku odbiciowym (Bragga) w tzw. zakresie całkowitego odbicia. Ich płaszczyzny węzłowe są równoległe do płaszczyzn sieciowych, a ich położenie zmienia się ze zmianą kąta padania w zakresie całkowitego odbicia, czyli kilku sekund kątowych. Natężenie promieniowania fluorescencyjnego o długości fali charakterystycznej dla atomów, których położenie chcemy ustalić spada do zera, kiedy atomy te leżą w płaszczyznach węzłowych, a osiąga maksimum, gdy leżą w miejscach największej amplitudy fali stojącej. Na podstawie analizy sygnału fluorescencyjnego można z dokładnością do kilku procent określić nie tylko położenia obcych atomów w komórce elementarnej, ale także położenia atomów adsorbenta, ponieważ fale stojące rozciągają się nie tylko wewnątrz kryształu, ale także w zewnętrznej warstwie przypowierzchniowej.

Możliwe zastosowania tej metody nie ograniczają się tylko do powierzchni kryształu, lecz dotyczą też granic: ciało stałe–ciecz oraz ciało stałe–ciało stałe. W ciągu ostatnich kilku lat stosowano ją do badań krzemu, germanu, związków $A_{III}B_V$, monokryształów granatu (GGG), struktur warstwowych. Dzięki użyciu promieniowania synchrotronowego natężenie sygnału fluorescencyjnego oraz zdolność rozdzielcza metody wzrosły do tego stopnia, że obecnie można prowadzić również badania mikrostruktury powierzchni metali oraz monoatomowych i submonoatomowych warstw pierwiastków nakładanych w procesach elektrochemicznych i katalitycznych (np. atomów telluru na powierzchni miedzi [12]).

Wykorzystując możliwość łatwego przestrajania monochromatora przy pracy z promieniowaniem synchrotronowym można wykonać pomiary fluorescencji atomów w kryształach poniżej i powyżej ich krawędzi absorpcji. W ten sposób w pracy [13] wyznaczono dla kryształu bez środka symetrii (GaAs) zależność fazy czynnika struktury od energii fotonów (jest ona szczególnie wyraźna właśnie w pobliżu krawędzi absorpcji). Pozwoliło to określić bezpośrednio części rzeczywiste i urojone atomowych czynników rozpraszania, co otworzy być może w przyszłości możliwość bezpośredniego wyznaczania za pomocą tej metody położeń atomów w nieznanach strukturach.

3.5. Angiografia

Angiografia tradycyjna czyli radiograficzne badania naczyń krwionośnych polega na wprowadzeniu skoncentrowanego (30-50%) roztworu jodiny do krwi w pobliżu badanego punktu. Dużą ilość roztworu (np. 370 mg jodiny) wstrzykuje się za pomocą katetera wprowadzonego do tętnicy (zwykle udowej), tak że chwilowo zastępuje on krew. Wówczas wykonuje się szybko serię radiogramów, na których dzięki silnemu pochłanianiu promieni X przez jodynę (krawędź absorpcji K jodu dla energii fotonów 33,16 keV) właściwy obraz naczyń krwionośnych jest widoczny na tle słabszego kontrastu kostnego i tkankowego.

Pomimo iż badania angiograficzne miałyby ogromne znaczenie prewencyjne np. w diagnostyce chorób wieńcowych (w r. 1980 zmarło na nie w USA 800 tysięcy osób), ryzyko śmiertelności (0,1-0,3%) oraz uszkodzeń tętnic, arytmii i innych powikłań (1-4%) przy stosowaniu tej metody jest zbyt duże, by można było jej używać rutynowo. Dlatego w ostatnich latach opracowano bezpieczną metodę cyfrowej angiografii różnicowej (ang. DSA, *Digital Substraction Angiography*). Idea DSA polega na wykonaniu pary cyfrowych radiogramów (przed i po wprowadzeniu rozcieńczonego roztworu jodiny do układu krwionośnego w jednej wersji metody, dla dwóch różnych napięć lampy rentgenowskiej w drugiej), a następnie ich odjęciu w celu zwiększenia kontrastu jodowego na obrazie różnicowym.

Obie wersje są trudne w praktycznej realizacji, np. pierwsza choćby ze względu na nieuniknione zmiany położenia pacjenta. Głównym problemem jest zbyt słaby strumień fotonów i związany z tym niewystarczający stosunek sygnału do szumów oraz zbyt długi czas naświetlania, co zwłaszcza w angiografii wieńcowej (tętnice sercowe są w ruchu zgodnym z biciem serca) zmniejsza ogromnie przydatność metody.

Zastosowanie promieniowania synchrotronowego pozwoli prawdopodobnie już wkrótce pokonać te trudności dzięki trzeciej wersji DSA. Polega ona na odjęciu cyfrowych radiogramów dla energii fotonów X nieco powyżej i nieco poniżej krawędzi absorpcji K jodu, wykonanych w bardzo krótkim odstępie czasu. Jest to wykonalne dzięki możliwości szybkiego przestrojenia monochromatora na nieco inną długość fali. Obliczenia wykazują, że już przy niewielkich stężeniach jodiny we krwi teoretyczny kontrast jodowy jest 10^4 - 10^5 razy silniejszy niż kontrast od tkanek i kości. Umożliwi to wykonywanie wysokorozdzielczej angiografii również u pacjentów nie tolerujących zwykłych stężeń jodiny (osób starszych, cierpiących na nerki, z wysokim ciśnieniem i in.).

Opisana obiecująca metoda jest obecnie w fazie prób na zwierzętach (zarówno na wyciętych organach, jak też *in vivo*). Przykład jej obecnych możliwości podany jest na

rys. 11. Przedstawia on angiogram DSA arterii w klatce piersiowej żywego psa, wykonany w SSRL (Stanford Synchrotron Radiation Laboratory) przez naukowców z Uniwersytetu w Stanford i Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley [14]. Dzięki wyrafinowanej technice obróbki obrazu w ostatecznym wyniku (rys. 11b) widać naczynia krwionośne (również tętnice) niewidoczne na obrazie różnicowym (rys. 11a).

Warto dodać, że prowadzone są obecnie (również w Kalifornii) pierwsze próby zastosowania synchrotronu w tomografii komputerowej [15].

3.6. Litografia rentgenowska

Litografia jest cieniową techniką drukowania stosowaną w produkcji mikroukładów elektronicznych i optycznych. Światło przechodzi przez otwory w masce i pada na płytkę półprzewodnika pokrytą ochronną warstwą światłoczułą. Po chemicznym procesie wywoływania otrzymuje się replikę kształtu maski na powierzchni próbki i można przeprowadzać dalsze procesy technologiczne, jak np. strawienie warstwy tlenku w miejscach, gdzie nie ma już warstwy ochronnej, itd.

W produkcji elementów mikroelektronicznych dominuje jak dotąd litografia optyczna, w której stosuje się promieniowanie nadfioletowe ($\lambda = 0,4 \mu\text{m}$). Najmniejsze osiągalne wymiary układów wykonanych tą techniką wynoszą 2-3 μm . Ograniczenia te są natury fizycznej — wynikają z dyfrakcji Fresnela.

Litografia rentgenowska jest w tej sytuacji rozwiązaniem naturalnym, toteż odpowiednia aparatura powstała w czołowych laboratoriach przemysłowych (np. Bell Laboratories) już w pierwszej połowie lat siedemdziesiątych. Ze względów praktycznych (współczynnik absorpcji w warstwie ochronnej powinien być w zakresie 10^2 - 10^4 cm^{-1}) używa się tylko promieniowania X o długościach fal 0,4-8nm. Zdolność rozdzielcza takiej mikrolitografii wynosi około 0,5 μm .

Pierwsze eksperymenty z zastosowaniem promieniowania synchrotronowego do litografii wykonano już w r. 1976 [16]. Dzięki wiązce kilka rzędów wielkości silniejszej niż w źródłach konwencjonalnych daje to możliwość stosowania mniej czułych warstw ochronnych. Ponadto naturalna kolimacja wiązki praktycznie eliminuje rozmycie brzegów replik wywołane efektami półcieniowymi. Natomiast niedogodności związane są z mniejszą dostępnością wiązki, wymaganiami co do wysokiej próżni w układzie i niejednorodnym oświetleniu płytek w kierunku pionowym.

Jednakże w związku z dużą wydajnością litografii synchrotronowej (czas naświetlania próbki rzędu 1 s w porównaniu do kilku godzin na źródłach konwencjonalnych) przy produkcji elementów mikroelektronicznych na wielką skalę małe, „specjalistyczne” pierścienie akumulacyjne ($E = 0,72 \text{ GeV}$, $I = 100 \text{ mA}$, $B = 12 \text{ kGs}$) stają się konkurencyjne pod względem kosztów w stosunku do źródeł konwencjonalnych. Dlatego w ostatnich 2-3 latach czynione są przygotowania do budowy takich pierścieni na skalę komercyjną.

4. Stan obecny i perspektywy rozwoju źródeł promieniowania synchrotronowego

W ostatnich latach liczba używanych i konstruowanych pierścieni akumulacyjnych jako źródeł promieniowania synchrotronowego szybko rośnie. Z jednej strony dzieje się tak dlatego, że dla fizyki wysokich energii buduje się potężniejsze maszyny, a zatem

Tablica 1. Pierścienie akumulacyjne używane jako źródła promieniowania synchrotronowego. Oznaczenia obecnego stanu: O — o zdolności operacyjnej, K — w konstrukcji, Ded — dedykowany (tzn. przeznaczony tylko jako źródło promieniowania synchrotronowego), CDed — częściowo dedykowany, Pas — użytkowany ubocznie jako źródło „pasożytniczo” obok eksperymentów z zakresu fizyki wysokich energii — dane wzięte z pracy [5]

Lokalizacja	Pierścień (laboratorium)	$E(\text{GeV})$	$\mathcal{E}_c(\text{keV})$	Uwagi
Berlin Zach.	BESSY	0.8	0.63	O, Ded
	COSY	0.56	—	K, Ded
Chiny				
Beijing	BEPC (IHEP)	2.2-2.8	3.8 (2.6 GeV)	K, Pas
Hefei	HESYRL (USTC)	0.8	0.43	K, Ded
Francja				
Orsay	ACO (LURE)	0.54	0.33	O, Ded
	DCI (LURE)	1.8	3.4	O, CDed
	SuperACO (LURE)	0.8	0.62	K, Ded
Japonia				
Tsukuba	Photon Factory (KEK)	2.5	4.1	O, Ded
	Accumulator (KEK)	6-8	33 (7GeV)	O, CDed
	TRISTAN (KEK)	30	243	K, Pas
	TERAS (ETL)	0.66	0.24	O, Ded
Tokio	SOR (ISSP)	0.4	0.13	O, Ded
Okasaki	UVSOR (IMS)	0.6	0.22	O, Ded
RFN				
Hamburg	DORIS (DESY)	5	23	O, CDed
Szwecja				
Lund	Max (LTH)	0.56	0.3	K, Ded
Tajwan				
Hsinchu	TSL (SRRC)	1	—	K, Ded
USA				
Gaithersburg, Md.	SURF (NBS)	0.284	0.06	O, Ded
Ithaca, Ny.	CESR (CHESS)	5.5	11.5	O, Pas
Stanford, Ca.	SPEAR (SSRL)	3-5	4.7 (3 GeV)	O, CDed
	SXRL (SSRL)	1	—	K, CDed
	PEP (SSRL)	15	—	K, Pas
Stoughton, Wi.	Tantalus (SRC)	0.24	0.05	O, Ded
	Aladdin (SRC)	1	1.07	O, Ded
Upton, Ny.	NSLS I (BNL)	0.75	0.5	O, Ded
	NSLS II (BNL)	2.5	5	O, Ded
W. Brytania				
Daresbury	SRS	2	3.2	O, Ded
Włochy				
Frascati	ADONE	1.5	1.5	O, CDed
ZSRR				
Charków	N-100 (KPI)	0.1	0.04	O, Ded
Moskwa	PLAMJA I	0.45	0.2	K, Ded
Nowosybirsk	WEPP-2M (INP)	0.67	0.54	O, CDed
	WEPP-3 (INP)	2.2	4.3	O, CDed
	WEPP-4 (INP)	7	46	O, Pas

pozostawia ona dotychczas używane pierścienie. Z drugiej strony jednak, ze względu na przewidywaną rolę badań synchrotronowych w przyszłości, w tych krajach, które łożą najwięcej na rozwój nauki i techniki (zwłaszcza w USA, Japonii i ZSRR) realizowane są projekty budowy pierścieni przeznaczonych z góry tylko jako źródła promieniowania (pierścienie „dedykowane”). Ilustruje to tab. 1 zaczerpnięta z pracy [5], w której przedstawiony jest obecny stan rozwoju źródeł synchrotronowych na świecie oraz te projekty, których konstrukcja jest znacznie zaawansowana. Warto dodać, że od 1979 r. Europejska Fundacja Nauki (ESF) pragnie doprowadzić do budowy (w drugiej połowie lat osiemdziesiątych) nowoczesnego źródła, sfinansowanego przez kilkanaście krajów europejskich [17]. Oprócz tego projektuje się budowę „narodowych” źródeł w Brazylii i Indiach.

Wydaje się, iż można powiedzieć, że przewrót dokonywany w fizyce promieni X przez źródła synchrotronowe jest podobny do przewrotu w fizyce jądrowej po wprowadzeniu akceleratorów w latach trzydziestych. Obecnie prowadzi się w wielu ośrodkach intensywne prace nad doskonaleniem samych źródeł (wibratory, undulatory) oraz aparatury pomocniczej (zwierciadła rentgenowskie, monochromatory, detektory), które umożliwią w niedalekiej przyszłości pełniejsze wykorzystanie ogromnych możliwości metod stosujących promieniowanie synchrotronowe.

Literatura

- [1] *Synchrotron Radiation Research*, red. H. Winick, S. Doniach, Plenum Press, New York 1980.
- [2] J. D. Jackson, *Elektrodynamika klasyczna*, PWN, Warszawa 1982.
- [3] U. Bonse „X-Ray Sources” w: *Characterization of Crystal Growth Defects by X-Ray Methods*, red. B. K. Tanner, D. K. Bowen, Plenum Press, New York 1980, rozdz. 11.
- [4] W. Scharf, *Akceleratorzy cząstek naładowanych i ich zastosowania*, PWN, Warszawa 1978.
- [5] *X-Ray Data Booklet*, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, October 1985.
- [6] C. A. Ashley, S. Doniach, *Phys. Rev.* B11, 1279 (1975).
- [7] P. A. Lee, J. B. Pendry, *Phys. Rev.* B11, 2795 (1975).
- [8] S. Brennan, J. Stöhr, R. Jaeger, *Phys. Rev.* B24, 4871 (1981).
- [9] B. Niemann, D. Rudolph, G. Schmahl, *Nucl. Instr. Meth.* 208, 367 (1983).
- [10] J. Gastaldi, C. Jourdan, *Phys. Status Solidi* (a) 49, 529 (1978).
- [11] P. A. Goddard, G. F. Clark, B. K. Tanner, R. W. Whatmore, *Nucl. Instr. Meth.* 208, 705 (1983).
- [12] G. Materlik, J. Zegenhagen, W. Uelhoff, *Phys. Rev.* B32, 5502 (1985).
- [13] M. J. Bedzyk, G. Materlik, *Phys. Rev.* B32, 6456 (1985).
- [14] H. D. Zeman, E. B. Hughes, L. Campbell Finman, R. Hofstadter, A. Hudson, J. N. Otis, J. Rolfe, E. Rubenstein, D. C. Harrison, R. S. Kernoff, A. C. Thompson, G. S. Brown, *Nucl. Instr. Meth.* 222, 308 (1984).
- [15] A. C. Thompson, J. Llacer, L. Campbell Finman, E. B. Hughes, J. N. Otis, S. Wilson, H. D. Zeman, *Nucl. Instr. Meth.* 222, 319 (1984).
- [16] E. Spiller, D. E. Eastman, R. Feder, W. D. Grobman, W. Gudat, J. Topalian, *J. Appl. Phys.* 47, 5450 (1976).
- [17] *The Case for a European Synchrotron Radiation Facility*, European Science Foundation, Strasbourg, December 1982 (preprint).

Klaus von Klitzing

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Stuttgart, RFN

Kwantowy efekt Halla *

The Quantized Hall Effect

Nobel Lecture, 9 December 1985, Stockholm

1. Wstęp

Praca naukowa w dziedzinie półprzewodników i przyznanie za nią Nagrody Nobla z fizyki wydają się być wzajemnie sprzeczne. Półprzewodniki są bowiem skomplikowanymi układami fizycznymi i wydawać by się mogło, iż nie są obiektem badań, gdzie można dokonać zupełnie podstawowych odkryć. Rzeczywiście, większość danych eksperymentalnych w fizyce ciała stałego analizuje się korzystając z uproszczonych teorii, a własności urządzeń półprzewodnikowych opisuje się bardzo często formułami empirycznymi, gdyż opis mikroskopowy jest zbyt skomplikowany. Do 1980 r. nikt nie podejrzewał istnienia zjawiska w rodzaju kwantowego efektu Halla (QHE), który zależy wyłącznie od uniwersalnych stałych fizycznych i na który nie mają wpływu takie nieregularności w półprzewodniku jak domieszki czy zjawiska powierzchniowe.

Odkrycie kwantowego efektu Halla było wynikiem systematycznych pomiarów przeprowadzonych na krzemowych tranzystorach polowych, stanowiących najważniejsze urządzenia stosowane w mikroelektronice. Urządzenia te ważne są nie tylko dla zastosowań, ale także dla badań podstawowych. Pionierskie badania Fowlera, Fanga, Howarda i Stilesa [1] wykazały, że nowe efekty natury kwantowej uwidoczniają się, gdy ruch elektronów w przewodniku zostanie ograniczony do odległości rzędu 10 nm. Odkrycie to zapoczątkowało nową dziedzinę badań — własności dwuwymiarowego gazu elektronowego, która od 1975 r. jest tematem kolejnych konferencji [2]. Okazało się, że dziedzina ta jest ważna dla opisu prawie wszystkich elektrycznych i optycznych własności urządzeń mikroelektronicznych. Dwuwymiarowy gaz elektronowy jest niezbędny do obserwacji kwantowego efektu Halla, a jego własności i metody otrzymywania będą omówione w rozdz. 2. Do interpretacji QHE (rozd. 3) obok wspomnianej kwantyzacji

* Wykład noblowski, wygłoszony 9 grudnia 1985 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1986 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

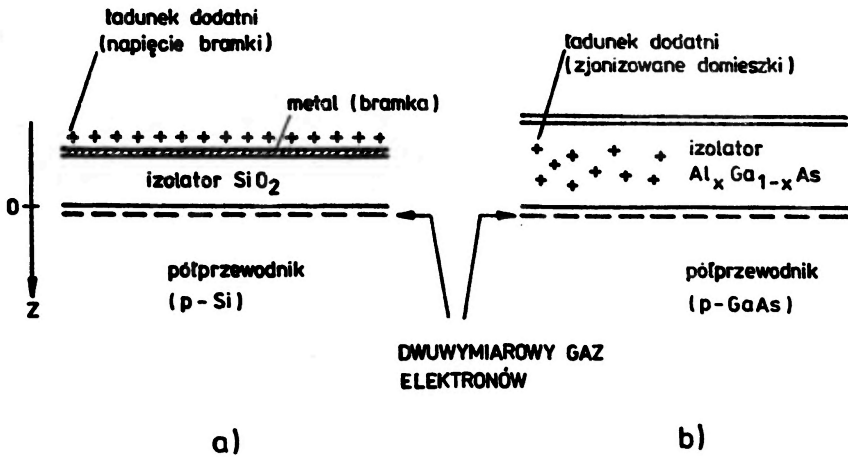
wynikającej z ograniczenia ruchu elektronów do dwuwymiarowej warstwy konieczna jest kwantyzacja Landaua w silnym polu magnetycznym. Wyniki doświadczalne zostaną przedstawione w rozdz. 4, a zastosowanie QHE w metrologii jest tematem rozdz. 5.

2. Dwuwymiarowy gaz elektronowy

Podstawowe własności QHE wynikają z faktu, że widmo energetyczne elektronów w układzie jest widmem **dyskretnym**. Zazwyczaj energia E ruchliwych elektronów w półprzewodniku jest quasi-ciągłą funkcją wektora falowego \mathbf{k} i może być zapisana tak jak dla elektronu swobodnego, lecz z masą efektywną m^*

$$E_j = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2). \quad (1)$$

Jeżeli energia związana z ruchem w jednym z kierunków (zwykle kierunek z) jest ustalona, otrzymuje się quasi-dwuwymiarowy gaz elektronowy (2DEG). Silne pole magnetyczne prostopadłe do dwuwymiarowej płaszczyzny powoduje — jak później zobaczymy — pełną kwantyzację widma energetycznego konieczną dla obserwacji QHE.



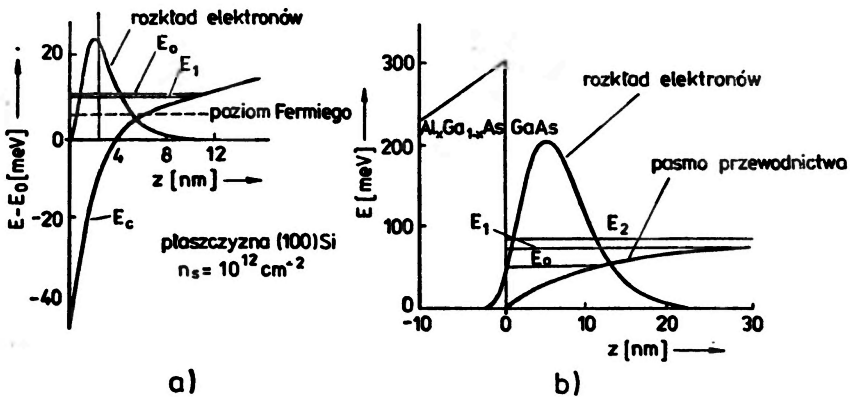
Rys. 1. Dwuwymiarowy gaz elektronów (2DEG) może powstać na powierzchni półprzewodnika, jeżeli elektrony utrzymywane są w jej pobliżu przez zewnętrzne pola elektryczne. Układy krzemowe typu MOSFET (a) i heterostruktury GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (b) są typowymi strukturami służącymi do wytwarzania 2DEG

Dwuwymiarowy gaz elektronowy może być wytworzony na powierzchni półprzewodnika, krzemu lub arsenku galu, będącej w kontakcie z materiałem pełniącym rolę izolatora (SiO_2 w tranzystorach krzemowych i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ w heterostrukturach). Typowe przekroje takich urządzeń pokazane są na rys. 1. Elektrony utrzymywane są na powierzchni półprzewodnika dzięki prostopadłemu do niej polu elektrycznemu F_z , którego źródłem jest ładunek dodatni (rys. 1) powodujący spadek potencjału elektronów w kierunku prostopadłym do powierzchni.

Jeżeli szerokość tak powstałej studni potencjału jest mała w porównaniu z długością fali de Broglie'a elektronu, energie elektronów grupują się w tzw. podpasma elektryczne E_j odpowiadające kwantowym poziomom dla ruchu w kierunku z (prostopadłym do powierzchni). Podpasma elektryczne można w przybliżeniu oszacować obliczając wartości własne energii elektronu w trójkątnym potencjale z nieskończoną barierą na powierzchni ($z = 0$) i stałą wartością pola elektrycznego F_s , dla $z \geq 0$, utrzymującego elektrony blisko powierzchni. Wynik obliczeń przybliży równanie

$$E_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} (3\pi e F_s / 2)^{2/3} (j + 3/4)^{2/3}, \quad j = 0, 1, 2 \dots \quad (2)$$

W niektórych materiałach, np. Si, mogą istnieć różne masy efektywne m^* i $m^{*'}$ prowadzące do różnych serii E_j i E_j' .



Rys. 2. Obliczone energie podpasm elektrycznych i rozkłady elektronów w kanale powierzchniowym w tranzystorze Si typu MOSFET (a) i heterostrukturze GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [3, 4] (b)

Równanie (2) przestaje być poprawne, jeśli poziomy E_j obsadzone są elektronami, gdyż ekranują one pole elektryczne F_s . Dokładniejsze ilościowe obliczenia energii podpasm elektrycznych wymagają rozwiązania równania Schrödingera z aktualnym potencjałem V_z zależnym od rozkładu elektronów w warstwie inwersyjnej. Typowe wyniki takich obliczeń zarówno dla układu MOSFET-Si jak i heterostruktury GaAs przedstawiono na rys. 2 [3, 4]. Koncentracja elektronów w dwuwymiarowej warstwie jest zazwyczaj stała dla danej heterostruktury (rys. 1b), a sterowana napięciem bramki w MOSFET-ach.

Odległości pomiędzy podpasmami elektrycznymi wynoszące około 10 meV można uzyskać z analizy pomiarów absorpcji rezonansowej spolaryzowanej fali elektromagnetycznej o wektorze elektrycznym prostopadłym do powierzchni [5].

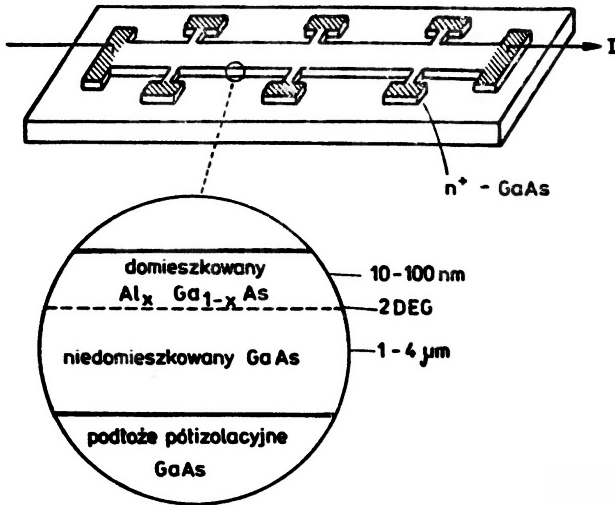
W niskich temperaturach ($T < 4$ K) i dla małej gęstości nośników w 2DEG (gdy energia Fermiego E_F mierzona od najniższego podpasma elektrycznego E_0 jest mniejsza od odległości podpasm $E_1 - E_0$) tylko najniższe podpasmo elektryczne jest obsadzone

(elektryczna granica kwantowa), a gaz elektronowy staje się układem ściśle dwuwymiarowym o widmie energetycznym

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}, \quad (3)$$

gdzie k_{\parallel} — wektor falowy w płaszczyźnie.

Do pomiarów elektrycznych dwuwymiarowego gazu elektronowego stosuje się silnie domieszkowane, n^+ , kontakty na powierzchni półprzewodnika. Spełniają one rolę kontaktów prądowych i napięciowych. Kształt typowej próbki używanej w doświadczeniach (heterostruktura GaAs) pokazano na rys. 3. Prąd elektryczny płynie w kanale powierzchniowym, gdyż całkowicie zubożony $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ działa jak izolator (to samo jest słuszne w odniesieniu do SiO_2 w tranzystorze krzemowym MOSFET), a półprzewodnik



Rys. 3. Typowy kształt i przekrój heterostruktury GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ używanej do pomiarów efektu Halla

typu p jest elektrycznie odizolowany od 2DEG złączem $p-n$. Należy zauważyć, że próbka z rys. 3 jest podobna do nowoczesnych tranzystorów o potencjalnym znaczeniu dla komputerów przyszłej generacji [6]. Pomiary związane z kwantowym efektem Halla obejmujące analizę własności dwuwymiarowego gazu elektronowego są więc także istotne dla rozwoju układów mikroelektronicznych.

3. Zjawiska transportu w dwuwymiarowym gazie elektronowym w silnym polu magnetycznym

Silne pole magnetyczne B o składowej B_z prostopadłej do międzypowierzchni zmusza elektrony w dwuwymiarowej warstwie do ruchu po orbitach cyklotronowych równoległych do powierzchni. W wyniku kwantyzacji orbitalnej poziomy energetyczne 2DEG można zapisać w postaci

$$E_n = E_0 + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + sg\mu_B B, \quad (4)$$

gdzie $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$ jest energią cyklotronową, $s = \pm 1/2$ oznacza spinową liczbę kwantową, g — czynnik Landégo, a μ_B — magneton Bohra.

Funkcję falową 2DEG w silnym polu magnetycznym można zapisać w reprezentacji, w której dobrą liczbą kwantową jest współrzędna y środka orbity cyklotronowej y_0 [7]

$$\psi = e^{ikx} \phi_n(y - y_0), \quad (5)$$

gdzie ϕ_n jest rozwiązaniem równania oscylatora harmonicznego

$$\frac{1}{2m^*} [p_y^2 + (eB)^2 y^2] \phi_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega_c \phi_n, \quad (6)$$

a y_0 zależy od k

$$y_0 = \hbar k / eB. \quad (7)$$

Stopień degeneracji każdego z poziomów Landaua dany jest przez liczbę środków dozwolonych orbit y_0 w próbce. Dla próbki o rozmiarach $L_x \cdot L_y$ środki orbit odległe są o

$$\Delta y_0 = \hbar \Delta k / eB = (\hbar / eB) (2\pi / L_x) = \hbar / eBL_x, \quad (8)$$

a więc degeneracja $N_0 = L_y / \Delta y_0$ wynosi $N_0 = L_x L_y \cdot Be / \hbar$, czyli równa jest liczbie kwantów strumienia pola magnetycznego przez próbkę. Degeneracja na jednostkę powierzchni jest więc

$$N = N_0 / L_x L_y = eB / \hbar. \quad (9)$$

Zauważmy, że N odnosi się do dowolnego poziomu Landaua i nie zależy od parametrów półprzewodnika, np. masy efektywnej.

Ogólniej można pokazać [8], że komutator współrzędnych środka orbity $[x_0, y_0] = i\hbar / eB$ ma skończoną wartość, co oznacza, że każdy stan zajmuje w przestrzeni (x, y) obszar o powierzchni $F_0 = \hbar / eB$ odpowiadający powierzchni kwantu strumienia.

Klasyczny wzór na napięcie Halla U_H dwuwymiarowego gazu elektronowego o gęstości powierzchniowej nośników n_s ma postać

$$U_H = \frac{B}{n_s e} I, \quad (10)$$

gdzie I jest prądem przez próbkę. Obliczenia oporu Halla $R_H = U_H / I$ przy warunku, że i poziomów jest całkowicie zapełnionych ($n_s = iN$), prowadzą do wyrażenia na skwantowany opór Halla

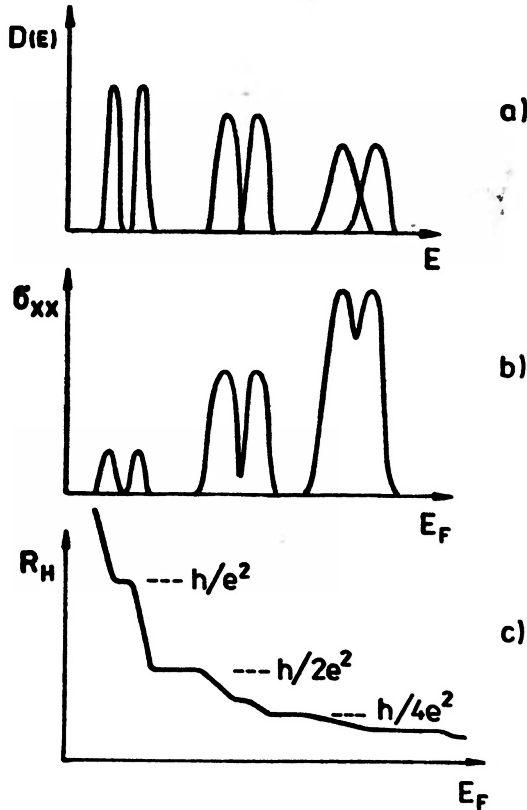
$$R_H = \frac{B}{iNe} = \frac{h}{ie^2}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (11)$$

Kwantyzacja oporu Halla oczekiwana jest więc zawsze gdy gęstość nośników n_s i pole magnetyczne B są tak dobrane, że stopień zapełnienia poziomów energetycznych i (równanie (4))

$$i = \frac{n_s}{eB/\hbar} \quad (12)$$

jest liczbą całkowitą.

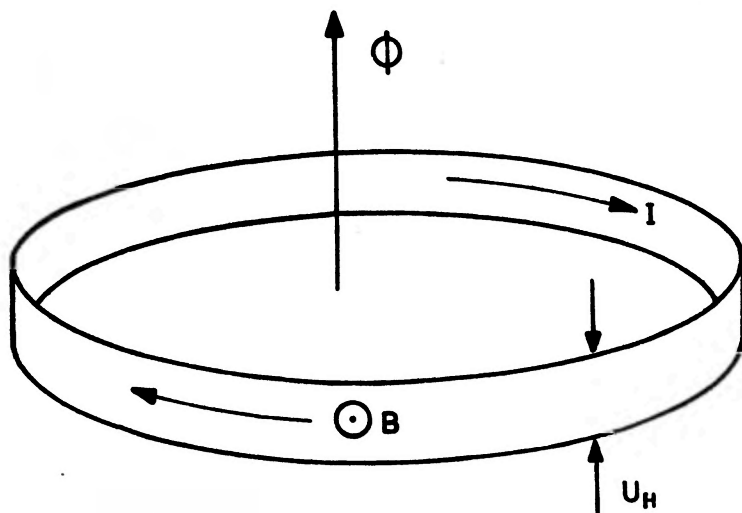
. Przy tym warunku przewodnictwo σ_{xx} (przepływ prądu w kierunku pola elektrycznego) znika, ponieważ elektrony poruszają się, podobnie jak cząstki swobodne, prostopadle do pola elektrycznego i nie jest możliwa ich dyfuzja (w wyniku rozproszeń) w kierunku pola. W ramach samouzgodnionego przybliżenia Borna [9] dyskretne widmo energetyczne ulega rozmyciu — jak pokazano na rys. 4a. Teoria ta przewiduje proporcjonalność σ_{xx} do kwadratu gęstości stanów na poziomie Fermiego, co prowadzi do znikania przewodnictwa w obszarach kwantowego efektu Halla i pojawienia się *plateau* w oporze R_H (rys. 4c).



Rys. 4. Schematyczne zależności od energii: a) gęstości stanów, b) przewodnictwa σ_{xx} i c) oporu Halla R_H w stałym polu magnetycznym

Prosty jednoelektronowy model zjawiska Halla w idealnym dwuwymiarowym układzie w silnym polu magnetycznym prowadzi do poprawnych wartości na skwantowany opór (równ. (11)) dla całkowitych wartości parametru wypełnienia poziomów Landaua. Jednakże mikroskopowe objaśnienie QHE powinno obejmować zbadanie wpływu na wyniki eksperymentalne rozmiarów próbki, temperatury, oddziaływania elektron-elektron, domieszek oraz skończonej gęstości prądu (uwzględniając jego niejednorodny rozkład wewnątrz próbki). Dotychczas nie przewidziano poprawek do wartości h/e^2 skwantowanego oporu Halla, o ile $\sigma_{xx} = 0$. W warunkach eksperymentu σ_{xx} nigdy nie przyjmuje

wartości zerowej w obszarze QHE (por. rozdz. 4), lecz jest niemierzalnie małe w silnych polach magnetycznych i niskich temperaturach. Ilościowa teoria QHE powinna zawierać analizę przewodnictwa podłużnego σ_{xx} w realnych warunkach eksperymentu. Istnieje wiele prac, gdzie dyskutuje się zależność przewodnictwa od temperatury, pola magnetycznego, gęstości prądu, rozmiarów próbki itd. Fakt, że wartość skwantowanego oporu Halla wydaje się być dokładnie h/e^2 dla $\sigma_{xx} = 0$ doprowadził do wniosku, że znajomość mikroskopowych szczegółów układu nie jest konieczna do obliczenia tej wartości. W rezultacie Laughlin [10] podjął próbę uzyskania wyniku w sposób ogólny w oparciu o niezmienniczość cechowania. Rozważył on sytuację pokazaną na rys. 5. Długa próbka została zwinięta w cylindryczną pętlę, a pole magnetyczne B jest prostopadłe do jej powierzchni. Pomiędzy brzegami cylindra występuje różnica potencjałów U_H . W warunkach



Rys. 5. Model dwuwymiarowej pętli metalicznej pomocny przy wyprowadzaniu wzoru na skwantowany opór Halla

znikania σ_{xx} (brak dyssypacji energii) energia jest zachowana i prawo Faradaya indukcji można zapisać w postaci, w której prąd I w pierścieniu dany jest pochodną adiabatyczną energii całkowitej układu E względem strumienia ϕ pola magnetycznego przenikającego pętlę

$$I = \frac{\partial E}{\partial \phi}. \quad (13)$$

Jeżeli zmiana strumienia wynosi $\phi_0 = h/e$ (kwant strumienia) funkcja falowa zmienia fazę o czynnik 2π odpowiadający przejściu stanu z wektorem falowym k w sąsiedni stan $k + 2\pi/L_x$, gdzie L_x jest obwodem cylindra. Całkowita zmiana energii związana jest z przesunięciem stanów z jednego brzegu na drugi

$$\Delta E = ieU_H. \quad (14)$$

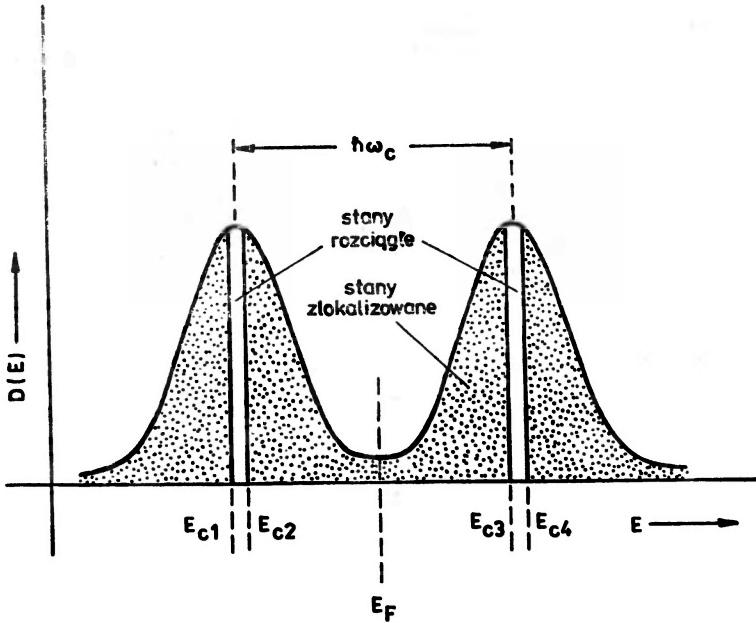
W modelu elektronów swobodnych i oznacza liczbę zajętych poziomów Landaua, lecz w ogólności może być dowolną dodatnią lub ujemną liczbą całkowitą.

Z równania (13) wynika związek pomiędzy bezdysypacyjnym prądem i napięciem Halla

$$I = \frac{ieU_H}{\phi_0} = i \frac{e^2}{h} U_H \quad (15)$$

prowadzący do wyrażenia $R_H = h/ie^2$ na skwantowany opór Halla. Przy tym podejściu główną przyczyną kwantowania oporu Halla jest kwantowanie strumienia h/e oraz skwantowanie ładunku elementarnego e . Analogicznie ułamkowy kwantowy efekt Halla, nie omawiany w tej pracy, interpretuje się w oparciu o wzbudzenia elementarne z ładunkiem $e^* = e/3, e/5, e/7$ itd.

Uproszczona teoria przewiduje, że stosunek gęstości nośników do pola magnetycznego powinien być dobrany z dużą precyzją, aby otrzymać dokładnie całkowite czynniki zapelnienia (rys. 12), a zatem i kwantowe wartości oporu Halla. Na szczęście kwantowanie hallowskie obserwuje się nie tylko dla wybranych wielkości pola magnetycznego, ale w dość szerokim zakresie jego wartości. Zbędne jest więc dokładne dobieranie pola magnetycznego lub gęstości nośników przy precyzyjnych pomiarach kwantu oporu



Rys. 6. Modelowa gęstość stanów dwuwymiarowego gazu elektronów w silnym polu magnetycznym. Krawędzie ruchliwości w pobliżu środków poziomów Landaua oddzielają stany rozciągnięte od zlokalizowanych

Dane doświadczalne przedstawione są w następnym rozdziale. Sądzi się, że za ustalenie się oporu Halla na pewnych kwantowych wartościach odpowiedzialne są stany zlokalizowane.

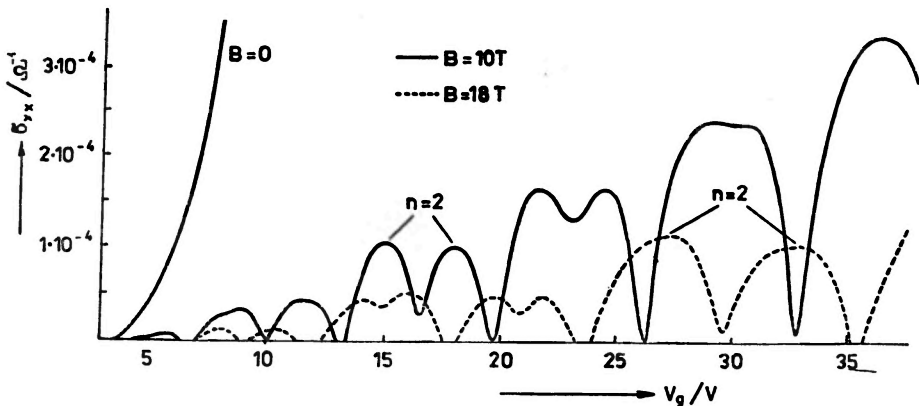
Po odkryciu QHE opublikowano szereg prac teoretycznych dyskutujących wpływ stanów zlokalizowanych na efekt Halla [11-14]. Obliczenia pokazują, że schodki Halla

można objaśnić zakładając istnienie stanów zlokalizowanych w otoczeniu poziomów Landaua. Badania teoretyczne wskazują na istnienie krawędzi ruchliwości oddzielających stany rozciągnięte w paśmie Landaua od stanów zlokalizowanych [15-18]. Krawędzie ruchliwości występują w pobliżu środka poziomu Landaua, gdy fluktuacje potencjału są długozasięgowe. W przeciwieństwie do wniosku Abrahamsa i współpr. [19], że wszystkie stany w układzie dwuwymiarowym są zlokalizowane, należy przyjąć, że w silnym polu magnetycznym przynajmniej jeden stan z każdego poziomu Landaua jest rozciągnięty. Jest to warunek konieczny obserwacji skwantowanego oporu Halla. Niektóre obliczenia wskazują, że stany rozciągnięte związane są ze stanami brzegowymi w próbce.

W zasadzie możliwe jest objaśnienie *plateaux* hallowskich bez konieczności uciekania się do stanów zlokalizowanych, jeżeli założyć istnienie rezerwuaru stanów na zewnątrz dwuwymiarowego układu [20, 21]. Rezerwuar powinien być w równowadze z dwuwymiarowym gazem elektronowym. Ustala on położenie poziomu Fermiego w przerwie energetycznej pomiędzy poziomami Landaua podczas zmian pola magnetycznego lub liczby elektronów. Jednakże ten mechanizm wydaje się mniej prawdopodobny niż lokalizacja w „ogonach” poziomów Landaua spowodowana nieporządkiem. Dlatego w poniższych rozważaniach przyjęto model stanów rozciągniętych i zlokalizowanych wewnątrz jednego poziomu Landaua, a gęstość stanów taką jak naszkicowana na rys. 6.

4. Wyniki doświadczalne

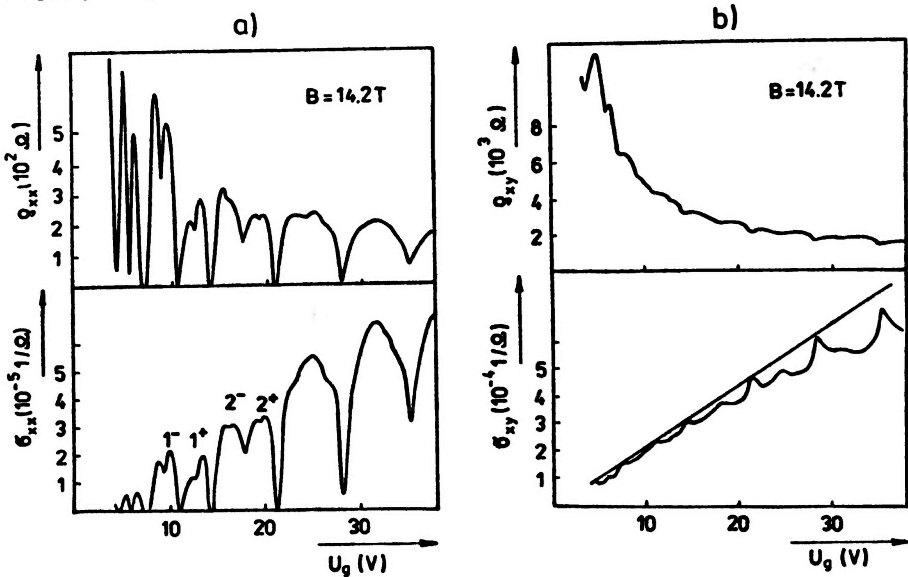
Pomiary magnetotransportowe na dwuwymiarowych warstwach prowadzone są od ponad dwudziestu lat. Pierwsze wyniki otrzymane dla tranzystorów krzemowych MOSFET dotyczyły zależności przewodnictwa od gęstości nośników (napięcia bramki). Typową krzywą przedstawia rys. 7. Przewodnictwo jest oscylującą funkcją zapelnienia poziomów



Rys. 7. Przewodnictwo σ_{xx} w MOSFET-cie krzemowym w funkcji napięcia bramki dla różnych pól magnetycznych

Landaua zerującą się dla pewnych wartości napięcia V_g na bramce. W silnych polach magnetycznych σ_{xx} zeruje się nie tylko dla ściśle określonych wartości V_g , lecz w pewnym przedziale jej wartości. Kawaji jako pierwszy wskazał, że objaśnienie efektu wymaga

wprowadzenia pewnego rodzaju nieruchliwych nośników [22], gdyż przewodnictwo σ_{xx} pozostaje równe zero, nawet jeśli koncentracja nośników ulega zmianie. Brak jednak było teorii opisującej elektrony zlokalizowane, natomiast wartości maksimum σ_{xx} były dobrze opisane w ramach samouzgodnionego przybliżenia Borna dla krótkozasięgowych centrów rozpraszających, przewidującego proporcjonalność $\sigma_{xx} \sim (n + \frac{1}{2})$ niezależnie od pola magnetycznego.



Rys. 8. Wyniki pomiarów ρ_{xx} i ρ_{xy} w układzie MOSFET-Si w zależności od napięcia bramki oraz obliczone krzywe σ_{xx} i σ_{xy} , $B = 14,2$ T, $T = 1,5$ K

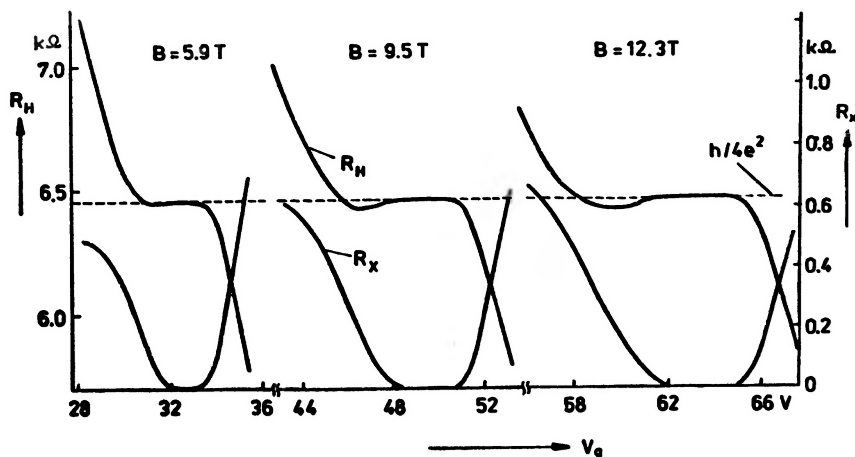
Teoria przewodnictwa Halla jest daleko bardziej złożona, a w pierwszym przybliżeniu należy oczekiwać odstępstw przewodnictwa σ_{xy} od wartości klasycznej $\sigma_{xy}^0 = -n_s e/B$ (gdzie n_s oznacza liczbę nośników w dwuwymiarowym układzie na jednostkę powierzchni) o wielkość $\Delta\sigma_{xy}$ proporcjonalną do trzeciej potęgi gęstości stanów na poziomie Fermiego [23]. Nie doprowadziło to do uzyskania zgodności teorii z doświadczeniem. Obecnie sądzi się, że $\Delta\sigma_{xy}$ związane jest ze stanami zlokalizowanymi, a zatem może przyjmować dodatnie i ujemne wartości zgodnie z wynikami pomiarów. Do 1980 r. wszystkie doświadczenia interpretowano w oparciu o niepoprawny model i kwantowanie oporu Halla widoczne już na wykresach publikowanych w 1978 roku [24] pozostawało niewyjaśnione.

Przewodnictwo σ_{xx} można wyznaczyć doświadczalnie w próbkach o geometrii tzw. dysku Corbino, natomiast przewodnictwo Halla oblicza się na podstawie znajomości oporu podłużnego ρ_{xx} i oporu Halla ρ_{xy} mierzonych w geometrii Halla (patrz rys. 3)

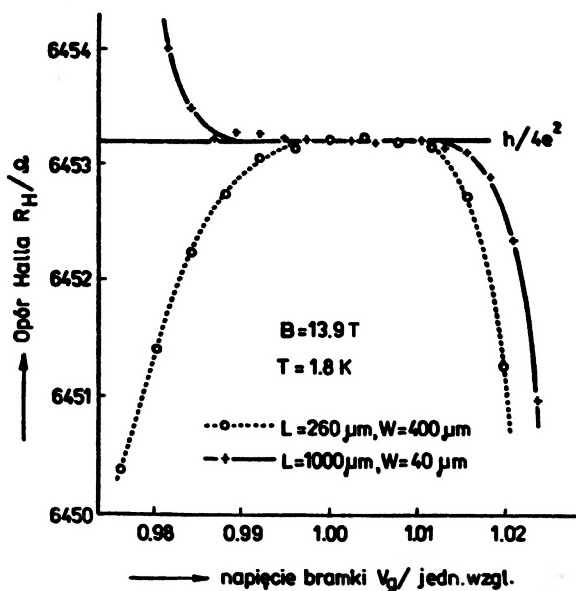
$$\sigma_{xy} = -\frac{\rho_{xy}}{\frac{2}{\rho_{xx}} + \frac{2}{\rho_{xy}}}, \quad \sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\frac{2}{\rho_{xx}} + \frac{2}{\rho_{xy}}}. \quad (16)$$

Rysunek 8 przedstawia wyniki pomiarów ρ_{xx} i ρ_{xy} układu MOSFET (Si) w funkcji napięcia bramki w stałym polu magnetycznym. Krzywe σ_{xx} i σ_{xy} otrzymano na podstawie

wzorów (16). Klasyczną zależność $\sigma_{xy}^0 = -n_s e/B$ narysowano na podstawie niepoprawnego modelu, zakładającego, że punkty doświadczalne powinny leżeć zawsze poniżej σ_{xy}^0 (wynik założenia stałości znaku $\Delta\sigma_{xy}$). W rezultacie wartości *plateau* $\sigma_{xy} = \text{const}$ (widoczne dla napięć bramki, przy których σ_{xx} zeruje się) zmieniają się zależnie od jego szerokości. Szersze *plateaux* dają mniejsze wartości $|\sigma_{xy}|$. Głównym osiągnięciem w 1980 r.

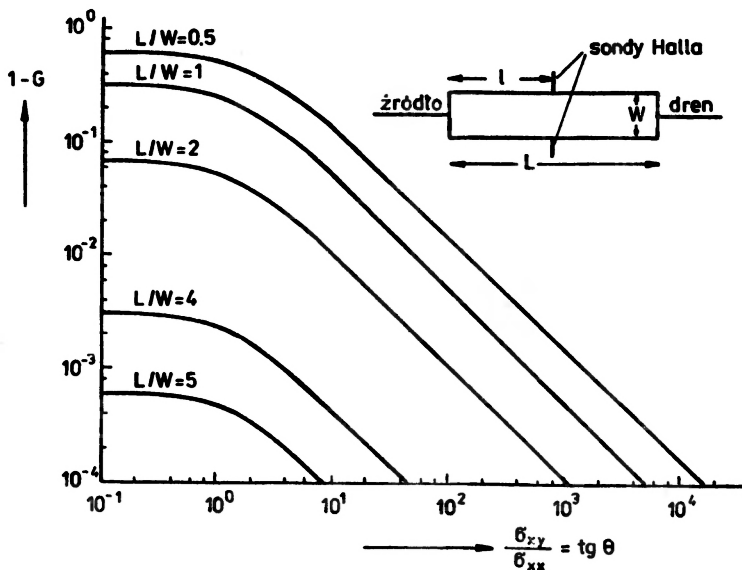


Rys. 9. Pomiary oporu Halla R_H oraz R_x w funkcji napięcia bramki przy różnych wartościach pola magnetycznego. Wartości $R_H = h/4e^2$ na *plateau* nie zależą od jego szerokości

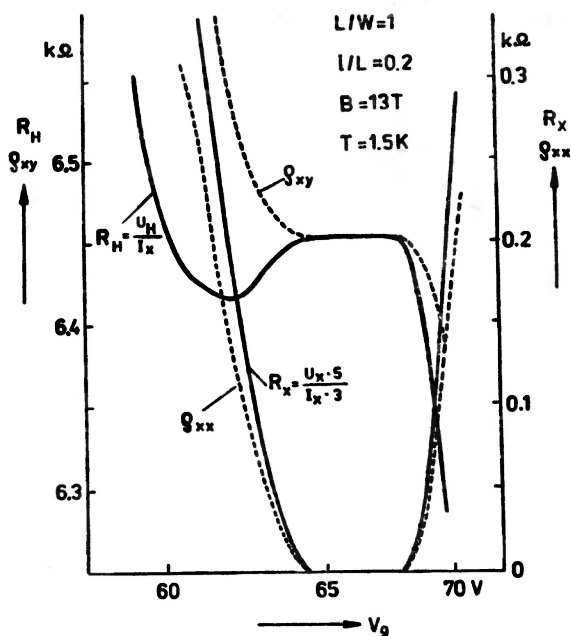


Rys. 10. Opór Halla R_H dwu próbek o różnym stosunku L/W w funkcji napięcia bramki ($B = 13.9$ T)

było stwierdzenie [25], że wartości oporu Halla w obszarze *plateau* nie zależą od jego szerokości, co potwierdza rys. 9. Nawet stosunek długości L do szerokości W (*aspect ratio*) mający zwykle istotny wpływ na dokładność pomiarów efektu Halla nie wpływa,



Rys. 11. Obliczenia członu korekcyjnego G do mierzonego oporu Halla wynikającego ze skończonego stosunku długości L do szerokości L/W próbki ($l/L = 0.5$)

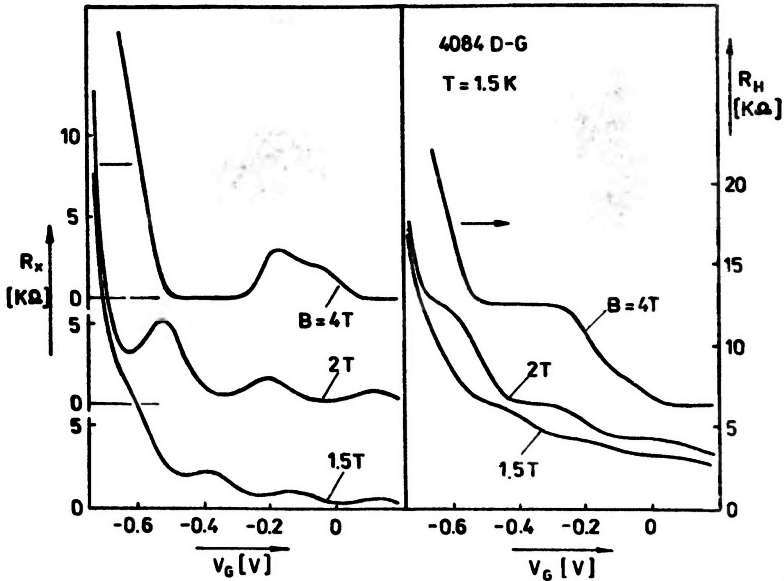


Rys. 12. Porównanie mierzonych oporów R_H i R_x z odpowiednimi składowymi tensora oporności

jak widać z rys. 10, na wartość *plateau*. Zmierzony opór Halla R_H^{exp} jest zwykle mniejszy niż wartość teoretyczna $R_H^{\text{theor}} = \rho_{xy}$ [26, 27]

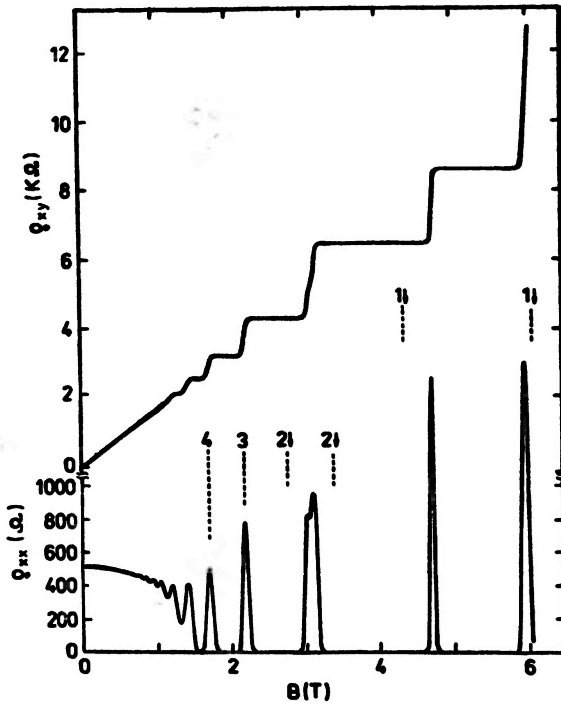
$$R_H^{\text{exp}} = G \cdot R_H^{\text{theor}}, \quad G \leq 1. \quad (17)$$

Jednakże, jak widać z rys. 11, poprawka 1-G zdąża do zera niezależnie od stosunku L/W , jeśli $\sigma_{xx} \rightarrow 0$ lub kąt Halla θ osiąga 90° ($\text{tg}\theta = \sigma_{xy}/\sigma_{xx}$). Oznacza to, że w eksperymencie można stosować próbki dowolnego kształtu, jeśli tylko $\theta = 90^\circ$ (lub $\sigma_{xx} = 0$). Poza obszarem *plateau* ($\sigma_{xx} \sim \rho_{xx} \neq 0$) zmierzony opór Halla $R_H^{\text{exp}} = U_H/I$ jest rzeczywiście mniejszy niż teoretyczna wartość ρ_{xy} [28]. Prowadzi to do pojawienia się poza obszarem *plateau* dodatkowego minimum w R_H^{exp} (rys. 9), znikającego po uwzględnieniu poprawek na skończoną długość próbki (rys. 12). Już w 1980 r. pierwsze precyzyjne pomiary wartości *plateau* na krzywej $R_H(V_g)$ pokazały, że opór jest skwantowany zgodnie z wyrażeniem $h/e^2 = 25812.8 \Omega/i$ z dokładnością względną 3 ppm.



Rys. 13. Opór Halla R_H i podłużny R_x heterostruktury $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ w funkcji napięcia bramki dla różnych wartości pola magnetycznego

Znacznie bardziej rozbudowane *plateaux* obserwuje się w heterostrukturach $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, ponieważ mała masa efektywna m^* elektronów w GaAs [$m^*(\text{Si})/m^*(\text{GaAs}) > 3$] prowadzi do dużego rozszczępienia poziomów Landaua (równanie 4). Dobra jakość międzypowierzchni $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sprawia, że elektrony posiadają dużą ruchliwość, a warunek kwantyzacji $\mu B > 1$ spełniony jest dla względnie niskich pól magnetycznych. Rysunek 13 pokazuje, że dobrze ukształtowane schodki widać już dla pól o indukcji 4 Tesla. Ponieważ gęstość nośników w heterostrukturze jest różna od zera nawet przy $V_g = 0$ V, większość publikowanych danych odnosi się do pomiarów bez napięcia na bramce w funkcji pola magnetycznego. Opór Halla $R_{xy} = \rho_{xy}$ na rysunku 14 wzrasta w sposób skokowy, przy czym *plateaux* występują dla tych wartości pola magnetycznego, dla których znika opór podłużny ρ_{xx} . Szerokość maksimów ρ_{xx} w granicy zera temperatury może służyć do określenia liczby stanów rozciągniętych. Analiza [29] wskazuje, że tylko kilka procent stanów na poziomie Landaua jest zdelokalizowanych. Ułamek stanów rozciągniętych wewnątrz pojedynczego pasma Landaua zmniejsza



Rys. 14. Opór Halla $R_H = \varrho_{xy}$ i oporność $\varrho_{xx} \sim R_x$ heterostruktury w funkcji pola magnetycznego przy ustalonej koncentracji nośników odpowiadającej napięciu bramki $V_g = 0$ V. Temperatura próbki wynosi około 8 mK

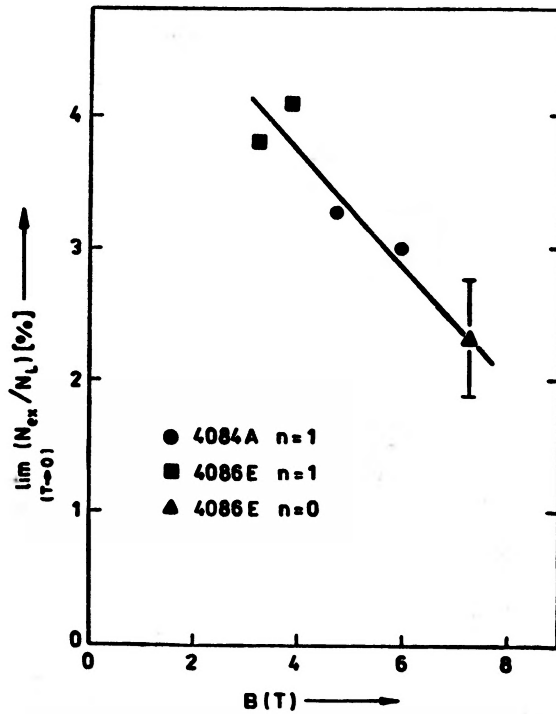
się przy wzroście pola magnetycznego, lecz ich liczba pozostaje w przybliżeniu stała, gdyż degeneracja poziomu Landaua wzrasta proporcjonalnie do pola magnetycznego.

W skończonych temperaturach ϱ_{xx} , a także i nachylenie krzywej ϱ_{xy} w obszarze *plateau*, nigdy dokładnie się nie zerują. W rzeczywistości nachylenie $d\varrho_{xy}/dB$ dla $T < 2$ K i $B > 8$ T jest tak małe, że wartość ϱ_{xy} pozostaje, z dokładnością doświadczenia $6 \cdot 10^{-8}$, stała nawet dla pięcioprocentowych zmian pola magnetycznego. Jednocześnie opór ϱ_{xx} jest zwykle mniejszy niż 1 mΩ. W wyższych temperaturach lub niższych polach magnetycznych mierzone wartości ϱ_{xx} i $d\varrho_{xy}/dn$ (lub $d\varrho_{xy}/dB$) przyjmują skończone wartości. Wyniki można opisać w ramach modelu zakładającego istnienie stanów rozciągniętych dla energii równej energii niezaburzonego poziomu Landaua E_n i stanów zlokalizowanych pomiędzy nimi (przerwa ruchliwości). Podobnie jak w układach amorficznych, zależność temperaturowa przewodnictwa σ_{xx} (lub oporności ϱ_{xx}) ma charakter aktywacyjny z energią aktywacji E_a odpowiadającą różnicy energii Fermiego i krawędzi ruchliwości. Największa energia aktywacji $E_a = \hbar\omega_c/2$ (o ile rozszczepienie spinowe jest zanedbywalnie małe i krawędź ruchliwości znajduje się w centrum E_n poziomu Landaua) występuje wtedy, gdy poziom Fermiego leży w połowie odległości pomiędzy poziomami Landaua.

Na rys. 16 przedstawiono aktywowaną oporność

$$\varrho_{xx} \sim \exp(-E_a/kT). \quad (18)$$

Zachowanie takie obserwuje się w szerokim zakresie temperatur i dla różnych układów dwuwymiarowych (odstępstwa od zależności (18) występujące zwykle w temperaturach

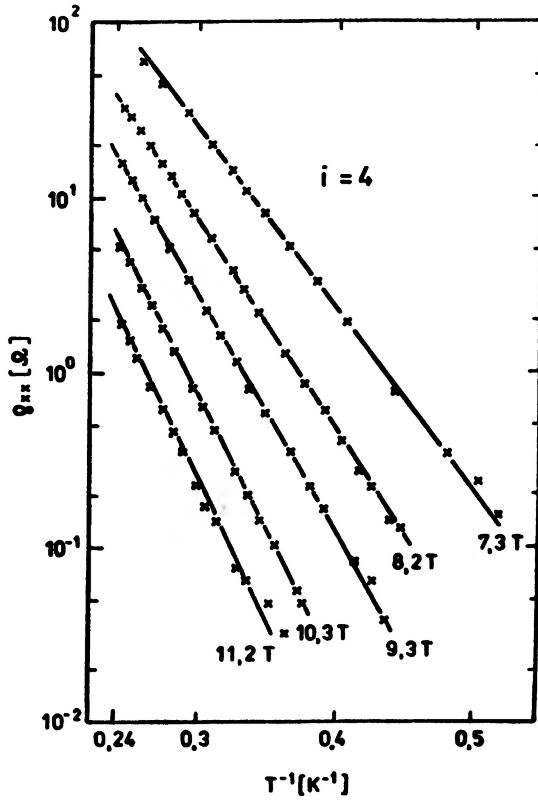


Rys. 15. Stosunek liczby stanów rozciągłych do liczby wszystkich stanów jednego poziomu Landaua w funkcji pola magnetycznego

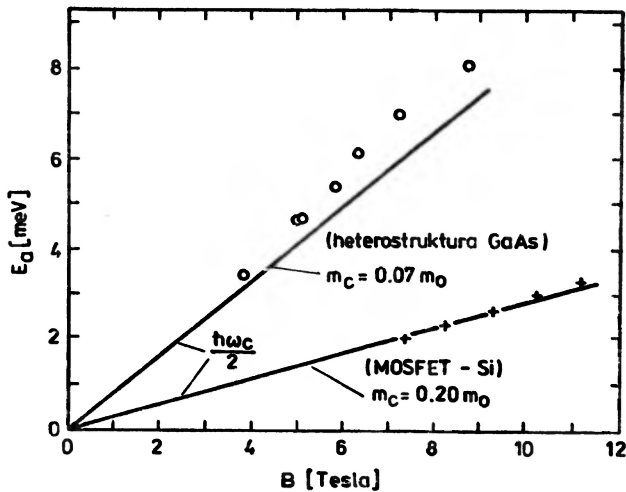
poniżej 1 K będą dyskutowane oddzielnie). Energie aktywacji, otrzymane z tych pomiarów wykreślono na rys. 17 zarówno dla MOSFET-u jak i heterostrukury GaAs-Al_xGa_{1-x}As w funkcji pola magnetycznego, a dane dość dobrze zgadzają się z oczekiwaną wartością $E_a = \hbar\omega_c/2$. Obecnie nie jest pewne, czy małe systematyczne przesunięcie mierzonych energii aktywacji w stronę wyższych wartości jest związane z zależnością czynnika proporcjonalności w równaniu (18) od temperatury czy też jest wynikiem wpływu efektów wielociałowych zwiększających przerwę.

Założenie o bliskości krawędzi ruchliwości i środka poziomu Landaua E_n potwierdza fakt, że w badanych próbkach tylko kilka procent stanów z poziomu Landaua jest rozciągłych [29]. Systematyczna analiza energii aktywacji w funkcji czynnika wypełnienia pasma pozwala na określenie gęstości stanów $D(E)$ [30]. Zaskakujące jest, że gęstość stanów (DOS) jest w przybliżeniu stała (tłó) w obszarze 60% przerwy ruchliwości, jak widać na rys. 18. Gęstość stanów „tłó” zależy od ruchliwości elektronów w sposób przedstawiony na rys. 19.

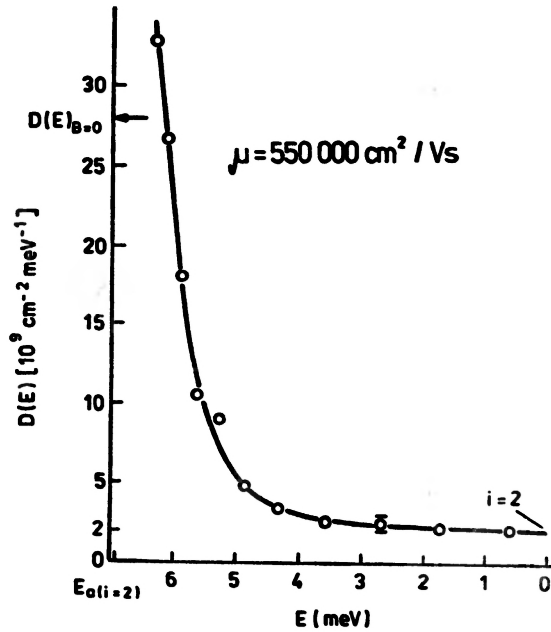
Dokładne określenie gęstości stanów w pobliżu energii poziomu Landaua tą metodą nie jest możliwe, gdyż energia Fermiego staje się zależna od temperatury, gdy DOS zmienia się istotnie w przedziale energii rzędu 3 kT. Wartość DOS w maksimum oraz jej kształt w pobliżu E_n można uzyskać z analizy zależności pojemności C układu [31, 32] od położenia poziomu Fermiego.



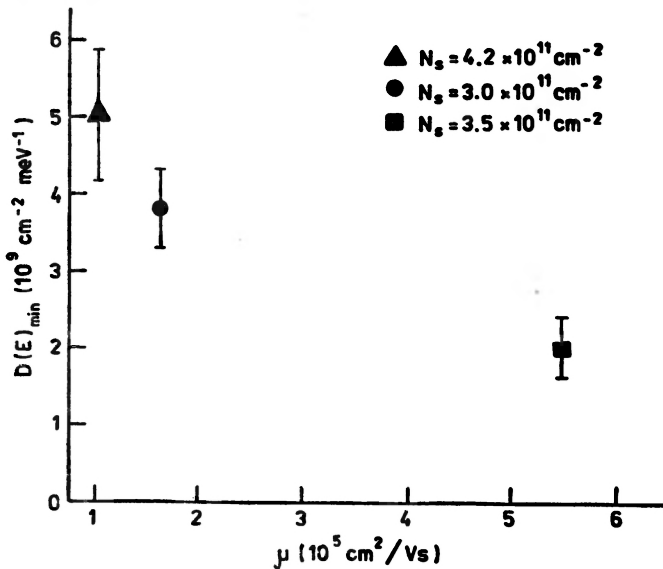
Rys. 16. Termicznie aktywowana oporność ρ_{xx} tranzystora krzemowego w różnych polach magnetycznych. Parametr zapelnienia pasm $i = 4$



Rys. 17. Energie aktywacji dla parametru zapelnienia $i = 2$ (heterostruktura GaAs) oraz $i = 4$ (MOSFET Si) w funkcji pola magnetycznego. Wyniki porównano z energią $\hbar\omega_c/2$



Rys. 18. Zmierzona (na podstawie analizy termicznie aktywowanego oporu) gęstość stanów w funkcji energii obliczanej od punktu środkowego pomiędzy dwoma poziomami Landaua (heterostruktura GaAs)

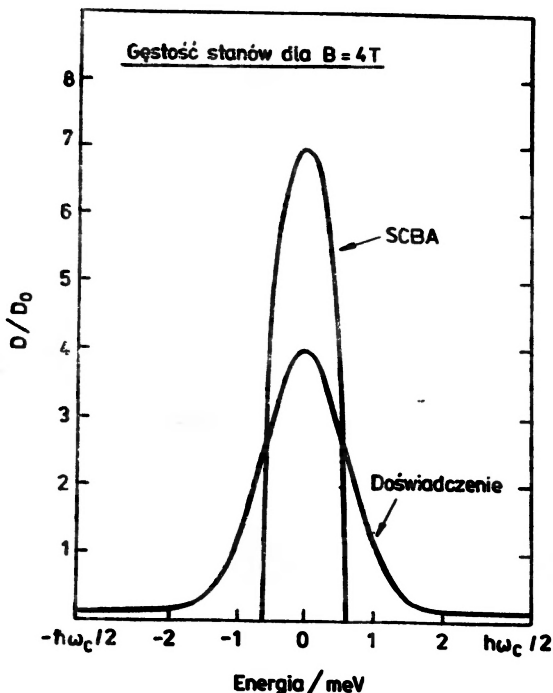


Rys. 19. Gęstość stanów tła w funkcji ruchliwości próbki

Analiza taka korzysta z równania

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{e^2 D(E_F)} + \text{const.} \quad (19)$$

Kombinacje różnych metod określania DOS daje wynik przedstawiony na rys. 20. Podobne wyniki otrzymano także w innych eksperymentach [33, 34], lecz brak jest ich teoretycznego objaśnienia.

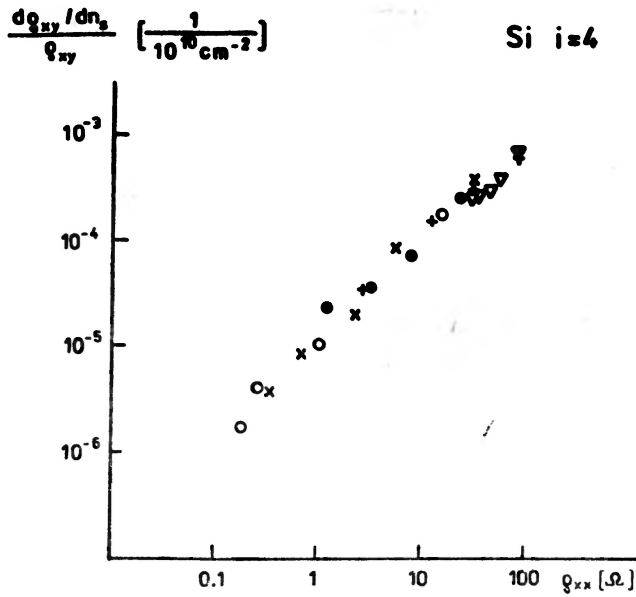


Rys. 20. Doświadczalnie otrzymana gęstość stanów heterostruktury GaAs w polu $B = 4 \text{ T}$ w porównaniu z obliczoną w ramach samouzgodnionego przybliżenia Borna (SCBA)

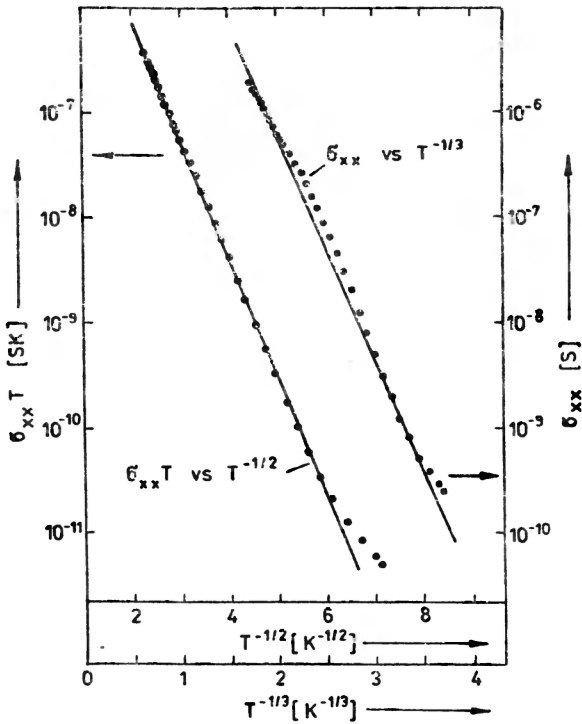
Jeżeli przyjąć, że tylko stany rozciągle wpływają na efekt Halla, to nachylenie dQ_{xy}/dn_s w obszarze *plateau* powinno posiadać tę samą energię aktywacji co $\rho_{xx}(T)$. Doświadczalnie stwierdzono [35] jednoznaczność pomiędzy minimalną opornością ρ_{xx}^{min} dla całkowitych czynników zapelnienia, a nachyleniem *plateau* Halla (rys. 21), a więc nachylenie *plateau* zmniejsza się wraz ze zmniejszaniem oporności (co oznacza niższe temperatury lub wyższe pola magnetyczne).

Zależność oporności od temperatury przestaje mieć aktywacyjny charakter w niskich temperaturach zwykle $T < 1 \text{ K}$. Podobne zachowania stwierdzono również dla układów nieuporządkowanych. Sądzi się, że przyczyną ich jest zmiennozasięgowy *hopping*. Dla układów dwuwymiarowych należy spodziewać się zależności

$$\rho_{xx} \sim e^{-(T_0/T)^{1/3}}, \quad (20)$$



Rys. 21. Zależność pomiędzy nachyleniem plateau hallowskiego $d\varrho_{xy}/dn_s$ a odpowiadającą wartością ϱ_{xx} dla całkowitych czynników zapęnlienia



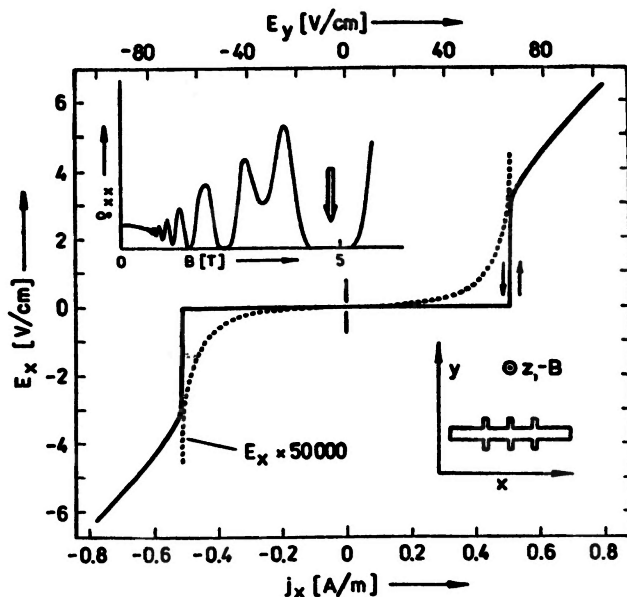
Rys. 22. Analiza zależnego od temperatury przewodnictwa w heterostrukturze GaAs dla $T < 0,2$ K (czynnik zapęnlienia $i = 3$)

o ile stany są zlokalizowane wykładniczo. Dla stanów o gaussowskim charakterze funkcji falowych przewiduje się zależność [36, 37]

$$\rho_{xx} \sim \frac{1}{T} e^{-(T_0/T)^{1/2}}. \quad (21)$$

Analiza danych eksperymentalnych wskazuje (rys. 22), że są one lepiej opisane równaniem (21). Takie samo zachowanie stwierdzono w innym układzie dwuwymiarowym — w heterostrukturze InP — InGaAs [38].

Wkład procesów hoppingu zmiennozasięgowego (VRH) do efektu Halla jest zanedbywalnie mały [39], a więc doświadczalnie określona zależność $d\rho_{xy}/dn_x$ od temperatury pozostaje aktywowana nawet jeśli główny wkład do zależności $\rho_{xx}(T)$ pochodzi od procesów VRH.



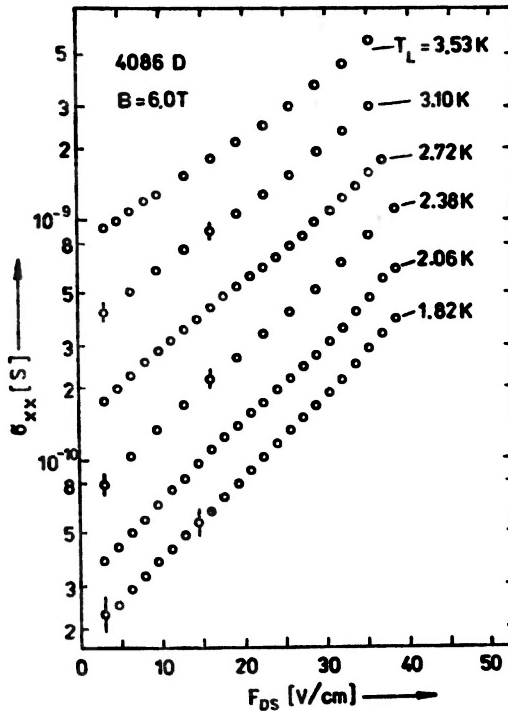
Rys. 23. Charakterystyka prądowo-napięciowa heterostruktur $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dla czynnika zapelnienia $i = 2$ ($T = 1,4$ K). Pokazano także geometrię próbki oraz wykres $\rho_{xx}(B)$

QHE nie występuje w polach elektrycznych o natężeniu przekraczającym wartość krytyczną $E_H = 60$ V/cm przy polu magnetycznym rzędu 5 T. Odpowiada to klasycznej prędkości dryfu $V_D = E_H/B = 1200$ m/s. Przy krytycznej wartości pola E_H (lub gęstości prądu j) opór gwałtownie wzrasta o kilka rzędów wielkości, a *plateau* Halla znika. Takie zachowanie obserwowane było przez wielu autorów w różnych materiałach [40-47]. Typowy wynik pokazany jest na rys. 23. Dla gęstości prądu około $j_c = 0,5$ A/m opór ρ_{xx} w środku *plateau* (czynnik zapelnienia $i = 2$) gwałtownie wzrasta. Niestabilność ta powstająca w czasie krótszym niż 100 ns jest prawdopodobnie spowodowana podwyższeniem temperatury elektronów. Przy objaśnieniu efektu rozważane są także inne mechanizmy jak delokalizacja w silnym polu elektrycznym, tunelowanie Zenera czy emisja fononów akustycznych, gdy prędkość dryfu elektronów przekracza prędkość dźwięku

[48-50]. Wzrost ρ_{xx} występuje już przy gęstościach prądu znacznie poniżej wartości krytycznej j_c (rys. 23), co może być objaśnione poszerzeniem obszaru stanów rozciągniętych, a więc zmniejszeniem przerwy ruchliwości ΔE . Jeżeli opór ρ_{xx} ma charakter aktywacyjny i przerwa ruchliwości zmienia się liniowo z natężeniem pola Halla (proporcjonalnym do gęstości prądu j) to można otrzymać, że

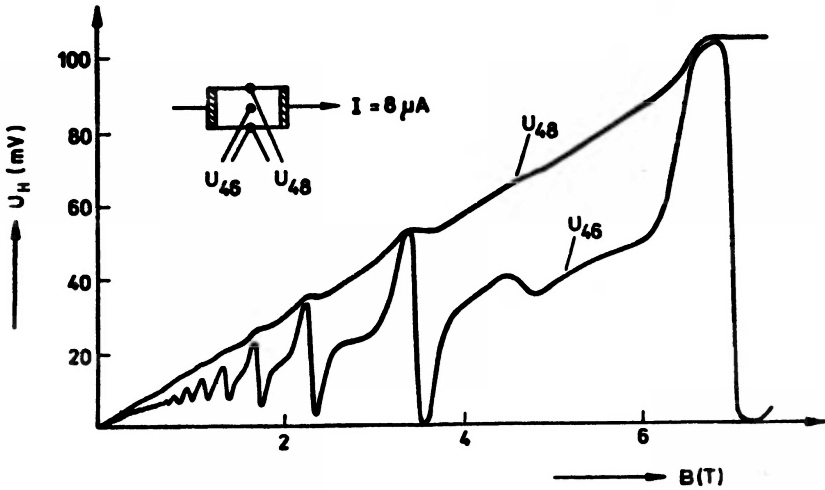
$$\ln \rho_{xx} \sim j.$$

Zależność taka widoczna jest na rys. 24, lecz ilościowa analiza jest trudna, gdyż rozkład prądu w próbce nie jest jednorodny i natężenie pola Halla obliczone na podstawie znajomości napięcia Halla i szerokości próbki, przedstawia jedynie wartość średnią. Nawet w idealnym układzie dwuwymiarowym rozkład potencjałów w próbce nie jest jednorodny [51-53]. W pobliżu granic próbki występuje wzrost gęstości prądu.



Rys. 24. Nieomowe przewodnictwo σ_{xx} heterostruktury GaAs w różnych temperaturach T ($i = 2$). Niestabilność obserwuje się dla wartości pól (źródło-dren) przekraczających 40 V/cm

Jak wynika z rys. 25, sytuacja eksperymentalna jest jeszcze bardziej złożona. Rozkład potencjałów silnie zależy od pola magnetycznego. W obszarze *plateau* linia prądu przesuwa się od jednego brzegu próbki do drugiego przy wzroście pola magnetycznego. Najbardziej prawdopodobnym wyjaśnieniem wydaje się być gradient gęstości nośników w dwuwymiarowym układzie, choć dodatkowo niejednorodności pojawiające się podczas przepływu prądu mogą odgrywać istotną rolę. Niewystarczająca znajomość mikroskopowych szczegółów w dwuwymiarowych układach sprawia, że wciąż brak jest teorii



Rys. 25. Zmierzony rozkład napięć Halla w heterostrukturze GaAs w funkcji pola magnetycznego

opisującej QHE w realnych warunkach doświadczenia. Zarówno eksperyment jak i teoria wskazują, że w granicy, gdy opór ρ_{xx} zdąży do zera, opór Halla jest skwantowany i jego wartość zależy wyłącznie od podstawowych stałych fizycznych. Fakt ten sprawia, że QHE posiada zastosowanie w metrologii.

5. Zastosowanie kwantowego efektu Halla w metrologii

Zastosowania kwantowego efektu Halla są bardzo podobne do zastosowań efektu Josephsona służącego bądź do określania stałej fizycznej h/e , bądź do realizacji wzorca napięcia. Podobnie, QHE może służyć do określania h/e^2 lub jako wzorec oporu [54].

Ponieważ odwrotność stałej struktury subtelnej α^{-1} jest proporcjonalna do h/e^2 (stała proporcjonalności jest znaną liczbą zawierającą prędkość światła), więc precyzyjne pomiary skwantowanego oporu Halla mają duże znaczenie dla wszystkich gałęzi fizyki, w których stała ta występuje.

W praktyce precyzyjny pomiar α sprowadza się do dokładnego pomiaru oporu elektrycznego. Omówienie różnych metod pomiaru i ich wyniki można znaleźć w *Materiałach Konferencji Precyzyjnych Pomiarów Elektromagnetycznych (CPEM 84)* z 1984 roku [55]. Średnia wartość α^{-1} z pomiarów w laboratoriach trzech różnych krajów wynosi

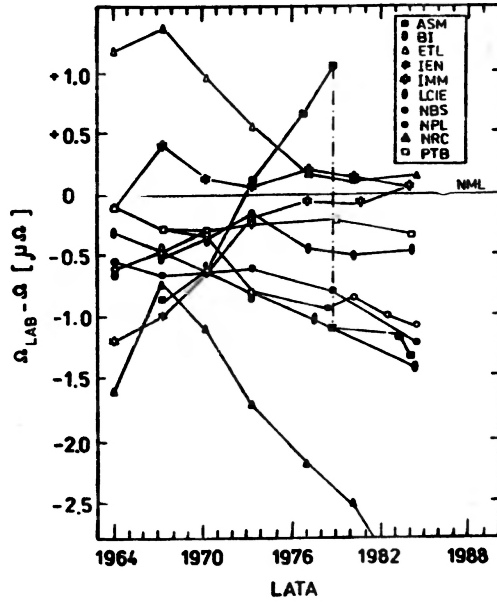
$$\alpha^{-1} = 137,035988 \pm 0,00002.$$

Rekomendowana wartość α (1973) równa jest

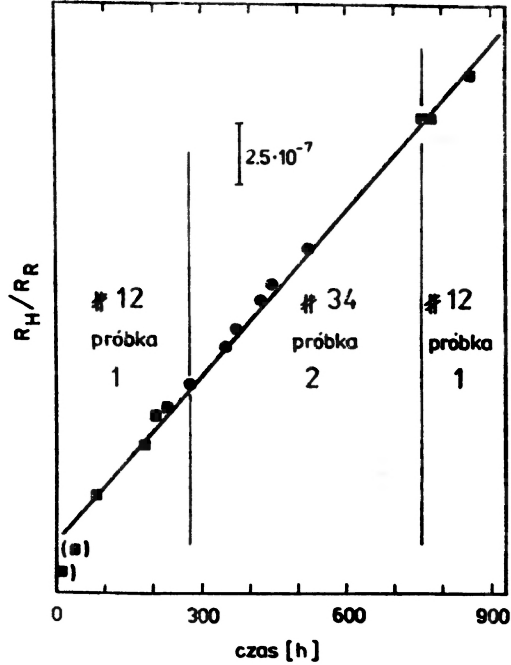
$$\alpha^{-1} = 137,03604 \pm 0,00011,$$

a najnowsze dane (1985) wstępnego określania stałych fizycznych metodą najmniejszych kwadratów dają dla α wartość

$$\alpha^{-1} = 137,035991 \pm 0,000008.$$



Rys. 25. Zależność od czasu wzorców 1Ω przechowywanych w różnych laboratoriach narodowych



Rys. 27. Stosunek R_H/R_R — skwantowanego oporu Halla do wartości oporu R_R wzorcowego opornika drutowego w funkcji czasu. Wynik zależy od czasu, lecz nie zależy od próbki Halla użytej do pomiaru

Badania różnych grup wskazują, że w granicach błędu eksperymentalnego mniejszego niż $3,7 \cdot 10^{-8}$ wyniki są niezależne od materiału (Si, GaAs, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$), oraz techniki wytwarzania układów (MBE, MOCVD) [56]. W chwili obecnej głównym problemem jest kalibracja i stabilność laboratoryjnych oporów odniesienia. Rysunek 26 pokazuje zmiany oporu 1Ω wzorca przechowywanego w różnych laboratoriach narodowych. Podstawowym zastosowaniem QHE jest określenie współczynnika zmian wzorców oporu, gdyż skwantowany opór Halla jest bardziej stabilny i lepiej powtarzalny od najlepszego opornika drutowego. Ładny przykład takiego zastosowania QHE widoczny jest na rys. 27. W doświadczeniu tym skwantowany opór Halla mierzono w Physikalische Technische Bundesanstalt względem oporu odniesienia R_R w funkcji czasu. Stosunek R_H/R_R zmienia się prawie liniowo w czasie, lecz wynik nie zależy od rodzaju próbki. Wskazuje to na zależność od czasu wartości oporu odniesienia. Jedno standardowe odchylenie wyniku doświadczalnego od wartości średniej wynosi tylko $2,4 \cdot 10^{-8}$, a więc QHE można już dzisiaj używać w roli względnego wzorca do ustalenia jednostki laboratoryjnej oporu bazującej na oporniku drutowym. Panuje zgodna opinia, że QHE powinien być użyty jako absolutny wzorzec oporu, jeżeli trzy niezależne laboratoria zmierzą tę samą wartość oporu Halla (w jednostkach układu SI) z niepewnością mniejszą niż $2 \cdot 10^{-7}$. Zakończenia tych pomiarów oczekuje się do końca 1986 r.

PODZIĘKOWANIE

Rozgłos przyznania nagrody Nobla uświadomił mi fakt, że badania nad efektem Halla zostały uwieńczone takim sukcesem dzięki wsparciu i pomocy ogromnej liczby osób i instytucji. Chciałbym im wszystkim podziękować, a wymienię nazwiska tylko tych pracowników naukowych, którzy wspierali moją pracę w czasie odkrycia QHE w 1980 r. Przede wszystkim chciałbym podziękować G. Dordzie (Siemens Forschungslaboratorien) oraz M. Pepperowi (Cavendish Laboratory, Cambridge) za dostarczenie mi wysokiej jakości układów MOS. Ciągłe wsparcie mojej pracy badawczej przez G. Landwehra oraz owocne dyskusje z moim współpracownikiem Th. Englertem przyczyniły się w istotny sposób do odkrycia kwantowego efektu Halla, za co im serdecznie dziękuję.

Tłumaczył:

Karol I Wysokiński

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Literatura

- [1] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, P. J. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 901 (1966).
- [2] *Proc. Int. Conf. on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, Surf. Sci.* **58** (1976); **73** (1978); **98** (1980); **113** (1982); **142** (1984).
- [3] F. Stern, W. E. Howard, *Phys. Rev.* **163**, 816 (1967).
- [4] T. Ando, *J. Phys. Soc., Jpn.* **51**, 3893 (1982).

- [5] J. F. Koch, w: *Festkörperprobleme (Advances in Solid State Physics)*, red. H. J. Queisser, t. 15, Pergamon-Vieweg, Braunschweig 1975, str. 79.
- [6] T. Mimura, *Surf. Sci.* **113**, 454 (1982).
- [7] R. B. Laughlin, *Surf. Sci.* **113**, 22 (1982).
- [8] R. Kubo, S. J. Miyake, N. Hashitsume, w: *Solid State Physics* **17**, 269 (1965), red. F. Seitz, D. Turnbull, Academic Press, New York 1965.
- [9] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1233 (1974).
- [10] R. B. Laughlin, w: *Two Dimensional Systems, Heterostructures and Superlattices*, red. G. Bauer, F. Kuchar, H. Heinrich, Springer Verlag, 1984, str. 272.
- [11] R. E. Prange, *Phys. Rev.* **B23**, 4802 (1981).
- [12] H. Aoki, T. Ando, *Solid State Commun.* **38**, 1079 (1981).
- [13] J. T. Chalker, *J. Phys.* **C16**, 4297 (1983).
- [14] W. Brenig, *Z. Phys.* **50B**, 305 (1983).
- [15] A. Mac Kinnon, L. Schweitzer, B. Kramer, *Surf. Sci.* **142**, 189 (1984).
- [16] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 1740 (1983).
- [17] L. Schweitzer, B. Kramer, A. Mac Kinnon, *J. Phys.* **C17**, 4111 (1984).
- [18] H. Aoki, T. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 831 (1985).
- [19] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
- [20] G. A. Baraff, D. C. Tsui, *Phys. Rev.* **B24**, 2274 (1981).
- [21] T. Toyoda, V. Gudmundsson, Y. Takahashi, *Phys. Lett.* **102A**, 130 (1984).
- [22] S. Kawaji, J. Wakabayashi, *Surf. Sci.* **58**, 238 (1976).
- [23] S. Kawaji, T. Igarashi, J. Wakabayashi, *Prog. Theor. Phys.* **57**, 176 (1975).
- [24] T. Engler, K. v. Klitzing, *Surf. Sci.* **73**, 70 (1978).
- [25] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980)
- [26] K. v. Klitzing, H. Obloh, G. Ebert, J. Knecht, K. Ploog, w: *Prec. Measurement and Fundamental Constants II*, red. B. N. Taylor, W. D. Phillips, Natl. Bur. Stand. (U.S.), Spec. Publ. 1984, t. 617, str. 526.
- [27] R. W. Rendell, S. M. Girvin, w: *Prec. Measurement and Fundamental Constants II*, red. B. N. Taylor, W. D. Phillips, Natl. Bur. Stand. (US), Spec. Publ. 1984, t. 617, str. 557.
- [28] K. v. Klitzing, w: *Festkörperprobleme (Advances in Solid State Physics)*, 1981, tom XXI, str. 1, red. J. Treusch, Vieweg, Braunschweig.
- [29] G. Ebert, K. v. Klitzing, C. Probst, K. Ploog, *Solid State Commun.* **44**, 95 (1982).
- [30] E. Stahl, D. Weiss, G. Weimann, K. v. Klitzing, K. Ploog, *J. Phys.* **C18**, L783 (1985).
- [31] T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, M. Heiblum, *Phys. Rev.* **B32**, 2696 (1985).
- [32] V. Mosser, D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog, G. Weimann, *Solid State Commun.*, w druku.
- [33] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1820 (1985).
- [34] J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, V. Navayanamurti, A. Y. Cho, A. C. Gossard, w: *Proc. Inst. Conf. on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, Kyoto 1985, *Surf. Sci.*, w druku.
- [35] B. Tausendfreund, K. v. Klitzing, *Surf. Sci.* **142**, 220 (1984).
- [36] M. Pepper, *Philos. Mag.* **37**, 83 (1978).
- [37] Y. Ono, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 237 (1982).
- [38] Y. Guldner, J. P. Hirtz, A. Briggs, J. P. Vieren, M. Voos, M. Razeghi, *Surf. Sci.* **142**, 179 (1984).
- [39] K. I. Wysokiński, W. Brenig, *Z. Phys.* **B54**, 11 (1983).
- [40] G. Ebert, K. v. Klitzing, *J. Phys.* **16**, 5441 (1983).
- [41] M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field, E. R. Williams, S. M. Girvin, A. C. Gossard, D. C. Tsui, R. J. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1374 (1983).
- [42] F. Kuchar, G. Bauer, G. Weimann, H. Burkhard, *Surf. Sci.* **142**, 196 (1984).
- [43] H. L. Störmer, A. M. Chang, D. C. Tsui, J. C. M. Hwang, w: *Proc. 17th Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, red. J. D. Chadi, W. A. Harrison, Springer, New York 1985, str. 267.
- [44] H. Sakaki, K. Hirakawa, J. Yoshino, S. P. Svensson, Y. Sekiguchi, T. Hotta, S. Nishii, *Surf. Sci.* **142**, 306 (1984).

- [45] K. v. Klitzing, G. Ebert, N. Kleinmichel, H. Obloh, G. Dorda, G. Weimann, zob. [43], str. 271.
- [46] F. Kuchar, R. Meisels, G. Weimann, H. Burkhard, zob. [43], str. 275.
- [47] V. M. Pudalov, S. G. Semenchinsky, *Solid State Commun.* **51**, 19 (1984).
- [48] P. Stfeda, K. v. Klitzing, *J. Phys.* **C17**, L483 (1984).
- [49] O. Heinonen, P. L. Taylor, S. M. Girvin, *Phys. Rev.* **B30**, 3016 (1984).
- [50] S. A. Trugman, *Phys. Rev.* **B27**, 7539 (1983).
- [51] A. H. Mac Donald, T. M. Rice, W. F. Brinkman, *Phys. Rev.* **B28**, 3648 (1983).
- [52] O. Heinonen, P. L. Taylor, *Phys. Rev.* **B32**, 633 (1985).
- [53] J. Riess, *J. Phys.* **C17**, L849 (1984).
- [54] K. v. Klitzing, G. Ebert, *Metrologia* **21**, 11 (1985).
- [55] Precyzyjne pomiary kwantowego oporu Halla są omówione w: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM 34**, str. 301-327.
- [56] F. Delahaye, D. Dominguez, F. Alexandre, J. P. Andre, J. P. Hirtz, M. Razeghi, *Metrologia* (w druku).

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*John Archibald Wheeler*Princeton University *
Princeton, USA**Niels Bohr a fizyka jądrowa ******Niels Bohr and Nuclear Physics**

Każdy, kto chce przedstawić wkład Nielsa Bohra w rozwój fizyki jądrowej musi rozpocząć od pierwszej pracy, jaką on opublikował, noszącej tytuł „Wyznaczenie napięcia powierzchniowego wody metodą drgań jej strumienia” [1]. Ukazała się ona w r. 1909, gdy autor miał 24 lata. Wraz z drugą pracą, jaką w rok później opublikował Bohr na ten sam temat [2], była ona wczesnym świadectwem zainteresowania, jakim darzyć miał on przez całe życie kroplę cieczy i jej drgania. Dwadzieścia osiem lat później drgająca kulka cieczy stać się dzięki niemu miała modelem wzbudzenia jądra atomowego [3], a po trzydziestu latach modelem rozszczepienia jądra [4, 5].

Jeszcze istotniejszą rolę w tworzeniu podstaw fizyki jądrowej odegrało pojęcie reakcji jądrowej zachodzącej poprzez stan jądra złożonego — wprowadzone przez Bohra w r. 1936, w tym samym czasie co i model kroplowy — oraz jego powojenny wkład w powstanie idei wzbudzenia kolektywnego i sformułowanie kolektywnego, czy też uogólnionego modelu jądra.

O ile kroplowy model Bohra był poprzedzony jego pracami o włoskowatości, o tyle bohrowskie pojęcie jądra złożonego i idea wzbudzeń kolektywnych opierały się na bogatym jego dorobku w zakresie budowy atomu, zjawisk rezonansowych i przejścia od adiabatycznych do nieadiabatycznych warunków zachodzenia procesów atomowych.

* Obecnie, i od wielu już lat, prof. J. A. Wheeler pracuje w Center of Theoretical Physics, The University of Texas, Austin, Texas, USA (przyp. Red.).

** Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 16, no. 10 (1963), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1964, American Institute of Physics].

Jest to trzecie już wspomnienie poświęcone Nielsowi Bohrowi w związku ze stuleciem jego urodzin, które przypadło w ub. roku (1985). Uprzednie dwa ukazały się w poprzednim zeszycie *Postępów Fizyki* (5/1986). Niniejsze przedstawia mniej znaną (niż fizyka atomu i mechanika kwantowa w ogóle) dziedzinę jego działalności — fizykę jądrową. Pochodzi z pierwszej ręki — od współpracownika N. Bohra w tej właśnie dziedzinie (przyp. Red.).

Zarówno w fizyce atomowej jak i w jądrowej skupiał on swoją uwagę na mechanizmie oddziaływań cząstek, a nie na naturze tych oddziaływań. Przecistawianie sobie i porównywanie atomów czy jąder z kroplami cieczy, wskazujące na analogie mechanizmu wiązania i wzbudzania, było według niego skutecznym sposobem podejścia do problemów fizyki jądrowej. By mówić o wkładzie Bohra w rozwój fizyki jądrowej nie trzeba szukać okrągłej rocznicy. W tym roku mamy jednak do tego szczególnie prawo, gdyż w lipcu 1963 r. mija 50 lat od powstania jego teorii budowy atomu.

O ile fizyka atomowa była tłem dla późniejszych prac Bohra w dziedzinie fizyki jądrowej, to jest również prawdą, że fizyka jądrowa dostarczyła mu środków umożliwiających wykonanie jego wcześniejszych, kluczowych prac o budowie atomu. Cząstki alfa przechodzące przez materię, ich straty energii i wszystko to, czego można było się w ten sposób dowiedzieć o wiązaniu elektronów w atomie — był to temat pierwszej pracy Bohra o zdolności hamowania [6]. Temat ten interesował go przez całe życie. Stał się on ogniskiem nowych dyskusji po narodzinach mechaniki falowej. Felix Bloch zostawił nam cenne sprawozdanie [7] o rozważanych wtedy problemach i rozwiązaniach jakich się doczekały.

Gdy w kwietniu 1912 r. Bohr dołączył do grupy Rutherforda w Manchesterze, wydawało się, że bliższe zaangażowanie się w fizykę jądrową będzie jego przeznaczeniem. Jak ujął to on sam [8]: „W pierwszych tygodniach mojego pobytu słuchałem za radą Rutherforda wprowadzającego wykładu o eksperymentalnych metodach badania radioaktywności, który pod doświadczonym okiem Geigera, Makowera i Marsdena prowadzony był dla studentów i nowych pracowników. Wkrótce jednak pochłonęły mnie rozważania nad ogólnymi teoretycznymi następstwami, jakie niósł nowy model atomu” — i dalej nie ma już nawet wzmianki o pracy eksperymentalnej!

Mimo to jednak, Bohr nieustannie interesował się zarówno jądrem atomowym jak i obiegającymi je elektronami. „A więc”, jak sam wspomina, „gdy (w pierwszej połowie 1912 r.) dowiedziałem się, że liczba dotychczas zidentyfikowanych stabilnych i radioaktywnych substancji przekracza już liczbę miejsc dostępnych w słynnej tablicy Mendelejewa, to od razu zdałem sobie sprawę, że takie chemicznie nierozróżnialne substancje, na których istnienie Soddy zwrócił dość wcześnie uwagę i które później nazwał «izotopami», posiadają taki sam ładunek jądrowy, a różnią się jedynie masą i strukturą wewnętrzną jądra. Bezpośrednim stąd wnioskiem (na który nie mogłem nie zwrócić uwagi) było to, że rozpad promieniotwórczy substancji, całkiem niezależnie od jakiegokolwiek zmiany jej masy atomowej, musi zmieniać jej miejsce w tablicy okresowej o dwa kroki w dół lub jeden do góry zgodnie ze zmniejszeniem lub zwiększeniem ładunku elektrycznego towarzyszącego odpowiednio emisji promieni alfa lub beta. Kiedy zwróciłem się z tym do Rutherforda chcąc poznać jego stosunek do tego typu rozumowania, wyraził on, jak zwykle, żywe zainteresowanie dla każdej szansy otrzymania prostej interpretacji, ale z charakterystyczną ostrożnością przestrzegł mnie przed przypisywaniem nadmiernego znaczenia konsekwencjom wynikającym z nowego modelu atomu i przed zbyt pochopnym wnioskowaniem na podstawie stosunkowo ubogiej informacji doświadczalnej” [8]. Tak więc Bohr nie opublikował swoich idei; zaś w kilka miesięcy później w oparciu o bogatsze dane doświadczalne Soddy i Fajans sformułowali to samo prawo przesunięcia.

Bohr nadal utrzymywał bliski kontakt z nowymi osiągnięciami w fizyce jądrowej

również i po powrocie do Kopenhagi, gdzie zorganizował Instytut Fizyki Teoretycznej przeniesiony w 1921 r. do nowego gmachu. Postęp, jaki w latach dwudziestych dokonał się zarówno w tym, jak i w innych ośrodkach badawczych na drodze ku zrozumieniu struktury atomu i mechaniki falowej, stworzył też warunki dla nowego podejścia do fizyki jądrowej. Rozwój tej dziedziny następował coraz gwałtowniej, zwłaszcza w następstwie odkrycia neutronu, dodatniego elektronu i sztucznej radioaktywności.

W latach 1933-34 miałem szczęście współpracować w fizyce jądrowej z Georgem Breitem, który gorąco też poparł myśl, bym drugi rok mojego stypendium spędził w Kopenhadze. W liście do Narodowej Rady Nauki (National Research Council) pisałem, że chciałbym pracować z Bohrem, ponieważ ma on głębsze, niż ktokolwiek inny ze znanych mi badaczy, wejrzenie w nie rozwiązane jeszcze problemy fizyki.

W pewnym sensie wrzesień 1934 r. nie był najlepszym momentem, aby rozpocząć pobyt w Kopenhadze. Bohr stracił właśnie w wypadku żeglarskim swego najstarszego syna i z tego powodu nikomu nie było początkowo łatwo znaleźć okazję do rozmowy z nim. Jednakże po kilku tygodniach, częściowo dzięki cotygodniowym seminariom, na pierwszym planie pojawiły się nowe zagadnienia naukowe. Wkrótce uwagę wszystkich pochłonął pewien problem fizyki jądrowej, który był zwiastunem odkrycia mezonu.

Eksperymenty z promieniowaniem kosmicznym wykonywane przez Bothe'go, Rossiego i innych wykazały, że przez grubą warstwę ołowiu przechodziły nie tylko cząstki o ładunku dodatnim, ale także i o ładunku ujemnym. Czy należało uznać te cząstki za elektrony, łamiąc w ten sposób prawa elektrodynamiki kwantowej w ich ówczesnym kształcie, czy też za ujemnie naładowane obiekty należące do nieznanego jeszcze gatunku cząstek? Powszechnie przyjętym poglądem było w tamtym czasie uznawanie elektrodynamiki kwantowej za teorię pełną niejasności, przy czym szczególnie podnoszono brak uzasadnienia dla jej zastosowania w obszarze energii 137 razy większych niż energia spoczynkowa elektronu. Z tego powodu wyrażano często przypuszczenie, iż elektrony promieniowania kosmicznego mogłyby z powodzeniem łamać znane prawa kwantowej elektrodynamiki. Przewidywania jej zaś były jasne i wyraźne. Bothe obliczył szybkość wypromieniowywania energii przez elektrony przechodzące przez pole kulombowskie jądra atomowego. Przewidywana średnia droga swobodna elektronu, po której traci on w ołowiu połowę lub więcej swojej energii, wynosiła mniej niż jeden centymetr. Jeśli teoria była w porządku, to obserwowane cząstki o dużej zdolności przenikania nie mogły być elektronami.

Czy elektrodynamika kwantowa była teorią poprawną w swoim przewidywaniu tak ważnego faktu? Było to zagadnienie wciągające w gorące dyskusje. Do znalezienia odpowiedzi przyczynił się zwłaszcza, obok von Weizsäckera i innych gości czasowo przebywających w Instytucie, aktywny współpracownik Bohra E. J. Williams, który wielokrotnie odwiedzał Kopenhagę na dłuższe okresy.

Do dyskusji wprowadzono relatywistyczny punkt widzenia. Zamiast patrzeć na zderzenie z punktu widzenia elektronu poruszającego się względem jądra, rozważano jądro ołowiu poruszające się względem elektronu. Wpływ pola sił jądra na elektron analizowano w języku „widma równoważnego” elektronu. Okazało się, że wpływ ten związany jest głównie z „równoważnym widmem” fotonu dla energii fotonu tego samego rzędu, co energia spoczynkowa elektronu, czyli energii pół miliona elektronowoltów. Przy takich

energiach prawa elektrodynamiki były bardzo dobrze spełnione, co wynikało nie tylko z rozważań teoretycznych, ale także z najstaranniej wykonanych i niepodważalnych doświadczeń nad rozpraszaniem promieni X na elektronach. Stąd można było wyciągnąć wniosek, co mocno podkreślał Bohr, że w sposób nieunikniony niewielka część energii musi być w układzie poruszającym się przekazana promieniowaniu. To samo promieniowanie musiało mieć wysoką energię, gdy patrzyło się na nie w układzie laboratoryjnym. Elektron promieniowania kosmicznego musi więc w ołowiu tracić energię z niesłychaną szybkością, co daje mu średnią drogę swobodną poniżej jednego cm. Ten zasadniczy, choć wcześniej uznawany za wątpliwy, wniosek okazał się [9] nieuchronną konsekwencją najprostszych i najlepiej ustalonych zasad fizyki.

Na tak zdecydowanie wzmocnionych podstawach teoretycznych mógł oprzeć się Carl Anderson prowadząc swoje badania zdolności przenikania cząstek promieniowania kosmicznego o mierzonych jednocześnie pędach. Ustalił on niepodważalnie, że chodziło o nowy rodzaj cząstek i wprowadził mezony do podręczników fizyki.

Drugim budzącym zainteresowanie zagadnieniem było w latach 1934-35 anomalne rozpraszanie promieni gamma na jądrach i efekt Delbrücka. Doświadczenia Graya i Tarranta oraz Meitner i Hupfelda wykazały, że blok ołowiu rozprasza pod dużymi kątami o wiele więcej promieni gamma o dużej energii niż tego można było oczekiwać biorąc pod uwagę elektrony i jądra atomowe. Czy mogło to być dziełem jakiegoś nowego procesu fizycznego?

Jak zauważył Delbrück, w elektrodynamice było miejsce na nowe zjawisko. Promień gamma przechodząc przez pole elektryczne jądra mógł wytworzyć tam parę złożoną z dodatniego i ujemnego elektronu. Te dwie cząstki mogły następnie rekombinować i wysłać promień gamma o wyjściowej energii w całkiem nowym kierunku. Obliczenie przekroju czynnego na takie zjawisko jest jednym z najtrudniejszych problemów elektrodynamiki kwantowej. Zadanie przekraczało nawet możliwości Delbrücka. Nie było więc żadnego dobrze określonego przewidywania teoretycznego, z którym można by było porównać dane doświadczalne.

Na szczęście, istotną pomoc znaleziono przerzucając pomost między teorią i doświadczeniem. Z jednej strony, pewne oszacowanie wielkości tego rozpraszania uzyskać można było na gruncie teorii dyspersyjnej. Otrzymane liczby były tak małe, że efekt Delbrücka z trudnością mógł być uważany za źródło rozpraszania anomalnego. Z drugiej strony — zwłaszcza dzięki E. J. Williamsowi i Ernestowi Plessetowi — można było starannie wejrzeć w złożone efekty wtórne, jakie zachodzić mogą w dużym bloku ołowiu. Wchodzący w ołów promień gamma może wytworzyć fotoelektron lub elektron Comptona lub też parę złożoną z dodatniego i ujemnego elektronu. Cząstki tworzone w tych trzech procesach podlegają silnemu rozpraszaniu w ołowiu. Elektrony emitują przenikliwe promieniowanie hamowania w kierunkach bardzo różniących się od początkowego. Poza tym, dodatnie elektrony anihilują i wytwarzają jeszcze twardsze fotony. Promieniowanie hamowania i anihilacja mogły wspólnie w prosty i jasny sposób zdać sprawę z tajemniczego rozpraszania anomalnego. Nie było potrzeby przywoływania nowego efektu fizycznego.

Niemniej jednak, badania te zwróciły już uwagę fizyków na koherentne rozpraszanie promieniowania elektromagnetycznego przez jądro. Jako metody pozwalającej wyrazić

to rozpraszanie przez przekroje czynne dla znanych procesów użyto naturalnie znanego wzoru dyspersyjnego. Nieopublikowany rękopis zawierający takie podejście krążył w Instytucie w małej grupie fizyków, której Bohr był aktywnym członkiem. Wyrażał on zdanie, że brak jest pewności, czy podejście dyspersyjne jest poprawne. Dlatego też niczego nie opublikowano. Dopiero po trzech latach Kronig, zajmując się niezależnie tym zagadnieniem, dostarczył zdecydowanego dowodu, że wzór dyspersyjny, jako prosta konsekwencja zasady przyczynowości, jest prawdziwy nawet dla dużych energii — co otworzyło drzwi jego nowym zastosowaniom do opisu różnorodnych procesów wysoko-energetycznych.

Najbardziej frapującym i nabrzmiałym konsekwencjami, oraz najbardziej tajemniczym z trzech zagadnień jakimi interesowano się w Instytucie w latach 1934-35, nie było ani promieniowanie hamowania szybkich elektronów, ani anomalne rozpraszanie promieni gamma, ale rezonansowy wychwyty neutronów. Møller przebywał wiosną 1935 r. w Rzymie i wracając przywiózł szczegóły zagadkowego wyniku otrzymanego przez Fermiego i współpracowników. W jaki sposób mogło jądro wykazywać przekrój czynny na przechwycenie neutronu setki razy większy niż jego własny przekrój geometryczny? Dyskusje w Kopenhadze skupiły się na tym problemie. Ja musiałem wyjechać, zanim doprowadziły one do wniosków końcowych.

Pozwolę sobie przypomnieć, że w roku następnym, 1936, dokonano dwu decydujących, praktycznie równoczesnych i całkiem niezależnych kroków w kierunku zrozumienia rezonansowego wychwyty neutronów; jeden był dziełem Bohra w Kopenhadze (wystąpienie przed Duńską Akademią 27 stycznia 1936 [10] i w Londynie 11 lutego [11]), drugi — Breit i Wignera w Madison (artykuł „Wychwyty powolnych neutronów” otrzymany przez *Physical Review* 13 lutego 1936 r. [12], a także komunikat Nr 30 przedstawiony na posiedzeniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego 21-22 lutego 1936). Breit i Wigner widzieli mechanizm prowadzący do wychwyty w wymianie energii między padającą cząstką i cząstką związaną w jądrze. Na tej podstawie doszli do swojego słynnego wzoru na przekrój czynny w funkcji energii w pobliżu wąskiego rezonansu. Zdali sobie przy tym sprawę, że ten wzór rezonansowy stosował się do szerszego zakresu sytuacji niż oryginalny mechanizm wymiany energii między cząstką padającą i związaną.

Bohr natomiast nie zajmował się teorią rezonansu jako taką, ani nie interesował się dokładnym kształtem rezonansu. Zajął się raczej analizowaniem roli, jaką obserwowane szerokości poziomów i odstępów między nimi grają w reakcjach jądrowych i budowie jądra atomowego. Główny wniosek z jego analizy streszczał się w pojęciu *jądra złożonego*, zgodnie z którym — mówiąc w uproszczeniu — padające promieniowanie o energii rezonansowej tworzy wraz z jądrem tarczy układ, który żyje tak długo, że zdąży on zapomnieć, w jaki sposób został utworzony. Jądro złożone może więc być uważane za prosty analog jednego ze zwykłych jąder radioaktywnych, jakie już gruntownie przebadał Rutherford i jego współpracownicy. Stan rezonansowy może rozpaść się poprzez emisję cząstki alfa, może doznać rozpadu beta, wysłać foton czy neutron lub proton — i w ten sposób przejść do nowego stanu kwantowego — z pewnym prawdopodobieństwem na sekundę, zwanym też stałą przemiany, charakterystycznym dla każdego z tych procesów, które to procesy są nie tylko niezależne od siebie, ale i niezależne od mechanizmu przejścia. Bohr wypowiedział więc z całą ogólnością, choć bez pewnych oczy-

wistych szczegółów matematycznych, tę samą ideę, jaką niezależnie rozwinęli Breit i Wigner, obdarzając ją całą pełnią teorii rezonansowej — stosowanej jednak do szczególnego mechanizmu fizycznego polegającego na dwucząstkowej wymianie energii.

To tyle, jeśli chodzi o wnioski jakie można wyciągnąć z (1) zaobserwowanego istnienia wzbudzeń o *szerokości naturalnej malej* w porównaniu z odległością do sąsiedniego poziomu. Co natomiast z innymi dwoma cechami danych doświadczalnych? (2) W danym jądrze atomowym wszystkie rezonanse dające wychwyty powolnego neutronu są całkiem *podobne* do siebie, zarówno pod względem prawdopodobieństwa emisji kwantu gamma jak i wartości stałej przemiany na ponowne wyemitowanie neutronu. (3) Średnie *odstęp*y między takimi podobnymi poziomami są o całe rzędy wielkości *mniejsze* od tych, jakich można by się spodziewać uważając neutron za cząstkę poruszającą się niezależnie od innych w średnim polu sił. Wzbudzenia jądra są pod tym względem odmienne od wzbudzeń atomu, gdzie można uznać z dobrym przybliżeniem, że każdy elektron porusza się w średnim efektywnym polu sił atomowych. Pomiedzy jądrami a atomami musi istnieć w tym względzie duża jakościowa różnica, przynajmniej jeśli chodzi o stany powyżej progę na emisję cząstek — czyli te stany, jakie dostępne są w doświadczeniach z bombardującymi cząstkami.

Spostrzeżenia te poprowadziły Bohra ku modelowi, który był całkowitym przeciwieństwem modelu planetarnego, charakteryzującego się długą średnią drogą swobodną. Porównał on jądro atomowe do kropli cieczy, w której molekula ma średnią drogę swobodną bardzo krótką w porównaniu z rozmiarami układu. Taki model kroplowy stanowił oczywiście pewne zawężenie pojęcia jądra złożonego. Jednakże jego wielka przewaga polegała na tym, że pozwalał on jasno uwidocznic mechanizm umożliwiający jądru magazynowanie [10] MeV energii na przeciąg czasu milion razy dłuższego niż czas przelotu cząstki od jednego krańca układu do drugiego. Podczas jednego z wcześniejszych wykładów na ten temat, o czym dowiadujemy się z doniesienia prasowego [11], Bohr demonstrował układ kul bilardowych spoczywających na stole w środku łagodnego zagłębienia. Inną kulę bilardową wstrzeliwano z zewnątrz do tego układu z energią wystarczającą z nawiązką do wybicia każdej pojedynczej kuli z zagłębienia. Mimo to, zostawała ona uwięziona w zagłębieniu. Wracając od tego modelu do prawdziwego jądra, Bohr podkreślał, że „nadmiar energii padającego neutronu rozdzielany był błyskawicznie pomiędzy wszystkie cząstki jądra, skutkiem czego przez pewien czas żadna z nich nie miała wystarczającej energii kinetycznej by wyjść z jądra”.

Dla kogoś zaznajomionego z modelem kroplowym może być rzeczą bardzo interesującą odczytanie słynnej pięciostronicowej pracy Bohra o wychwycie neutronów i budowie jądra [10].

Zazwyczaj przyjmuje się, że model kroplowy wymaga założenia, że średnia droga swobodna nukleonu jest mała w porównaniu z promieniem jądra. Jest to koncepcja, której użyteczność objawiła się nieco później, przy pierwszych próbach opisu drgań jądra i jego rozszczepienia. Niemniej jednak, Bohr starannie unika odwołania się do czegoś tak konkretnego. Jego praca sformułowana jest w o wiele ogólniejszym języku. Zachowuje ona swoją ważność i dzisiaj, gdy wiemy już, że średnia droga swobodna nie jest *ani* bardzo długa, *ani* bardzo krótka w porównaniu z rozmiarami jądrowymi, lecz porównywalna

z nimi. Na ile obecny stan wiedzy sądzić pozwala, sformułowania tej pracy pozostaną jeszcze poprawne i jasne przez wieki całe. Jak narodził się tak zrównoważony sposób widzenia rzeczy?

Nikt, kto u boku Bohra mocował się z jakąś nie rozwiązana jeszcze zagadką fizyki, nie zapomni burzliwych dyskusji, ich wzlotów i upadków, kolejnego próbowania najbardziej skrajnych pomysłów i pełnych siły słów Bohra, którymi często podsumowywał taki czy inny wniosek uzyskany po drodze: „Jak można wierzyć takiemu to a takiemu pogładowi gdy taki to a taki jest tak *absolutnie* jasny?”. Ten czy inny model, czy to będzie model cząstek niezależnych, czy model kroplowy czy jakiś zupełnie inny, był szkicowany na tablicy w formie obrazowego diagramu i wykorzystywany aż do granic swojej zdolności przewidywania. Z tej całej masy szczegółów i pomysłów nie ma często ani śladu w ostatecznej pracy. Po dotknięciu skrajności wiadomo już w jakich granicach musi leżeć prawda. Jedynie to, że punkty skrajne są często tak nieokreślone, powoduje, że używany język może się wydawać mglisty czytelnikowi nie przygotowanemu lub nie uprzedzonemu. Posłużmy się kilkoma cytatami z pracy o wychwycie neutronu [10], które zilustrują ten fakt.

Przeciwstawiając sobie strukturę jądra i atomu, Bohr stwierdza, że „możliwość obserwacji indywidualnych cząstek w atomie przy pomocy takich zderzeń, i badania w ten sposób ich własności, oparta jest przede wszystkim na przestronności badanego systemu, która powoduje, że wymiana energii pomiędzy poszczególnymi cząstkami składowymi jest mało prawdopodobna. Ze względu jednak na ciasne upakowanie cząstek w jądrze, musimy być przygotowani, że takie właśnie wymiany energii mogą grać wiodącą rolę w typowej reakcji jądrowej.” Uważne odczytanie ostatniego zdania pozwala spostrzec jak dokładnie wypowiada ono to wszystko, co można powiedzieć o średniej drodze swobodnej nukleonu. Nigdzie autor nie podpisuje się pod stwierdzeniem tak ostrym jak: „średnia droga swobodna jest mała w porównaniu z rozmiarami jądra”. Jednakże, choć o tym nigdzie nie mówi, przebadał on już i poznał szczegółowo wszelkie możliwe wnioski, które mogą wypływać z tak prostego założenia.

Inny przykład ilustrujący jego ostrożność, wzięty z tej samej pracy [10], ma związek z pytaniem czy wychodzące z jądra cząstki mają również i wewnątrz jądra cechy cząstek swobodnych. Omawia on powody, dla których cząstki beta należy uważać za kreowane w akcie rozpadu, a nie za stałe składniki jądra atomowego. Przechodząc do nukleonów, zauważa on, że: „Szczególnie fakt, że wszystkie masy jąder są w pierwszym przybliżeniu wielokrotnościami jednostki prawie równej masie neutronu, czyni zasadnym uznanie cząstek o takiej masie za mechanicznie odrębne obiekty istniejące w jądrze atomowym. Ze względu na małą różnicę między masami neutronu i protonu... wydaje się jednak, że możliwe jest dopuszczenie istnienia w jądrze cząstek o tych samych elektrycznych i magnetycznych własnościach, co swobodne neutrony i protony.”

Dalej jeszcze w tej pracy, dyskutując dlaczego odstęp między poziomami są tak znacznie mniejsze we wzbudzonej jądrze od odstępów, których można by oczekiwać na podstawie idei wzbudzeń jednocząstkowych, dobrze znanych w atomach, robi on uwagę, że „sformułowania w rodzaju «poziomy cząstki alfa», czy «poziomy protonowe», tak jak się używa ich w codziennych dyskusjach dotyczących tych efektów [przemian

rezonansowych z cząstkami alfa], oparte na przypisaniu pojedynczej cząstce całej roli w tworzeniu wzbudzenia jądra, tracą całe swoje znaczenie” — i dalej z całą ostrożnością — „ze względu na przyjęty tutaj sposób widzenia wzbudzenia jądrowego”.

W końcu, we wnioskach z tej fundamentalnej pracy, prowadzącej do nowoczesnego spojrzenia na strukturę jądra, znaleźć można te słowa: „... nawet jeśli zagadnieniu budowy jądra brakuje tej szczególnej prostoty, w swym mechanicznym aspekcie charakterystycznej dla struktury atomu, i która tak bardzo ułatwiła... [wyjaśnienie tej struktury], ... to jednak zawiera ono w sobie zastanawiająco dobre warunki dla wszechstronnej interpretacji charakterystycznych własności jądra, pozwalając na wydzielenie w procesie zachodzenia reakcji jądrowej wyraźnie oddzielonych od siebie faz, co nie ma swego odpowiednika w mechanistycznym zachowaniu się atomów.”

Podobnie jak zakończenie tej pracy Bohra, następne jego artykuły zaczynają się od przedstawienia tej właśnie koncepcji podziału reakcji jądrowej na wyraźnie oddzielone fazy, z których pierwsza polega na wchłonięciu padającej cząstki i utworzeniu jądra złożonego, a druga na współzawodniczących ze sobą sposobach oddawania otrzymanej energii.

Spośród późniejszych prac na podobne tematy, jedna z najważniejszych, napisana przez Bohra i Kalckara [13] w 1937 r., dotyczyła budowy jądra atomowego. Jej autorzy próbowali, w świetle danych wówczas dostępnych, dokonać ogólnej analizy zarówno zjawiska wiązania jądra atomowego w jedną całość, jak i wzbudzeń jądrowych. Zajmują się w niej energią kinetyczną pojedynczych nukleonów, ściśliwością materii jądrowej i drganiami polegającymi na zmianach rozmiarów jądra. Dochodzą oni w niej do rozważenia sposobów wzbudzenia jądra, które można porównywać z oscylacjami kształtu kropli cieczy nieściśliwej. Pokróctce omawiają problem obrotów jądra jako całości. Później zajmują się analizą statystyczną energii całkowitej wynikającej ze wzbudzenia wielu takich niezależnych drgań jednocześnie. Poprawne wnioski wyciągają co do zachowania się gęstości poziomów z rosnącą energią wzbudzenia. W końcu, wraz z należywym omówieniem fundamentalnego wzoru Breita i Wignera, podają analizę zmian przekroju czynnego reakcji jądrowej wraz z energią, zarówno dla obszaru niższych energii, gdzie występują zjawiska rezonansowe, jak i dla wyższych energii, przy których poziomy jądrowe przekrywają się.

Ta praca z 1937 r. musiała pozostawić wiele spraw nie wyjaśnionych. Jedną z nich była kwestia, jak należy rozumieć przekrój czynny na absorpcję promieni gamma przy energiach, dla których rezonanse zachodzą na siebie. Wyjaśnienie tych problemów nadeszło dopiero w 1939 r. wraz z podstawową pracą Bohra, Peierlsa i Placzka [14]. Wykazali oni, że przekrój czynny powinien być, w porównaniu do prostych oszacowań, poprawiony o duży czynnik, który zależy od stosunku szerokości poziomów do odstępów między nimi.

Tak przedstawiał się stan wiedzy dotyczącej budowy jądra atomowego i reakcji jądrowych, kiedy w niedzielę, 16 stycznia 1939 r., szwedzko-amerykański transatlantyk *Gripsholm* przybił do nabrzeża w Nowym Jorku i Bohr zszedł na ziemię amerykańską.

Dopiero wtedy, gdy opuszczając Europę znalazł się bezpiecznie na pokładzie statku, Frish i Meitner odważyli się powiedzieć mu o odkryciu Hahna i Strassmanna i o swoich pierwszych przemyśleniach, co mogłoby to oznaczać. Obawiali się, że rozgłosiłby on nową ideę wszem i wobec, zanim oni sami mieliby szansę przetrwać to odkrycie. Mo-

żemy sobie wyobrazić tę podróż przez Atlantyk i wszystkie myśli, jakie musiały się podczas niej pojawić! Przypominam sobie moje podniecenie, gdy zaledwie w kilka minut po przywitaniu, Bohr powiedział mi w zaufaniu o rozszczepieniu uranu.

Spędził on większą część wiosennego semestru w Princeton. I on i ja zostaliśmy od razu pochłonięci pracą nad analizą nowego efektu. Idealnym do tego tłem były poglądy na budowę jądra, które pojawiły się podczas trzech ostatnich lat. Oczywiście wyniki i nowe problemy. Dostarczyły one zastosowań i testów pojęcia jądra złożonego, a w szczególności modelu kropłowego. Dostarczyły one również ram dla wypracowania nowych idei dotyczących cech budowy jądra atomowego i teorii prawdopodobieństw zachodzenia reakcji.

Pierwszym z rozważanych zagadnień był problem uwalniania energii w rozszczepieniu. Ideę przewodnią uzyskano tutaj z prac Gamowa i Weizsäckera o półklasycznym opisie mas jądrowych. Należało przy tym wprowadzić dodatkowy człon, by opisać różnice mas jąder parzysto-parzystych i parzysto-nieparzystych, różnice, które tak ważne były na innym etapie analizy tak odmiennych własności rozszczepienia jąder ^{235}U i ^{238}U . Inna zmiana w półklasycznym wzorze masowym konieczna była, by odtworzyć kręty przebieg doliny stabilności jądrowej. Dopiero po tych zmianach można było wyznaczyć z pewną dozą dokładności energię uwalnianą przy podziale jądra na fragmenty o takiej czy innej masie. Wtedy, tak jak i teraz, nie widać było w uwalnianej energii niczego, co sugerowałoby przewagę rozszczepienia niesymetrycznego nad symetrycznym. Poza kinetyczną energią fragmentów udało się z poprawionego wzoru masowego wyznaczyć energie uwalniane w kolejnych rozpadach beta danego fragmentu. Można było również porównać te energie rozpadów fragmentów z energią wiązania neutronu w jądrze będącym produktem rozpadu beta. Wynikło stąd, że w kilku rzadkich przypadkach produktom tym pozostaje wystarczająco dużo energii, by mogły one wyemitować neutron. W ten sposób można było zrozumieć, ciągle jeszcze wówczas zagadkowe, pojawianie się po rozszczepieniu neutronów opóźnionych.

Kluczowymi dla rozszczepienia wielkościami, wynikającymi z półklasycznej analizy mas jądrowych, były jednakże nie same energie przemiany, ale oszacowania energii elektrostatycznej i powierzchniowej jądra złożonego istniejącego zanim nastąpiło rozszczepienie. Były one wyjściowymi danymi dla obliczenia energii krytycznej potrzebnej by zapoczątkować podział, energii o wiele mniejszej niż *wydzielana* w rozszczepieniu! Przy pierwszych etapach tych obliczeń biegaliśmy po kilka razy do biblioteki, przeskakując po dwa stopnie schodów prowadzących do Fine Hall, aby zaglądać do *Dzieli Zebranych* Lorda Rayleigha, dla którego intuicji fizycznej i mądrości wyrażał Bohr wielki szacunek przy rozmaitych okazjach na przestrzeni lat. Wychodząc od energii powierzchniowej kropli kulistej, i rozważając małe odstępstwa od kulistości, można było u Rayleigha odnaleźć zmiany energii powierzchniowej do drugiego rzędu (małych) wielkości. Rayleigh nie miał powodu, by zajmować się energią elektrostatyczną jednorodnie naładowanej kropli cieczy, jednak on i inni analizowali wielkość identyczną, choć o przeciwnym znaku — czyli energię grawitacyjną kuli poddanej małym deformacjom przyptywowym.

Udało się więc poznać zależność od małych deformacji dwu energii — elektrostatycznej i powierzchniowej. Wartość bezwzględna obydwu można odczytać z półklasycznego wzoru masowego. *Zmiana* względem wartości charakterystycznych dla kuli jest

określona dla każdej z tych energii przez współczynnik w członie drugiego rzędu w odkształceniu. W przypadku uranu, obliczony dodatni współczynnik wyznaczający wzrost energii powierzchniowej okazywał się dla małej deformacji większy niż ujemny współczynnik określający spadek energii elektrostatycznej. Innymi słowy, jak wynikało z obliczeń, uran był stabilny ze względu na małe zmiany kształtu; wniosek pozostający w oczywistej zgodności z doświadczeniem.

Wyznaczona stabilność innych jąder atomowych zależała od stosunku Z^2/A pomiędzy kwadratem liczby ładunkowej i pierwszą potęgą liczby masowej. Krytyczna wartość stosunku Z^2/A , wyznaczająca przejście od stabilności do niestabilności, wypadła dla jąder o wiele lżejszych niż dwukrotna masa uranu. Rozsądnym wnioskiem było więc w tych okolicznościach uznanie tego faktu za naturalne wyjaśnienie (poza niestabilnością alfa) dla niepowodzeń przy poszukiwaniu bardzo ciężkich jąder w przyrodzie.

Stabilność, przebadana dotychczas dla małych odkształceń, musiała być na tym etapie badań przeanalizowana dla większych deformacji. W tym celu stało się konieczne wyjście poza człony drugiego rzędu wzięte od Rayleigha. Wyznaczono człony rzędu trzeciego i czwartego w odkształceniu. Pozwoliło to stwierdzić, że energia najpierw rośnie, a później opada wraz z deformacją. Położenie maximum wyznaczało barierę ze względu na rozszczepienie. Jądra trzeba dostarczyć krytyczną ilość energii, aby, jak stąd wnioskowano, mogło ulec rozszczepieniu bez potrzeby kwantowego tunelowania przez barierę. Znalazłszy się raz ponad barierą, jądro wydłuża się coraz szybciej i w końcu rozrywa na dwa fragmenty.

Pytanie, czy wychwyt powolnego neutronu jest w stanie spowodować rozszczepienie z wystarczającym prawdopodobieństwem, stało się więc pytaniem, czy energia wyzwalana przy dodawaniu neutronu przewyższa barierę na rozszczepienie. Dla jąder o wystarczająco dużym ładunku będzie tak zawsze, a dla lżejszych, zwyczajnych jąder nie będzie tak nigdy. Jasne było, że uran znajdował się blisko krytycznej granicy — ale jak blisko?

Bohr mieszkał w Nassau Club, podobnie jak Rosenfeld, który przyjechał razem z nim i ściśle z nim współpracował nad głębokim problemem pomiaru wielkości związanych z polem elektromagnetycznym. Pewnego ranka, w początkach lutego, George Placzek jadł z nimi śniadanie [15]. Rozmowa skierowała się oczywiście na postępy w zrozumieniu mechanizmu rozszczepienia. Placzek wyrażał swój sprzeciw wskazując na obserwacje, których teoria nie mogła wyjaśnić. Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez uran wykazywał rezonans przy ok. 10 eV, podczas gdy przekrój czynny na rozszczepienie — całkiem pokaźny przy energiach termicznych — nie przejawiał struktury rezonansowej przy 10 eV. W torze zaś, znów istniał rezonans przy niskiej energii, ale przekrój czynny na rozszczepienie, zgodnie z pomiarami Ladenburga, nie osiągał znaczącej wartości dla energii neutronu poniżej ok. 1.5 MeV. Bohr stał się niespokojny, wstał od stołu, i głęboko zamyślony poszedł wraz z Rosenfeldem do Fine Hall, gdzie bez słowa wstępu zaczął szkicować na tablicy kompletne wyjaśnienie tych faktów w ramach istniejącej teorii.

Dla toru, jak już się domyślamy, bariera na rozszczepienie musi być o ok. 1,5 MeV wyższa niż energia uwalniana przez wchłonięcie neutronu. Tak więc tylko szybkie neutrony dają znaczne prawdopodobieństwo wywołania rozszczepienia. I dlatego rezonans dla powolnych neutronów musi prowadzić do wychwytu, a nie do rozszczepienia.

W uranie, obecność podobnego rezonansu prowadzącego wyłącznie do wychwytu

dowodziła, że bariera na rozszczepienie musi być wysoka. Dlatego i tu również jedynie szybkie neutrony powinny powodować rozszczepienie. Jak to więc się dzieje, że neutrony termiczne wywołują również pewną, choć skromną, liczbę rozszczepień w naturalnym uranie? Jedynym oczywistym wyjściem z tego paradoksu było stwierdzenie, że ta skromna liczba rozszczepień wywołanych powolnymi neutronami zachodzi w rzadkim izotopie ^{235}U . Wychwyty neutronu przez ten izotop prowadzi do jądra złożonego o wzbudzeniu o wiele wyższym niż wzbudzenie powstające w ^{238}U . Stąd też poziomy energetyczne leżą tam znacznie bliżej siebie. Są tak bliskie, że aż się przekrywają. A więc nie ma rezonansu dla rozszczepienia powodowanego powolnymi neutronami w uranie naturalnym — a samo wystąpienie rozszczepienia wynika z zawartości jednej części uranu ^{235}U w 139 częściach naturalnej mieszanki.

Z teorii na jej ówczesnym etapie rozwoju można więc było wnioskować, że ^{235}U , gdyby został wyseparowany, byłby silnie rozszczepialny przez powolne neutrony. Spośród wszystkich nas świadomych istnienia tego nowego wniosku, i tego wszystkiego, co niósł on dla możliwości użycia uranu jako źródła energii, tylko Placzek miał wątpliwości. Cudowny człowiek, ktoś o najwyższej uczciwości, był on często czarującym i bezkompromisowym sceptykiem, gdy chodziło o nowe pomysły, i w szczególności był wówczas takim sceptykiem w stosunku do idei przypisującej uranowi ^{235}U odpowiedzialność za rozszczepialność uranu naturalnego. Założyliśmy się o to z Placzkiem, stawiając: ja 18 dolarów i 46 centów, a on jednego centa, które to stawki wzięliśmy ze stosunku masy protonu i elektronu. Nieco ponad rok później, 16 kwietnia 1940 r., natychmiast po doświadczalnym potwierdzeniu, że ^{235}U jest jednak odpowiedzialny za rozszczepienie powolnymi neutronami, otrzymałem od Placzka przekaz pieniężny opiewający na jednego centa z jednym słowem komentarza: „Gratulacje”.

Głębiej niż zagadnienie progowej energii rozszczepienia — zgodnie z tym, jak dalej rozwijaliśmy ogólną teorię — leżał problem prawdopodobieństw rozszczepienia. Mechanizm przejścia ponad barierą jest wielce podobny do monomolekularnej przemiany, w której złożona molekula przechodzi przez tak zwany „stan przejściowy”. W problemie tym znana jest temperatura i trzeba wyznaczyć szybkość zachodzenia reakcji. W zagadnieniu jądrowym znana jest energia, a wyznaczyć trzeba szerokość poziomu. Aby obliczyć tę wielkość konieczne było porównanie przestrzeni fazowej dostępnej jądro zanim przeszło ono nad barierą z liczbą komórek przestrzeni fazowej dostępnych na samym szczycie bariery. Prowadziło to wprost do obliczania czegoś, co wówczas nazywano N_f — „liczba stanów wzbudzenia dostępnych przy rozszczepieniu w punkcie siodłowym”. Dziś używamy krótszego terminu: „liczba kanałów rozszczepienia”. Analiza statystyczna prowadziła do bardzo prostego wyrażenia dla stosunku szerokości poziomu i odstępów między poziomami, mianowicie był on równy liczbie kanałów rozszczepienia podzielonej przez 2π .

$$\Gamma_f/D = N_f/2\pi.$$

Gdy dostępna energia wzbudzenia przekracza jedynie o niewielką wartość barierę na rozszczepienie, z powyższego wzoru wynika, że szerokość na rozszczepienie jest niewielkim ułamkiem odstępów między poziomami. Z drugiej strony zaś, przy wysokim wzbudzeniu liczba dostępnych kanałów rozszczepienia rośnie prawie wykładniczo z energią. W tej sytuacji możliwe było wyjaśnienie, dlaczego przekroje czynne dla rozszczepienia ^{238}U

i ^{232}Th rosą najpierw prawie wykładniczo z energią neutronu, by później osiągnąć coś, co ma prawie postać *plateau*.

W obszarze najbardziej stromego wzrostu przekroju czynnego, nowe kanały otwierają się jeden za drugim. W tamtych dniach przypuszczano, że efekty kwantowe rozmyją indywidualność tych kanałów. Dziś już wiemy z precyzyjnych doświadczeń Lamphere'a i Greena, oraz rozważań teoretycznych Aage Bohra, że każdy nowy kanał wytwarza swój własny skok przekroju czynnego jako funkcji energii. W ten sposób możemy wprost zliczać stany jądra znajdującego się w stanie przejściowym o danej energii i przypisać liczbie N_f dobrze określone znaczenie doświadczalne.

Wiele innych problemów pojawiło się w toku dalszej analizy zagadnienia. Wymienię tutaj tylko kilka z nich, aby zilustrować to, jak dobrze Bohr zdawał sobie sprawę ze złożoności procesu rozszczepienia. Czy jeden rezonans, występujący w rozpraszaniu powolnych neutronów, będzie bardzo różnił się ze względu na czas życia od innego rezonansu? Nad pytaniem tym często debatowano i Bohr przychylił się do poglądu, że różnice te nie będą wielkie. Jednakże pojęcie kanału rozszczepienia nie było jeszcze w tym czasie potwierdzone eksperymentalnie ani dostatecznie szczegółowo rozwinięte pod względem teoretycznym, aby można było zająć zdecydowane stanowisko co do takich różnic.

Nie rozwiązane problemy istniały również dla rozszczepienia samorzutnego. Z czasu życia na rozszczepienie, zmierzonego dla niewzbudzonego uranu, możliwe było otrzymanie „doświadczalnej” wartości dla całki przenikania Gamowa związanej z barierą rozszczepienia. Wartość ta zgadzała się co do rzędu wielkości z wynikiem, jaki można było obliczyć na podstawie modelu kropłowego. W modelu tym rozważano kształty przyjmowane przez kroplę w procesie przechodzenia przez barierę, posługując się przy tym rozwinięciem, do drugiego rzędu włącznie, względem zaburzenia kształtu sferycznego. Wartość otrzymanej w ten sposób całki przenikania była jednak ok. dwa razy za mała w porównaniu z doświadczeniem. Było to przyczyną niepozbowionych niepokoju uwag Bohra, jakie znalazły się w jego liście do mnie z lipca 1939 r., czyli po tym, jak nasza wspólna praca wysłana została do druku, a przed otrzymaniem korekty autorskiej. Dziś wiemy już na podstawie badań nad modelem kropłowym, jakimi przez wiele lat zajmowali się Świątecki i jego współpracownicy używając szybkich maszyn obliczeniowych, że bariera rozszczepienia nie opada tak szybko za swoim wierzchołkiem, jak przewidywano na podstawie pierwszych trzech wyrazów szeregu potęgowego, lecz przeciwnie, zachowuje znaczną wartość i przejawia złożoną strukturę aż do bardzo dużych deformacji.

Innym tematem budzącym coraz głębsze zainteresowanie w miarę jak napływało coraz więcej informacji doświadczalnych o masach fragmentów rozszczepienia, była wieczna zagadka: jak to się dzieje, że jeden fragment rozszczepienia jest na ogół znacznie cięższy niż drugi? Obecnie mamy tak bogaty materiał doświadczalny dokumentujący to ważne i złożone zagadnienie, że nie na miejscu byłaby próba przedyskutowania go tutaj. Zainteresowanie, jakim Bohr darzył ten problem odzwierciedliło się w szkicu pracy, który nadesłał mi w końcu 1939 r. razem z propozycją wspólnej kontynuacji tej pracy. Główną ideą było istnienie pary punktów siodłowych na powierzchni energii w funkcji deformacji, z których każdy odpowiadałby, wraz z odpowiednim wierzchołkiem bariery, za rozszczepienie asymetryczne. Jednakże, im bardziej przyglądaliśmy się tej interpre-

tacji, tym bardziej wydawało się wątpliwe, by asymetria w rozszczepieniu była prosto związana jedynie z własnościami konfiguracji punktu siodłowego. Dziś należy uznać, że mamy tu do czynienia z nader złożonym przejawem dynamiki rozszczepienia.

Wraz z wojną nadszedł kolosalny rozwój fizyki rozszczepienia. Nie miejsce tu jednak na poruszanie zagadnień energii jądrowej w jej różnorodnych zastosowaniach ani na dyskusowanie żywego zainteresowania Bohra dla związanych z nią powojennych problemów politycznych [16]. Zamiast tego właściwym wydaje się przedstawienie powojennych poglądów Bohra na strukturę jądra atomowego i reakcje jądrowe.

Okolo r. 1949 pojawiło się mnóstwo danych wskazujących, że nie we wszystkich aspektach jądro porównywać można z kroplą cieczy. Wręcz przeciwnie, ma ono pewne cechy upodabniające je do atomu — i to bardziej niż sądzono dotychczas. Uznano za nieuniknione założenie, że w pewnym przybliżeniu pojedyncze nukleony znajdują się w oddzielnych stanach i każdemu z nich przypisać można jego własny zespół liczb kwantowych. Jest niezwykłym zbiegiem okoliczności dla fizyki jądrowej, że średnia droga swobodna nukleonów w materii jądrowej jest na tyle bliska rozmiarom jądra, że z jednej strony niezwykle użyteczny jest model kropłowy, oparty na założeniu o jej krótkości, a z drugiej — model cząstek niezależnych, zakładający, że jest ona duża w porównaniu z rozmiarami jądra, ma jeszcze większą moc przewidywania. Obecność dwu tak różnych punktów widzenia na budowę jądra atomowego, z ich sprzecznymi przewidywaniami, stworzyła istotny problem: jak je pogodzić i zespolić w jednolity obraz struktury jądra.

W liście z grudnia 1948 r. Bohr sugerował, że nasze dalsze dyskusje tego tematu byłyby ze wszech miar pożądane. Ponownie udało nam się więc spotkać w ostatnim kwartale 1949 i pierwszym miesiącu 1950 r., zanim doszło do wzmożenia wojskowych badań nad bombą wodorową. Nasze dyskusje były liczne i skupiały się wokół pojęcia oddziaływania pojedynczych nukleonów z powierzchnią jądra, co miało łączyć zjawiska jednocząstkowe z ruchem kolektywnym. Niewątpliwie konieczny był dalszy i jeszcze bardziej wyszukany rozwój idei wysuniętych przez Bohra w 1936 r., zgodnie z którymi „wzbudzenie jądrowe będzie odpowiadać pewnemu kwantowemu ruchowi kolektywnemu wszystkich cząstek jądra”. Rozważając pasjonujący pomysł Bohra o sprzężeniu nukleonu z powierzchnią (gdy jechałem pociągiem do Paryża po podniecającej dyskusji w Kopenhadze), nie mogłem się oprzeć myślom o możliwości wyjaśnienia w ten sposób zagadkowo dużego momentu kwadrupolowego niektórych jąder w ich stanie podstawowym.

Model kropłowy z jego kulistym kształtem równowagi nie mógł oczywiście prowadzić do takich momentów. Również i elektryczne momenty kwadrupolowe pojedynczych cząstek poruszających się w polu sił o symetrii kulistej nie mogły dostarczyć wyjaśnienia. Jednakże, gdy dopuściło się istnienie niesferycznego ciśnienia wywieranego przez nukleony na powierzchnię, i wynikającą stąd deformację jądra, którą obliczyć można było na podstawie modelu kropłowego, otrzymywało się momenty kwadrupolowe o poprawnym rzędzie wielkości. Krok ten pasował dobrze do idei Bohra o jednolitym obrazie ruchów kolektywnych i jednocząstkowych. W dniu 24 grudnia 1949 r., po dyskusji tych problemów, jaką odbył Bohr z Lindhardem, napisał on: „To co mówi Pan o swoich rozważaniach dotyczących momentu kwadrupolowego jądra z jedną cząstką w pustej, poza nią, powłoce wydaje nam się piękne i przekonujące. Tak jak to rozumiemy, kluczem

zagadnienia jest, że deformacja jądra powstająca na skutek obecności takiej cząstki pociągnięta za sobą stosunkowo duży moment kwadrupolowy cząstek w powłokach zamkniętych”.

Do takiego samego wniosku doszedł niezależnie James Rainwater i opublikował go w swojej pięknej i ważnej pracy¹ [17].

Kontynuując, Bohr pisał o zagadnieniu dynamiki deformacji — problemie, który żywo go zajmował: „Jeśli chodzi o opis drgań wzbudzonego jądra w języku pojedynczych cząstek, to nie jesteśmy jednak pewni, czy w pełni rozumiemy Pańskie rozważania, które atakują problem bardzo bezpośrednio. Z góry nie wydaje mi się całkiem jasne, jak można poddać analizie problem deformacji jądrowych i ich zależności czasowych w tak ogólny sposób.

Wydawałoby się raczej, że istotnym problemem fizycznym jest zbadanie metodą póładiabaticzną zmian energii wiązania pojedynczych cząstek towarzyszących drganiom deformacji całego jądra, oraz że uzasadnieniem dla dotychczasowego podejścia do problemu powinno być pojawienie się dodatkowych członów w energii całkowitej jądra, podobnych do tych jakie opisują drgania kropli cieczy lepkiej.”

W tym czasie zaczęliśmy już spisywanie pewnych uwag o problemach budowy jądra i reakcji jądrowych, w których próbowaliśmy połączyć jednoczątkowy i kropłowy punkt widzenia, i myśląc o dalszych postępach naszej pracy Bohr dodał: „Dlatego też byłoby najlepiej, gdyby mógł Pan przyjechać w tygodniu pomiędzy 14 a 21 stycznia.”

Ośrodkiem życia i pracy podczas mej wizyty był pałac Carlsberga, który zawsze spełniał tę rolę dla innych członków rodziny współpracowników Bohra. Jedynie podczas śniadania z Panią Bohr mieliśmy chwilę wytchnienia, zajmując się wiadomościami zamieszczonymi w dwu dziennikach i dyskutując rozwój sytuacji politycznej. Po śniadaniu i aż do godzin wieczornych między dziesiątą a północą toczyły się dyskusje, dzień po dniu, czasem w atrium, a czasem w przyległym do niego pokoju do pracy. Atrium w kształcie litery U, z wieńczącą je szklaną kopułą i podcieniem z kolumnami, skopiowane było z Pompei przez Jacobsena, konstruktora i ofiarodawcę tego pięknego domu. Było to idealne miejsce dla uprawiania ulubionego przez Bohra stylu dyskusowania podczas przechadzki. Czasem konieczne było przejście do sąsiedniego pokoju, by na tablicy rozwinąć jakiś szczegół rozumowania. Pokoju tego używaliśmy zawsze, gdy dyskusje doprowadzały do jakiejś konkluzji, którą czasami spisywałem ja, a czasami formułował Bohr.

Miejsce to spełniało bohrowską definicję miejsca do pracy: „miejsce, gdzie nikt nie może cię uchronić od pracy”. Jedną z jego najbardziej uroczych zalet było istnienie szafy z szufladami, w liczbie ok. dwudziestu pięciu. Każda z nich miała ok. całą wysokość i zawierała szkic pracy dotyczącej takiego lub innego problemu fizyki. Każdy temat dojrzał od szkicu do szkicu — czasem na przestrzeni lat — aż do osiągnięcia stanu, w którym według Bohra opublikowanie go było wreszcie stosowne. Pośród rękopisów, których podstawowe idee pochodziły z dalekiej przeszłości, jeden z najbardziej znanych dotyczył momentu pędu i jego wymiany w procesach atomowych i jądrowych. Nigdy

¹ Praca ta zadecydowała o przyznaniu J. Rainwaterowi, wspólnie z A. Bohrem i B. R. Mottelsonem Nagrody Nobla z fizyki w r. 1975 (przyp. Red.).

nie osiągnął on stadium publikacji. Jednakże, tak jak i inne szkice z tej kolekcji stawiał on pytania i formułował wnioski dostarczające punktu wyjścia dla dalszego rozwoju nowych idei

Jesienią 1949 r. otrzymałem od Bohra taki właśnie rękopis zatytułowany „Wstępne uwagi o budowie atomu i jądra”. Dostarczył on punktu wyjścia dla całej naszej późniejszej działalności. Ten tydzień intensywnej pracy w Kopenhadze w styczniu zbliżył nas do sformułowania na piśmie kolektywnego modelu jądra, który obejmowałby zarówno ruchy jednoczątkowe jak i drgania kolektywne, i do zrozumienia na tym gruncie zjawiska rozszczepienia, a w szczególności rozkładu liczby protonów zawartych we fragmentach o danej liczbie masowej, jaki realizuje się przy rozszczepieniu.

Kilka dyskusji toczonych przy śniadaniu podczas tych ostatnich styczniowych dni dotyczyło radzieckich prób jądrowych z jesieni 1949 r. i sporów prowadzonych poprzez Atlantyk co do kwestii, czy Stany Zjednoczone powinny podjąć pracę nad bombą termojądrową. Jakie by nie były czynniki mogące wpływać na taką pilną decyzję, Bohr podkreślał swoją wiarę w długofalowy ideał *Świata Otwartego* [16]. W tym samym czasie — świadom jak zwykle rzeczywistości politycznej — podkreślał wciąż to, co często mówił i uprzednio: „W jaki sposób mogłaby Europa Zachodnia pozostać wolną i żyć w pokoju po II wojnie światowej, gdyby Ameryka nie posiadała bomby atomowej?”

Już w kilka dni po tych dyskusjach zadania związane z badaniami Zachodu nad obroną termojądrową niespodziewanie przerwały i zlikwidowały jakąkolwiek dalszą sposobność mojej współpracy z Bohrem na okres od lutego 1950 r. do marca 1953. Nasza analiza, tak jak daleko ją wtedy posunęliśmy, wraz z dodatkowymi rozważaniami Davida Hilla i moimi nad zjawiskiem rozszczepienia i sprzężeniem pojedynczych nukleonów z powierzchnią jądrową, zawarte zostały w rękopisie przesłanym Bohrowi w 1952 r. Z jego odpowiedzi wynikało w sposób oczywisty, iż czuł on, że wiele jeszcze zagadnień należało głębiej przemyśleć i dalszy okres współpracy byłby wysoce pożądany. Każdy z nas zdawał sobie jednak doskonale sprawę, że było to niewykonalne. W tych okolicznościach doradził on, aby wyniki naszych prac dotyczących modelu kolektywnego zostały opublikowane przez Hilla i przeze mnie w ich ówczesnym kształcie, mimo tego, że znacząca ich część była jego własnym dziełem, i w tej postaci praca ta się ukazała [18].

Szczęśliwie dla dalszego rozwoju kolektywnego modelu jądra, zwanego też modelem uogólnionym, Aage Bohra — przebywający wtedy na Uniwersytecie Columbia — doszedł całkiem niezależnie i od całkowicie innej strony do podobnych rozwiązań. Zdał on sobie sprawę, że stany rotacyjne jądra atomowego powinny być opisywane za pomocą oddziaływania pomiędzy kwantowymi stanami pojedynczych nukleonów i obracającą się studnią potencjału związaną ze zdeformowanym i obracającym się jądrem. Znalazł się on wobec konieczności rozróżnienia pomiędzy ruchem kolektywnym związanym z obrotem i niezależnymi od niego ruchami pojedynczych nukleonów. Znaczenie jego pracy dla późniejszego rozwoju fizyki jądrowej jest zbyt dobrze znane, by wymagało tutaj poruszenia. Wzrost naszego rozumienia budowy jądra i przemian jądrowych osiągnięty przez tych, co działali i działają w Kopenhadze, że wymienię tylko Aage Bohra i Bena Mottelсона, daje nam wiarę, iż duch Nielsa Bohra żyje w czynach tych, którzy zaznali jego wpływu.

W czasie mojej wizyty w Kopenhadze, któregoś z późniejszych lat, podczas rozmowy prowadzonej w spokojny niedzielny poranek, Bohr mówił o tym, jak wszyscy wielcy

przywódcy religijni — pośród nich Jezus, Lao-Tse, Konfucjusz i Budda — zdobywali swój wpływ na innych ludzi poprzez zdolność pocieszania tych, którzy pogrążeni byli w wielkim smutku. Przypomniał starą opowieść o kobiecie, która straciła swoje jedyne dziecko, wspaniałego i obiecującego chłopca. Z żalu traciła prawie zmysły. Mijały miesiące bez żadnej poprawy jej stanu. W końcu jej mąż i przyjaciele uzyskali zgodę Buddy, by przywrócił ją normalnemu życiu. „Uzdrowię cię pod jednym warunkiem, powiedział on, tylko wtedy, gdy przyniesiesz mi sześć ziaren gorzycy, ziaren ofiarowanych ci przez kogoś, kto nigdy nie zaznał smutku.” Ochocho zwróciła się ona do pierwszego wieśniaka, jakiego napotkała, i dał jej on sześć ziaren gorzycy. Już odchodząc, przypomniała sobie o reszcie warunku, odwróciła się i spytała: „Och, ale czy nie zaznałeś kiedyś smutku?”. Otrzymawszy odpowiedź musiała zwrócić mu ziarna i zgnębiona ruszyła dalej. Po wielu takich próbach wróciła do Buddy uzdrowiona. Głębokie zrozumienie, jakim darzył Bohr ludzkie problemy, i jego przemożny wpływ na tych, którzy go otaczali, przywracały wiarę w to, że ludzie tacy jak Jezus, Lao-Tse, Konfucjusz i Budda żyli naprawdę.

Tłumaczył *Jacek Dobaczewski*

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura

- [1] N. Bohr, *Roy. Soc. (London) Phil. Trans.* **A209**, 281 (1909).
- [2] N. Bohr, *Roy. Soc. (London) Proc.* **A84**, 395 (1910).
- [3] N. Bohr, F. Kalckar, *Kgl. Danske Vid. Selskab, Math.-Fys. Medd.* **14**, No. 10 (1937).
- [4] N. Bohr, *Phys. Rev.* **55**, 418 (1930).
- [5] N. Bohr, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
- [6] N. Bohr, *Phil. Mag.* **25**, 10 (1913).
- [7] Felix Bloch, *Phys. Today*, October 1963, p. 32.
- [8] N. Bohr, *Phys. Soc. (London) Proc.* **78**, 1083 (1961).
- [9] C. F. von Weizsäcker, *Z. Physik* **88**, 612 (1934); E. J. Williams, *Kgl. Danske Vid. Selskab, Math.-Fys. Medd.* **13**, 4 (1935).
- [10] Przedruk w N. Bohr, *Nature* **137**, 344 (1936).
- [11] Sprawozdanie dziennikarza w *Nature* **137**, 351 (1936).
- [12] G. Breit, E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1936).
- [13] N. Bohr, F. Kalckar, w [3].
- [14] N. Bohr, R. Peierls, G. Placzek, *Nature* **144**, 200 (1939).
- [15] Sprawozdanie z tej rozmowy znaleźć można w artykule L. Rosenfelda w *Fysik Tidsskrift* **60**, 65 (1963).
- [16] Więcej informacji o stanowisku Bohra wobec problemu energii jądrowej i jego optowaniu za światem otwartym znaleźć można np. w publikacji J. A. Wheelera, *Phys. Today*, Jan. 1963, s. 30.
- [17] J. Rainwater, *Phys. Rev.* **79**, 432 (1959), nadesłane do druku 17 kwietnia 1959 r.
- [18] D. L. Hill, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Andrzej Kaczmarski

Krystyna Siegel

Krzysztof Sokalski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Rezonans w układzie wielu ciał

Resonance in a Many-Body System

Abstract: A system of four coupled pendulums is proposed as a model for student investigation of resonances in a many-body system.

1. Wstęp

Układ wahadeł sprzężonych jest niedocenianym modelem mogącym wprowadzić początkującego studenta w zagadnienia mechaniki drgań i problemów z nimi związanych. Od dłuższego czasu w I Pracowni Fizycznej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego studenci I roku studiów badają dynamikę układu 4 wahadeł sprzężonych zaznajamiając się z takimi problemami jak rezonans i drgania normalne w układzie wielu ciał. Problemy te są szczególnie ważne z uwagi na występowanie ich we wszystkich działach fizyki, a szczególnie w fizyce molekularnej. Omawiane ćwiczenie łączy ze sobą w przejrzysty sposób doświadczenie z teorią.

2. Opis części eksperymentalnej

Mamy do dyspozycji układ 4 identycznych wahadeł fizycznych, zawieszonych na sztywnej ramie. Wahadła połączone są ze sobą jednakowymi sprężynami. Ważne jest aby sprężyny te w stanie równowagi nie zwisały pod wpływem własnego ciężaru.

Jedno ze skrajnych wahadeł połączone jest również przy pomocy sprężyny z generatorem drgań wymuszających. Generator taki stanowi tarcza obracająca się z określoną częstością, związana sztywno z silnikiem (np. od samochodowych wycieraczek Fiata 125p).

Regulując częstość obrotów silnika przez zmianę napięcia zasilającego możemy równocześnie zmieniać częstość siły wymuszającej. Dokładną wartość częstości siły wymuszającej wyznaczamy bezpośrednio przy pomocy stopera. Wychylenia wahadeł obserwujemy na tle skali zamocowanej na stałe i stanowiącej rodzaj spektrometru (rys. 1).

Eksperyment polega na znalezieniu zależności amplitudy jednego, dowolnie wybranego wahadła od częstości siły wymuszającej. Dla pewnych częstości siły wymuszającej układ wahadeł będzie w rezonansie. Mierzac zależność amplitudy wybranego wahadła w funkcji częstości siły wymuszającej otrzymujemy widmo częstości rezonansowych badanego układu.

3. Przewidywania teoretyczne

Student przystępujący do ćwiczenia jest zaznajomiony z mechaniką badanego układu tzn. potrafi wyprowadzić i rozwiązać równania ruchu oraz podać ich interpretację [1]. Z rozwiązania zagadnienia własnego związanego z równaniami ruchu otrzymujemy widmo częstości własnych ω_i

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{D}{I}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{D + (2 - \sqrt{2})k}{I}}, \quad \omega_3 = \sqrt{\frac{D + 2k}{I}}, \quad \omega_4 = \sqrt{\frac{D + (2 + \sqrt{2})k}{I}}, \quad (1)$$

gdzie D — moment bezwładności pojedynczego wahadła, I — moment kierujący pojedynczego wahadła, k — stała sprężystości sprężyny, oraz postaci drgań normalnych (rys. 2). Jednocześnie wszystkie cztery amplitudy spełniają związki:

$$\text{dla } \omega_1: A_1 = A_2 = A_3 = A_4$$

$$\text{dla } \omega_2: A_2 = (\sqrt{2} - 1)A_1, \quad A_3 = -A_2, \quad A_4 = -A_1$$

$$\text{dla } \omega_3: A_2 = -A_1, \quad A_3 = -A_1, \quad A_4 = A_1 \quad (2)$$

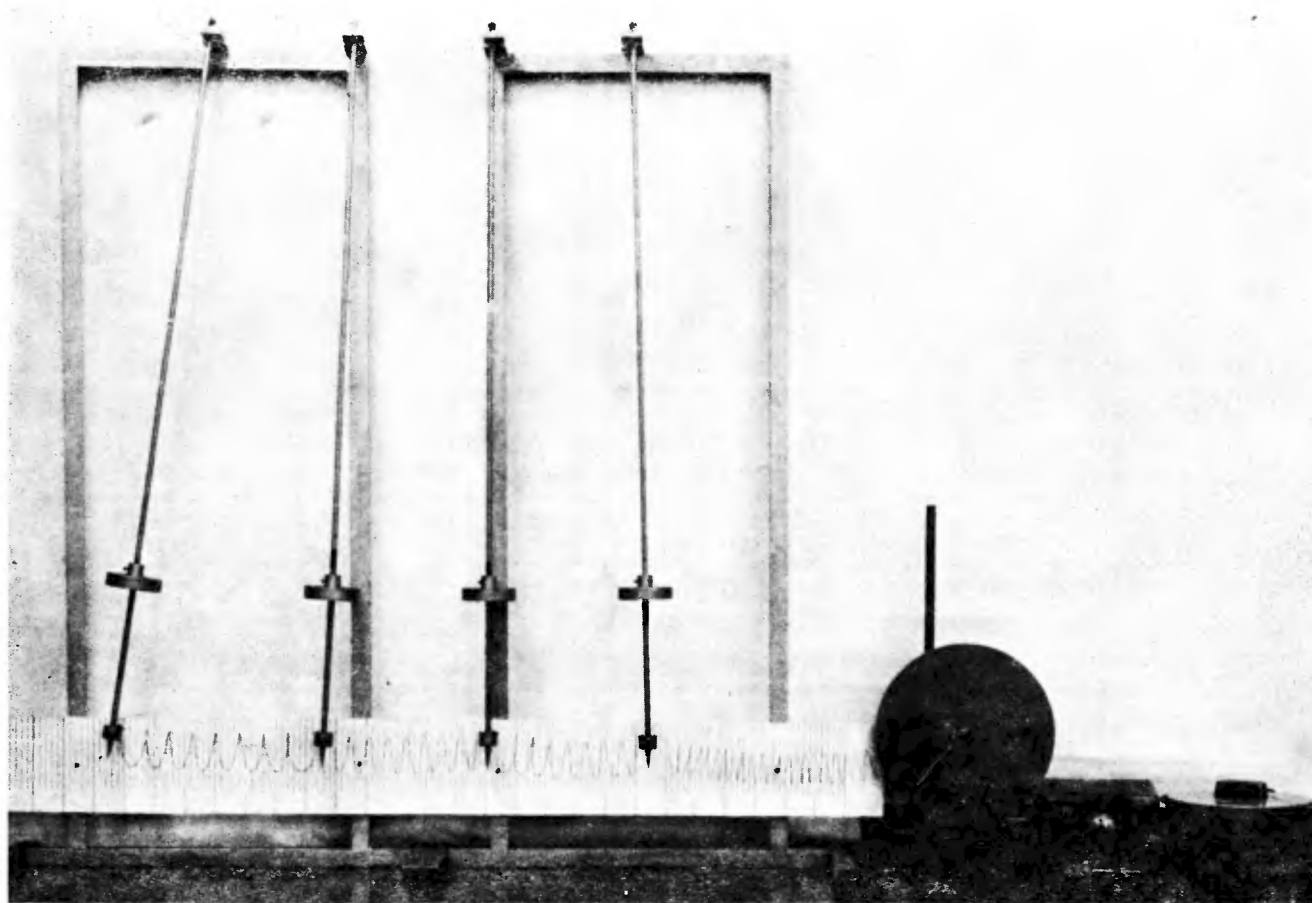
$$\text{dla } \omega_4: A_2 = -(\sqrt{2} + 1)A_1, \quad A_3 = (\sqrt{2} + 1)A_1, \quad A_4 = -A_1,$$

gdzie A_i — amplituda i -tego wahadła.

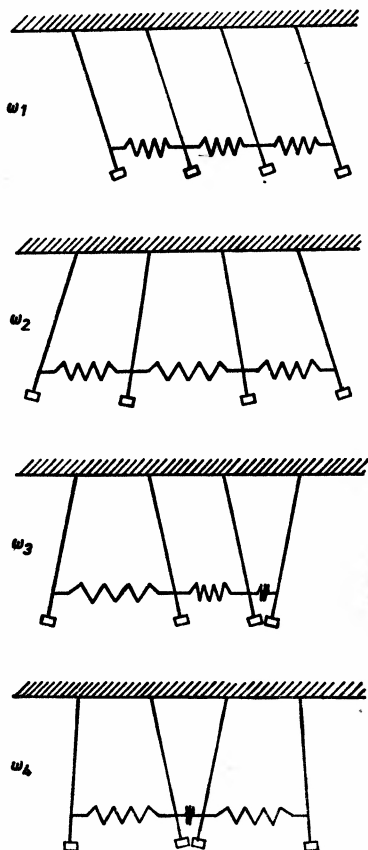
4. Przebieg eksperymentu

Eksperyment przeprowadzamy w dwóch etapach: najpierw sprzęgamy ze sobą dwa wahadła i mierzymy częstości ich drgań normalnych. Stąd możemy wyznaczyć efektywny moment bezwładności $I_{ef}(I_{ef} = I/D)$ oraz efektywną stałą sprzężenia $k_{ef}(k_{ef} = k/D)$. Znajomość tych wielkości umożliwi nam wyliczenie wartości częstości rezonansowych układu 4 wahadeł.

Sprzęgamy ze sobą 4 wahadła, ustalamy częstość generatora wymuszającego i wyznaczamy amplitudę jednego, dowolnie wybranego wahadła. Częstość generatora zmieniamy skokowo. Przy zbliżaniu się do rezonansu (o czym świadczy wzrost amplitudy) zmiany muszą być bardzo subtelne, aby nie przeoczyć rezonansu lub aby dwa blisko siebie leżące maksima nie zlały się w jedno. Możemy zauważyć, że częstość dla której „nasze”



Rys. 1. Ogólny widok układu pomiarowego



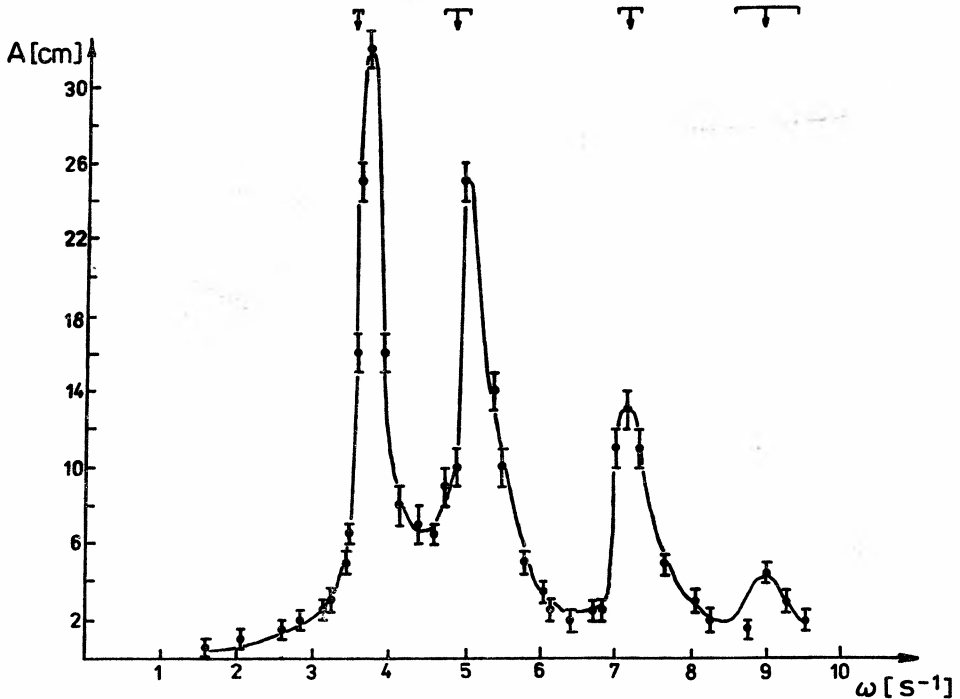
[Rys. 2. Konfiguracja wahadeł dla drgań normalnych w układzie czterech wahadeł sprzężonych

wahadło ma rezonans, jest równocześnie częstotliwością rezonansową dla pozostałych wahadeł. Dlatego też w rezonansie wyznaczamy wszystkie cztery amplitudy i sprawdzamy, czy spełniają one związki przedstawione wzorami (2). Równocześnie notujemy, jaką konfigurację przyjmują wówczas wahadła.

Wnioski

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi otrzymujemy cztery rezonanse. Wartości uzyskanych w ten sposób częstotliwości rezonansowych możemy teraz porównać z wartościami teoretycznymi, wyliczonymi ze wzorów (1), z wykorzystaniem eksperymentalnie uzyskanych wartości I_{ef} i k_{ef} . Ten sposób postępowania jest analogiczny do postępowania w spektroskopii molekularnej, gdzie ze znajomości wielkości charakteryzujących poszczególne wiązania (efektywny moment bezwładności i efektywna stała sprężenia) wyliczamy widmo rezonansowe całej molekuly. Istnieje możliwość rozszerzenia interpretacji uzyskanych wyników. Z szerokości połówkowej krzywych rezonansu można wyznaczyć czas życia poszczególnych rezonansów. Jeżeli w chwili wystąpienia rezonansu

układ odłączymy od generatora, to wówczas obserwowana postać drgań normalnych zachowuje się w czasie. Nasz układ czterech wahadeł można traktować jako model czteroatomowej molekuly. Jeżeli będziemy rozpatrywać liniową cząsteczkę złożoną z czterech jednakowych atomów, to siły elektryczne pomiędzy atomami w przypadku niewielkich drgań atomów wewnątrz cząsteczki mogą być przedstawione za pomocą potencjału oscy-



Rys. 3. Widmo otrzymane przez studentów dla układu czterech wahadeł sprzężonych

latora harmonicznego. Opis układu czterech wahadeł może więc służyć jako model takiej molekuly i zjawiskre zonansowych, które w niej zachodzą. Trzeba jednak pamiętać o zasadniczej różnicy pomiędzy tymi dwoma obiektami: cząsteczka jest swobodna w przestrzeni, natomiast wahadła są zawieszona, a więc pole grawitacyjne wnosi pewien dodatek do stałej oddziaływania.

Na rys. 3 przedstawiamy przykład widma otrzymanego przez studentów: Grzegorza Pacuta i Jacka Surdego. Co tydzień zmieniano wariant ćwiczenia przez zmianę zadania. Zmiany polegają na zmianie symetrii układu, badaniu zdolności rozdzielczej w zależności od parametrów układu, badaniu wpływu tłumienia na szerokości połowkowe poszczególnych rezonansów itp.

Literatura

NOWOŚCI NAUKOWE

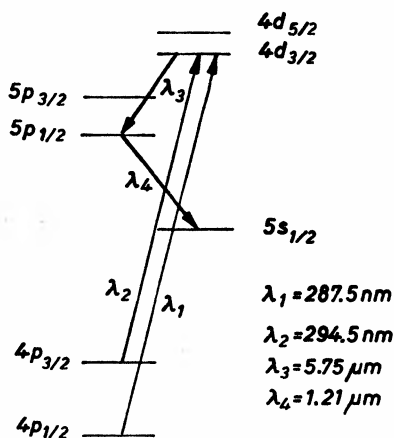
*Aleksandra Kopystyńska*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Subradiacja****Subradiance***Abstract:* The first observation of the subradiance phenomenon is described.

W 1985 r. w Laboratorium Aimé Cotton (CNRS) w Orsay pod Paryżem po raz pierwszy zostało wykazane występowanie subradiacji, tj. destruktywnej międzyatomowej interferencji stanów, która nie dopuszcza do kolektywnej emisji promieniowania przez zespół N wzbudzonych atomów [1, 2]. Subradiacja jest zjawiskiem komplementarnym do zjawiska superradiacji, nazywanego też nadpromienistością [3].

Występowanie nadpromienistości zostało przewidziane w 1954 r. przez Dickego [4], który zauważył, że w przypadku N atomów promieniujących kolektywnie emisja spontaniczna jest spójna, a jej natężenie jest proporcjonalne do N^2 , zamiast do N . Bezpośrednią przyczyną nadpromienistości jest wzajemne oddziaływanie atomów wzbudzonych, które prowadzi do konstruktywnej interferencji stanów tych atomów. Nadpromienistość jest konsekwencją kolektywnego procesu emisji zespołu atomów. Cechuje ją bardzo duże natężenie emitowanego promieniowania, proporcjonalne do N^2 i bardzo krótki czas życia stanu kolektywnego $\tau_N \ll \tau$, gdzie τ jest naturalnym czasem życia atomów w stanie wzbudzonym, z którego następuje emisja promieniowania. W obliczeniach analitycznych, które prowadzą do znalezienia wartości N -atomowego natężenia promieniowania spontanicznego $I_N(t)$ uwzględnia się rozmiary i kształt próbki oraz całkowitą liczbę atomów w próbce N , oczywiście przy założeniu, że mamy do czynienia z kompletną inwersją obsadzeń. Jeżeli zbiór odpowiednio dużej liczby N atomów jest rozmieszczony w objętości makroskopowej w kształcie wąskiego walca o rozmiarach liniowych znacznie większych od długości fali λ , to interferencja konstruktywna powoduje emisję promieniowania w małym kącie bryłowym do przodu, czyli w kierunku rozchodzenia się promieniowania wzbudzającego. Warto nadmienić, że ze względu na skończoną prędkość światła c

i bardzo krótki czas charakterystyczny dla emisji nadpromienistej τ_N , rozmiary próbki zawierającej kooperujące atomy są ograniczone. Oznacza to, że próbka nie może być dłuższa od drogi, jaką światło przebywa w czasie τ_N , czyli od $c\tau_N$.

Ze względu na duże trudności doświadczalne, m. in. spowodowane wymogiem otrzymania całkowitej inwersji obsadzeń dla stanów, między którymi zachodzi przejście nadpromieniste, superradiację zaobserwowano po raz pierwszy dopiero w 1973 r. [5]. Po przełamaniu trudności uzyskania inwersji obsadzeń przez zastosowanie dzisiaj już dobrze znanego układu trójpoziomowego, spotykanego na przykład w laserze rubinowym, nadpromienistość stała się zjawiskiem często obserwowanym, nawet przy okazji badania innych zjawisk. Wykonano wiele prac teoretycznych i doświadczalnych dotyczących zjawiska nadpromienistości [6], jednakże tylko w kilku z nich wspomniano o możliwości kreowania stanu zespołu atomów, w którym te atomy nie mogą emitować promieniowania, czyli o subradiacji.

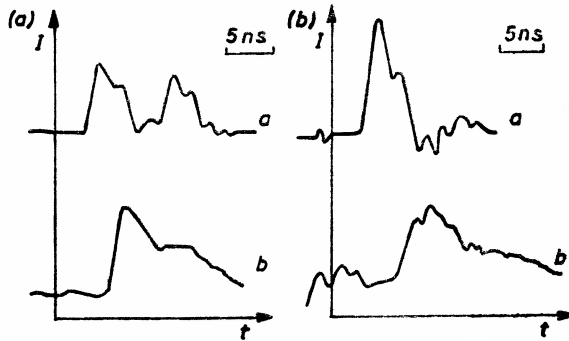


Rys. 1. Schemat wybranych poziomów atomu galu

Wstrzymanie kolektywnego procesu emisji promieniowania przez atomy w stanie wzbudzonym jest konsekwencją międzyatomowej interferencji destruktywnej stanów N atomów. Dicke [4] w swojej pracy o nadpromienistości wspominał o możliwości wystąpienia uwięzienia promieniowania wtedy, gdy zbiór N atomów stanowiący próbkę przygotowaną do superradiacji można traktować jako zbiór par atomów, które są w stanach antysymetrycznych. Jednakże zarówno uzyskanie, jak i obserwacja takiego stanu próbki jest bardzo trudna i prawdopodobnie dlatego dopiero po 30 latach od publikacji pionierskiej pracy Dickego można było potwierdzić doświadczalnie to przypuszczenie.

W doświadczeniu [1], w którym „obserwowano” subradiację posłużono się atomami galu. Na rys. 1 pokazany jest schemat wybranych poziomów galu. Doświadczenie przebiegało w następujący sposób. Impuls wzbudzający promieniowania liniowo spolaryzowanego o długości fali $\lambda_2 = 294,5$ nm miał dostateczne natężenie, aby nasycić przejście $4p_{3/2} \rightarrow 4d_{3/2}$, dzięki czemu połowa całego zbioru atomów znalazła się w stanie wzbudzonym. Polaryzacja liniowa światła wzbudzającego zapewniała całkowite zmieszanie statystyczne stanów zeemanowskich zdegenerowanego poziomu górnego. Próbka spełniała

warunki niezbędne do wystąpienia kolektywnej emisji spontanicznej ze stanu $4d_{3/2}$ do stanu $5p_{1/2}$ i następnie ze stanu $5p_{1/2}$ do stanu $5s_{1/2}$. Na drodze półklasycznych obliczeń analitycznych, w których zastosowano przybliżenie fali płaskiej i uwzględniono degenerację poziomów energetycznych, wykazano, że w przypadku przejścia między stanami o $j_1 = 3/2$ i $j_2 = 1/2$, dokładnie połowa atomów wzбудzonych przechodzi do stanu pośredniego $5p_{1/2}$. Atomy pozostałe w stanie $4d_{3/2}$ są względem przejścia do stanu $5p_{1/2}$ parami w stanach antysymetrycznych, a więc w stanie subradiacji. Kolejne, kaskadowe



Rys. 2. Zapisy sygnałów superradiacji w przypadku odpowiadającym wzbudzeniu światłem liniowo spolaryzowanym (a) ze stanu $4p_{3/2}$ i (b) ze stanu $4p_{1/2}$. W obu przypadkach zapis (a) odpowiada przejściu między stanami $4d \rightarrow 5s$, a zapis (b) przejściu między stanami $5p \rightarrow 5s$

przejście nadpromieniste opróżnia stan pośredni i powoduje „wyrwanie” pozostałych atomów wzbudzonych ze stanu subradiacji. Zatem zaraz po pierwszym impulsie o długości fali $\lambda_3 = 5,75 \mu\text{m}$ pojawia się drugi identyczny impuls nadpromienisty (rys. 2a — zapis górny). Subradiacja w stanie $4d_{3/2}$ występuje tylko w przypadku wzbudzenia z termicznie obsadzonego stanu $4p_{3/2}$. Świadczy o tym zapis pokazany na rys. 2b, wykonany przy wzbudzeniu stanu górnego ze stanu $4p_{1/2}$. Jak widać (krzywa a) został zarejestrowany tylko jeden impuls emisji nadpromienistej ze stanu $4d_{3/2}$ do stanu $5p_{1/2}$, bez „echa” subradiacyjnego, które jest widoczne na rys. 2a (krzywa a).

Atomy galu wzbudzano za pomocą impulsów o czasie trwania 5 ns i mocy 100 W. Promieniowanie o długości fali leżącej w zakresie nadfioletu uzyskano przez wzmocnienie i podwojenie częstotliwość promieniowania z lasera barwnikowego pompowanego laserem azotowym. Atomy galu uformowano w wiązkę w kształcie walca. W obszarze oddziaływania z promieniowaniem gęstość była rzędu 10^{12} atomów/cm³. Dla temperatury pieca równej ok. 1700 K stan $4p_{3/2}$, który leży 826 cm^{-1} powyżej stanu $4p_{1/2}$, był obsadzony w 30%. Obliczono, że w warunkach doświadczenia czasy charakterystyczne dla emisji kolektywnej promieniowania o długościach fali λ_3 i λ_4 (rys. 1) wynoszą odpowiednio 0,04 i 0,02 ns. Impulsy nadpromieniste rozchodziły się w kierunku propagacji wiązki wzbudzającej, przechodziły przez filtry przepuszczające tylko w obszarze podczerwieni i padały na bardzo czułe detektory wykonane z GeAu. Na rys. 2 pokazano zapis tych impulsów w przypadku wzbudzenia atomów galu za pomocą promieniowania o długości fali λ_2 (rys. 2a) i λ_1 (rys. 2b). W obu przypadkach górna krzywa odpowiada przejściu $4d \rightarrow 5p$, a dolna przejściu $5p \rightarrow 5s$. Na rys. 2a w górnym zapisie są widoczne dwa im-

pulsy, z których drugi jest informacją o tym, że uprzednio dla przejścia $4d_{3/2} \rightarrow 5p_{1/2}$ wystąpiła subradiacja, która została zniszczona wskutek kolektywnej emisji promieniowania przez atomy w stanie $5p_{1/2}$. Jednakowe natężenie tych impulsów potwierdza wynik teorii, która przewidywała, że w przejściu $4d_{3/2} \rightarrow 5p_{1/2}$ tylko połowa zbioru atomów wzbudzonych będzie uczestniczyła w superradiacji. Te atomy, które nie mogły emitować promieniowania, były parami w stanach antysymetrycznych. Jednakże po nadpromienistym przejściu wszystkich atomów ze stanu $5p_{1/2}$ do stanu $5s_{1/2}$ nastąpiła zmiana symetrii układu atomów wzbudzonych i natychmiast został wysłany kolejny impuls nadpromienisty, w którym uczestniczyły atomy uprzednio pozostawione w stanie $4d_{3/2}$. Warto zaznaczyć, że rozważania dotyczące ewolucji symetrii kolektywnego stanu N atomów wynikają z przyjęcia, że oś kwantyzacji jest wyznaczona przez oś symetrii próbki.

Możliwość doświadczalnego potwierdzenia występowania zjawiska subradiacji powinna pobudzić pomysłowość eksperymentatorów i zaowocować w nowych, równie ciekawych jak wyżej opisana próbach.

Literatura

- [1] D. Pavolini, A. Crubellier, P. Pillet, L. Cabaret, S. Liberman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1917 (1985).
- [2] A. Crubellier, S. Liberman, D. Pavolini, P. Pillet, *J. Phys.* **B18**, 3811 (1985).
- [3] L. Allen, J. Eberly, K. Rzǎzewski, *Rezonans optyczny*, PWN, Warszawa 1981, rozdz. 8.
- [4] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [5] N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. McGillivray, M. S. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 309 (1973).
- [6] M. Gross, S. Haroche, *Phys. Rep.* **93**, 301 (1982).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Seminarium na temat międzynarodowych urzędzeń badawczych

W dniach od 17 do 19 marca 1986 r. odbyło się w Londynie, w siedzibie Towarzystwa Królewskiego (The Royal Society), seminarium na temat międzynarodowych urzędzeń badawczych. Seminarium, zorganizowane przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) z poparciem UNESCO, SERC (The Science and Engineering Research Council) oraz Instytutu Fizyki (The Institute of Physics), zgromadziło około 100 fizyków z 18 krajów. Podczas pierwszych dwóch dni wysłuchali oni referatów wygłoszonych na sesjach plenarnych; ostatni dzień poświęcony był dyskusjom prowadzonym w pięciu grupach roboczych. Wyniki tych dyskusji zostały zreferowane przez przewodniczących grup na końcowej sesji plenarnej.

Tematyka seminarium była bardzo obszerna i obejmowała następujące dziedziny: fazę skondensowaną materii, fizykę atomową i molekularną, fizykę jądrową, astronomię i astrofizykę oraz fizykę wielkich energii i cząstek elementarnych. W niniejszym komunikacie omówię zwięźle tę ostatnią dziedzinę, którą reprezentowałem jako jeden z dwóch przedstawicieli Polskiego Towarzystwa Fizycznego (drugim był prof. J. Jastrzębski). W tym miejscu pragnę podziękować władzom PTF za umożliwienie mi wzięcia udziału w tak interesującym spotkaniu.

Z dziedziny fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych wygłoszono w sumie cztery referaty poświęcone obecnym i przyszłym akceleratorom cząstek najwyższych energii. Wykładowcami byli: G. Wolf z ośrodka Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego (DESY) w Hamburgu, kierownik współpracy ZEUS przy konstruowanym w DESY akceleratorze HERA; R. Billing z CERN-u (pod nieobecność wicedyrektora tego ośrodka G. Brianteo, który nie mógł przybyć na seminarium); M. L. Perl ze Stanfordzkiego Centrum Akceleratora Liniowego (SLAC) w Stanfordzie oraz dyrektor tegoż ośrodka B. Richter (wraz z S. Tingiem laureat nagrody Nobla z fizyki w r. 1974). Przewodniczącym grupy roboczej fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych był R. Salmeron z Centrum Badań Jądrowych (CNRS, Ecole Polytechnique), a plenarny wykład końcowy wygłosił — zamiast chorego C. Rubbia — teoretyk brytyjski C. Llewellyn Smith.

Obraz fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych wyłaniający się z tych obrad świadczy o niezwykle gwałtownym rozwoju tej dziedziny w ostatnich latach. Osiągane sukcesy można w dużej mierze przypisywać współpracy międzynarodowej, nawiązywanej dla prowadzenia wspólnie badań wymagających licznych zespołów fizyków i dużych środków finansowych. Nie można też przecenić roli uniwersytetów uczestniczących w tych wielkich przedsięwzięciach badawczych, ich stymulującego oddziaływania, formującego zarazem intelektualnie młodych ludzi z tych uniwersytetów (R. Salmeron).

Zasadnicze pytanie, jakie stawia się obecnie w fizyce wielkich energii, można sformułować następująco: gdzie są granice stosowalności modelu standardowego, tzn. modelu kwarkowo-partonowego wraz ze zunifikowaną teorią oddziaływania elektroslabego. Jak się wydaje, model ten opisuje poprawnie wszystkie znane zjawiska z dziedziny fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych aż do energii rzędu 100 GeV, a jego koronnym potwierdzeniem było niedawne odkrycie bozonów pośredniczących. Czy przejście do wyższych energii, rzędu 1000 GeV (1 TeV), doprowadzi do odkrycia nowych pokoleń kwarków i leptonów? A może ujawni się wówczas substruktura tych obiektów, które obecnie uważa się za elementarne? Czy uda się dokonać unifikacji pozostałych oddziaływań fundamentalnych i czy ujawnią się dalsze symetrie wraz z odpowiadającymi im cząstkami (supercząstkami — SUSY particles) (C. Llewellyn Smith).

Aby odpowiedzieć na te i inne pytania, należy w skali energii przenieść się do obszaru rzędu 1 do 10 TeV. Tak wielkie energie można osiągnąć, przy obecnie znanych technikach, jedynie za pomocą akceleratorów wiązek przeciwbieżnych o dostatecznie dużych świetlnościach. Dlatego też konstruowane obecnie — albo projektowane — akceleratory cząstek wielkich energii są wyłącznie tego typu. Spośród akceleratorów, których uruchomienie przewiduje się jeszcze w tej dekadzie, można wymienić: akcelerator liniowy przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów o energiach 50 GeV (energia w ich układzie środka masy $E_{CM} = 100$ GeV) w SLAC, znany jako SLC (Stanford Linear Collider); pierścien przyspieszający elektrony i pozytony do energii w pierwszej fazie 60 GeV ($E_{CM} = 120$ GeV), a w drugiej — 100 GeV ($E_{CM} = 200$ GeV) w CERN-ie, noszący nazwę LEP (Large Electron — Positron) i wreszcie pierścienie przyspieszające elektrony do energii 30 GeV i protony do energii 820 GeV ($E_{CM} = 314$ GeV) w DESY pod nazwą HERA (Hadron — Elektron Ring Anlage). To ostatnie urządzenie umożliwi sondowanie struktury elektronów i kwarków do odległości mniejszych niż 10^{-30} m (!) w poszukiwaniu ich hipotetycznych składników (preonów). Planowane świetlności wszystkich tych urządzeń winny o jeden do dwóch rzędów wielkości przewyższać świetlności osiągnięte w działających obecnie akceleratorach wiązek przeciwbieżnych, rzędu 10^{29} cm⁻²s⁻¹ (G. Wolf).

Akceleratorem o największej energii wiązek przeciwbieżnych jest obecnie Tevatron w Narodowym Laboratorium Fermiego (Fermi National Laboratory) w Batavii, przyspieszający protony i antyprotony do energii 1 TeV ($E_{CM} = 2$ TeV). Stosując technikę magnesów nadprzewodzących można myśleć o skonstruowaniu w przyszłości (lata dziewięćdziesiąte), w tunelu pierścienia LEP o obwodzie ok. 27 km (obwód pierścienia HERA wynosi ok. 6,3 km), pierścieni przyspieszających protony i antyprotony (bądź protony) do energii jeszcze wyższych, ok. 7,5 GeV ($E_{CM} = 15$ TeV). Stworzyłoby to również możliwość zderzania elektronów z protonami przy energii środka masy E_{CM} ok. 1,5 TeV, prawie pięć razy większej niż w przypadku pierścienia HERA (R. Billing). Największym jednak z projektowanych akceleratorów przyspieszających przeciwbieżne wiązki protonów byłoby urządzenie zwane SSC (Superconducting Super Collider) proponowane przez społeczność fizyków wielkich energii w Stanach Zjednoczonych. Skonstruowany przy użyciu magnesów nadprzewodzących akcelerator SSC o obwodzie ok. 83 km, przyspieszałby protony do energii 20 TeV ($E_{CM} = 40$ TeV) i miałby ogromną świetlność rzędu 10^{30} cm⁻²s⁻¹. Znajduje się on obecnie na etapie badań rozwojowych (Research and Development — R&D), a jego uruchomienie — w razie uzyskania funduszy wnoszących w cenach z r. 1984 i bez uwzględnienia inflacji ok. 3 miliardy dolarów — przewidywane jest w r. 1998 (M. L. Perl).

Przypomnę, że przy oddziaływaniu protonu z antyprotonem (protonem) w wiązkach przeciwbieżnych, obiektami podlegającymi w istocie zderzeniu są ich składniki — partony (kwarki i gluony). Unoszą one na ogół małą część pędu protonu, wskutek czego energia w układzie środka masy zderzających się partonów (energia „efektywna”) jest w ogólności znacznie mniejsza niż energia w układzie środka masy protonów. Energia efektywna w przypadku akceleratora SSC wynosi zaledwie 6 TeV, a tę właśnie wartość trzeba uwzględnić szacując granice mas hipotetycznych nowych cząstek tworzonych w zderzeniu (inaczej mówiąc, ta właśnie energia efektywna jest energią do dyspozycji dla tworzenia nowych cząstek). Znacznie efektywniejsze jest korzystanie ze zderzeń elektronów z pozytonami: zgodnie z modelem standardowym są one bowiem prawdziwie „elementarne”, nie mają składników między które dzieliłyby się pęd elektronu. W tym wypadku energią do dyspozycji jest więc całkowita energia w układzie środka masy elektronu i pozytonu. Spośród dwóch obecnie stosowanych technik akceleracyjnych: pierścieni akumulacyjnych (typu LEP) i akceleratorów liniowych (typu SLC), znacznie ekonomiczniejsze są te drugie, dla których koszty (i rozmiary) rosną w przybliżeniu liniowo z energią w przeciwieństwie do tych pierwszych, dla których ze względu na promieniowanie synchrotronowe są one proporcjonalne do kwadratu energii. Przyszłość akceleratorów największych energii wiąże się więc z liniowymi akceleratorami przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów. Rozpoczynając obecnie badania rozwojowe nad takimi akceleratorami można spodziewać się, że w pierwszej dekadzie XXI wieku będzie można dysponować urządzeniami o energii E_{CM} ok. 3 TeV i dużej świetlności rzędu 10^{30} cm⁻²s⁻¹ (B. Richter).

Na zakończenie dodam, że fizycy polscy z ośrodków fizyki wielkich energii w Krakowie i w Warszawie aktywnie uczestniczą w tym pasjonującym rozwoju koncepcyjnym i technicznym omawianym podczas seminarium w Londynie. Jesteśmy włączeni zarówno w prace konstrukcyjne nad akceleratorem HERA jak i w budowę przy tym akceleratorze detektora ZEUS oraz uczestniczymy w konstruowaniu detektora DELPHI przy akceleratorze LEP. Mamy nadzieję, że umożliwi nam to udział w eksperymento-

waniu przy tych akceleratorach w latach dziewięćdziesiątych, a naszych młodszych kolegów — obecnych studentów fizyki na uniwersytetach — wprowadzi w fascynujący świat poszukiwań najbardziej elementarnych składników otaczającego nas świata.

Janusz A. Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Konferencja Fizyki Ciała Stałego

Szósta Ogólnoeuropejska Konferencja Sekcji Fizyki Ciała Stałego EPS odbyła się w dniach 22-25 marca 1986 w Królewskim Instytucie Technicznym (KTH) w Sztokholmie. W konferencji wzięło udział przeszło 500 fizyków z 29 krajów (również spoza Europy, m. in. Papua-Nowa Gwinea). Polska delegacja liczyła 23 osoby, poza tym paru polskich uczestników przybyło z ośrodków zagranicznych. Przewodniczącym Konferencji był prof. H. G. Grimmeiss z Uniwersytetu w Lund, w międzynarodowym Komitecie doradczym był m. in. prof. Leonard Sosnowski.

Na Konferencji przedstawiono 6 wykładów plenarnych — w szczególności bardzo ciekawy wykład pt. „Fizyka w biologii” wygłosił laureat Nagrody Nobla 1973 prof. Ivar Giaever (Norwegia, obecnie USA). Wszystkim uczestnikom podobał się również podsumowujący wykład prof. L. M. Falicova (USA) o najbliższych perspektywach fizyki ciała stałego.

Na Konferencji wręczono doroczną nagrodę Hewletta-Packarda. Otrzymał ją fizyk węgierski (pracujący w Berlinie Zachodnim) F. Mezei za wymyślenie i praktyczne opracowanie nowego rodzaju spektroskopii neutronowej, tzw. *neutron spin-echo spectroscopy* (patrz Kronika 4/86).

Główna działalność Konferencji odbywała się poprzez równoległe sympozja oraz sesje plakatowe. Wśród 21 sympozjów (84 wykłady) uwagę zwróciły m. in. prace poświęcone fraktalom, chaosowi i quasi-kryształom. Przedstawiono także prace, które pozornie nie miały ścisłego związku z tradycyjnie rozumianą fizyką ciała stałego, jak np. biologia mózgu lub polimery. Wydaje się, że są to przejawy intensywnej integracji różnych dziedzin fizyki. Jedyne polski wykład prof. Łukasza A. Turskiego dotyczył także zagadnień z pogranicza fizyki ciała stałego, a mianowicie nowych teorii zamarzania cieczy.

Na 3 sesjach plakatowych pokazano ponad 350 plakatów. Wiele z nich miało bardzo efektowną formę graficzną. Daje się zauważyć masowe stosowanie komputerów osobistych nie tylko w przygotowaniu rysunków, ale także do kreślenia rysunków i ozdobnego liternictwa. Materiały Konferencji zostaną opublikowane w specjalnym numerze pisma *Physica Scripta*.

Dzięki operatywności lokalnego komitetu organizacyjnego, kierowanego przez prof. G. Grimvall (KTH), Konferencja przebiegała bez zakłóceń i spóźnień, typowych dla tak dużych imprez. Należy również wspomnieć, iż organizatorzy zapewнили istotną pomoc finansową polskim uczestnikom Konferencji. Miejmy nadzieję, że polscy fizycy także będą mogli okazać podobną pomoc swoim kolegom z EPS, gdy jedną z kolejnych konferencji Sekcji Fizyki Ciała Stałego będzie się odbywać w Polsce.

Poinformowano, że siódma Ogólnoeuropejska Konferencja Sekcji Fizyki Ciała Stałego EPS odbędzie się w dniach 7-10 kwietnia 1987 r. w Pizie (Włochy).

Janusz Holyst

Instytut Fizyki PW
Warszawa

Jakub Tatarkiewicz

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

RECENZJE

David Halliday, Robert Resnick: *Fizyka*, tom 2, tłumaczyli z jęz. angielskiego Wojciech Ratyński i Teresa Kaniowska, PWN, Warszawa 1984, wyd. V, str. 662, nakład 20 000 egz., cena zł 500.—

Po omówieniu w t. 1 mechaniki i ciepła, w t. 2 podręcznika *Fizyka* Autorzy przedstawiają opis zjawisk i praw fizycznych, które można umownie podzielić na dwa działy: elektromagnetyzm i optyka. Omawiany tutaj t. 2 zawiera 25 rozdziałów oraz uzupełnienie i dodatek. W pierwszych pięciu rozdziałach (26-30) zostały omówione statyczne układy ładunków elektrycznych i pole elektryczne w ujęciu wektorowym i skalarnym. Kilkakrotnie Autorzy wracają, w różnych ujęciach, do podstawowych konfiguracji ładunkowych: ładunku punktowego, dipola i kwadrupola, świadomie wyrabiając w czytelniku przekonanie o znaczeniu tych układów. Szerzej zostało omówione prawo Gaussa, a szczególnie jego zastosowanie do znajdowania natężenia pola elektrycznego. Autorzy podręcznika starają się, aby już w początkowej fazie nauki fizyki wyrobić w czytelniku właściwe wyobrażenie o strukturze atomu, budowie jądra, strukturze pasm energetycznych ciał stałych. Wkomponowanie powyższych zagadnień, a także innych (takich jak rodzaje oddziaływań, polaryzacja dielektryka czy budowa akceleratora cząstek elementarnych) do rozdziałów omawiających podstawowe prawa elektrostatyki, jest bardzo naturalne i prowadzi do wyrabiania syntetycznego poglądu na całą fizykę.

Stacjonarnemu prądowi elektrycznemu poświęcone są dwa rozdziały (31-32), w których opisany został mikroskopowy mechanizm przepływu prądu oraz makroskopowe prawa dotyczące obwodów prądowych. Omówione zostały krótko elementy nieliniowe, a także nadprzewodnictwo.

W dalszym ciągu podręcznika (rozdz. 33-37) zostały omówione własności pola magnetycznego, jego oddziaływanie na ładunki i przewodniki, oraz magnetyczne własności materii. Jako ilustracja ogólnych praw opisane zostały m. in. efekt Halla, cyklotron, eksperyment Thomsona pozwalający wyznaczać ładunek właściwy elektronu, betatron, spektrometr masowy oraz związek między momentem pędu i momentem magnetycznym elektronu w atomie. Przekonywające pokazanie własności magnetycznych atomu pozwoliło na bardzo logiczne powiązanie makroskopowych własności magnetycznych ze strukturą atomów, jak również z właściwościami magnetycznymi jąder atomowych.

Kolejne cztery rozdziały (38-41) omawiają drgania i fale elektromagnetyczne oraz sumują prawa elektromagnetyzmu do postaci równań Maxwella w formie całkowitej. Przejście do postaci różniczkowej podane zostało w uzupełnieniu. Tak jak w całym podręczniku, tak i w tej części, wiedza klasyczna łączy się z najnowszymi osiągnięciami fizyki, a przykładem tego jest wzmianka o odkryciu promieniowania relikтового, które stanowi chyba najsilniejsze potwierdzenie teorii rozszerzającego się Wszechświata. Do tej części książki został dołączony w dość luźny sposób rozdział pt. „Prądy zmienne”, którego nie było we wcześniejszych wydaniach, a który odbiega nieco charakterem od pozostałych, będąc bardziej „elektrotechnicznym”.

Wydaje się, że najpiękniej napisaną częścią książki jest optyka (rozdz. 42-48), a szczególnie optyka falowa. Z konsekwentnego wykładu niezwykle jasno wynikają zjawiska optyczne. Do ilościowego opisu interferencji zastosowali Autorzy prostą, a bardzo skuteczną metodę wektorowego dodawania zaburzeń falowych, co łatwo prowadzi do uzyskania informacji ilościowych o rozkładzie natężeń. Własności siatek dyfrakcyjnych zostały wyprowadzone na podstawie rozważań kolejno dyfrakcji na pojedynczej szczelinie, na dwóch szczelinach i w końcu na układzie wielu szczelin. Proste rozważania prowadzą do zaskakująco dużej liczby informacji. Umieszczenie w tej części zagadnienia dyfrakcji promieni X oraz elektronów na kryształach potwierdza tendencję Autorów do wykazywania wspólnych cech pozornie różnych układów fizycznych (np. siatka dyfrakcyjna — kryształ, światło — elektrony).

Ostatnie dwa rozdziały zatytułowane są „Światło a fizyka kwantowa” oraz „Fale i cząstki” i zapewne mają stanowić pomost między fizyką klasyczną i kwantową. Pewną wątpliwość budzi umieszczenie ich na końcu tego podręcznika, gdyż brak rozwinięcia sygnalizowanych pojęć i zjawisk sprawia wrażenie pewnego „zawieszenia”. Chyba korzystniejsze byłoby umieszczenie tych rozdziałów na początku następnego tomu, który zawierałby fizykę kwantową. Taki układ został zrealizowany w podręczniku *Fizyka kwantowa* Eisberga i Resnicka¹, który można uważać za dalszy ciąg *Fizyki*. Łącząc oba podręczniki w jeden ciąg uzyskuje się wyborowy zestaw do nauczania i uczenia się tego, co w fizyce jest najistotniejsze.

Oceniając ogólnie zawartość podręcznika można stwierdzić, że stanowi ona zwartą całość fizyki klasycznej obejmując prawa i zjawiska niezbędne do ogólnego rozumienia fizyki niekwantowej. Oczywiście można by wskazać sporo zagadnień, które nie zostały w podręczniku zawarte, ale ich brak nie powoduje zawężenia horyzontu widzenia fizyki, a raczej przeciwnie, pozwala na łatwiejsze dojrzanie spójności praw fizycznych.

Opis matematyczny praw i zjawisk został ograniczony do niezbędnego minimum, jednak bez szkody dla ścisłości wykładu. Autorzy uzyskali ten efekt dzięki naciskowi, jaki położyli na rozumowanie fizyczne i dzięki zastosowaniu ciekawych pomysłów przy „wyprowadzaniu wzorów”. Ograniczenie strony rachunkowej jest zresztą tendencją widoczną w innych współczesnych podręcznikach fizyki ogólnej (por. np. Bergmann, Schäffer — *Handbuch der Experimentalphysik*). Każdy z problemów wykładanych w podręczniku jest omówiony całościowo, tzn. od podstaw historycznych do bardzo ogólnego i ścisłego sformułowania i najbardziej współczesnych zastosowań. Takie ujęcie jest bardzo korzystne, szczególnie dla uczących się z podręcznika studentów, gdyż nie pozostawia u nich luk pamięciowych. Biorąc pod uwagę zawartość materiału, sposób prowadzenia wykładu, liczne przykłady oraz pytania i zadania, można ocenić *Fizykę* jako wysokiej klasy podręcznik ogólnej fizyki klasycznej, który powinien służyć studentom rozpoczynającym podstawowy kurs fizyki na wszystkich kierunkach studiów przyrodniczych i technicznych.

Co do strony redakcyjnej i tłumaczenia z języka angielskiego, pozostają w mocy pozytywne uwagi zawarte w recenzji t. 1 (*Postępy Fizyki* 36, 86 (1985)), chociaż zauważyliśmy pojedyncze uchybienia zarówno redakcyjne jak i językowe. I tak na str. 3 imię Autora błędnie napisano Dawid zamiast David, na str. 304 pojawiły się dwa „chochliki drukarskie” (wiersze 7 i 12), a na str. 303, powinno być rys. 37-20 zamiast 37-18. Pytanie w zadaniu 27 rozdz. 26: „Jeżeli elektron ... znajduje się ..., w jakiej odległości...?” brzmiałoby lepiej po zmianie szyku, a określenie „Jeden typ elektrycznego kwadrupola...” (zad. 24 rozdz. 27) można by zastąpić przez „Pewien typ...”.

Cena w stosunku do pierwszego tomu — odstęp czasu 1 rok — wzrosła o 60% przy nieco zmniejszonej objętości.

Przydatność recenzowanego podręcznika do nauczania fizyki na kierunkach technicznych została potwierdzona przez piszących te słowa w czasie wieloletnich obserwacji. W Politechnice Poznańskiej jest on polecany studentom przygotowującym się do ćwiczeń rachunkowych, laboratoryjnych oraz egzaminu.

Stanisław Szuba, Jerzy Dembczyński

Instytut Fizyki
Politechnika Poznańska
Poznań

Paul C. W. Davies: *Fale grawitacyjne*, tłumaczył z jęz. angielskiego Marcin Kubiak, PWN, Warszawa 1985, s. 132, nakład 5000 egz., cena zł 120.—

Paul Davies jest znanym fizykiem i popularyzatorem fizyki. Napisał już kilkanaście ciekawych książek popularnonaukowych, m. in. *The Accidental Universe*, *The Forces of Nature*, *Space and Time in the Universe*. *Fale grawitacyjne* to pierwsza książka Daviesa, która ukazuje się w tłumaczeniu na język polski.

Książka ma 129 stron i podzielona jest na pięć rozdziałów. Davies wprowadza pojęcie fal grawitacyjnych i omawia ich własności korzystając z analogii z falami elektromagnetycznymi. Pierwszy rozdział

¹ Patrz recenzja J. Szudy, *Postępy Fizyki* 37, 491 (1986) (przyp. Red.).

jest poświęcony przypomnieniu podstawowych własności fal elektromagnetycznych oraz metod ich generacji. Analizując problem propagacji fal elektromagnetycznych, Davies w przystępnej formie wprowadza elementy szczególnej teorii względności. W drugim rozdziale omawiane są podstawowe własności pola grawitacyjnego, a następnie wprowadza się pojęcie zakrzywionej czasoprzestrzeni i pokazuje w jaki sposób pole grawitacyjne można opisywać geometrycznie. Prowadzi to w konsekwencji do sformułowania podstawowych zasad ogólnej teorii względności. Wiadomości te są następnie wykorzystane do wprowadzenia pojęcia fali grawitacyjnej.

W trzecim rozdziale omawiane są różne źródła fal grawitacyjnych, poczynając od mechanicznych do hipotetycznych źródeł astrofizycznych. Słabość sprzężenia grawitacyjnego powoduje, że efektywnymi źródłami fal grawitacyjnych mogą być układy, których rozmiary są porównywalne z ich promieniami grawitacyjnymi (tj. promieniami Schwarzschilda) i które poruszają się z prędkościami bliskimi prędkości światła. Należy więc przypuszczać, że silnymi źródłami fal grawitacyjnych mogą być gwiazdy zapadające się do stanu czarnej dziury, układy podwójne złożone z gwiazd neutronowych lub czarnych dziur i procesy, które mogły zachodzić w bardzo wczesnych etapach ewolucji Wszechświata.

Przedostatni rozdział poświęcony jest detektorom fal grawitacyjnych. Oddziaływanie fali grawitacyjnej z materią jest bardzo słabe i dlatego dotychczas nikomu nie udało się bezpośrednio zaobserwować fal grawitacyjnych. Pierwszą antenę grawitacyjną zbudował Joseph Weber. Głównym elementem tej anteny był aluminiowy cylinder ważący 1,4 tony. Weber zaproponował bardzo pomysłowy sposób pomiaru drgań cylindra, który pozwalał mierzyć przesunięcia cylindra porównywalne ze średnicą jądra atomowego! Jednak nawet tak czuła antena nie wystarcza do rejestracji fal grawitacyjnych docierających do powierzchni Ziemi. Zwiększenie czułości anteny o kilka rzędów wielkości przez oziębienie jej do temperatury bliskiej absolutnego zera też nie pozwoliło jeszcze na laboratoryjne odkrycie fal grawitacyjnych. Eksperymentatorzy nie zrazili się tymi trudnościami i nadal trwają prace nad konstrukcją anten grawitacyjnych działających na innych zasadach. Trudno przewidzieć, kiedy prace te zostaną uwieńczone powodzeniem.

W ostatnim rozdziale Davies zastanawia się nad tym czy już widziano fale grawitacyjne. W 1974 r. dwaj radioastronomowie Russell Hulse i Joseph Taylor odkryli pierwszego pulsara wchodzącego w skład układu podwójnego. Wiemy obecnie, że pulsar to obracająca się gwiazda neutronowa. Układ odkryty przez Hulse'a i Taylora składa się najprawdopodobniej z dwóch gwiazd neutronowych. Jeżeli układ dwóch gwiazd traci energię i moment pędu w wyniku emisji fal grawitacyjnych, to gwiazdy powinny obracać się względem środka masy coraz prędzej, a ich wzajemna odległość powinna powoli maleć. Pulsar jest niemal idealnym zegarem. Obserwując więc zmiany tempa „cykania” można pośrednio wyznaczyć prędkość przybliżania się obu składników do siebie. Obserwacje bardzo dobrze zgadzają się z przewidywaniami, można więc powiedzieć, że fale grawitacyjne zostały już pośrednio zaobserwowane.

W dodatku przedstawione są elementy teorii detektorów fal grawitacyjnych.

Książka Daviesa napisana jest przystępnie i interesująco i powinna być zrozumiała już dla uczniów wyższych klas szkół średnich. Tłumaczenie jest poprawne, nie zauważyłem żadnych błędów terminologicznych. W książce znalazłem kilka błędów, które nie zostały dostrzeżone przy korekcie. Na str. 85¹ jest: „gęstość masy 10^{-36} kgm^{-3} . Średnia gęstość materii skupionej w galaktykach jest rzędu 10^{-28} kgm^{-3} , czyli stukrotnie większa”. Na str. 87₁₁ jest „... skala odległości rosła jak $(\text{czas})^{3/2}$ ”, a powinno być „... skala odległości rosła jak $(\text{czas})^{3/2}$ ”. Na str. 98₄ jest „wiele o rzędów wielkości większe”, a powinno być „o wiele rzędów wielkości większe”.

Marek Demiański

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

KRONIKA

PTF

Oddział Warszawski

Zarząd Oddziału Warszawskiego PTF uznał za główny kierunek swojej działalności kontynuację prac nad ożywieniem kontaktów z nauczycielami fizyki oraz z młodzieżą.

Zorganizowano kolejną serię wykładów dla uczniów. Tym razem tematy wykładów powiązano ściśle z programem szkoły średniej i wykorzystano możliwości dużej sali wykładowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW bogato ilustrując wykłady pokazami doświadczeń. Odbyły się wykłady pod następującymi tytułami: „Co i jak w falach faluje?”, „Fale czy cząstki — zjawisko fotoelektryczne”, „Od radia kryształkowego do komputera”, „Energia, pęd, moment pędu”.

Wykłady cieszyły się niespotykaną w ostatnich latach popularnością. Młodzież nie mogła pomieścić się w sali o 300 miejscach. Wiążemy to ze zmianą sposobu informowania o wykładach. Zamiast wywieszania plakatów odpowiednie zawiadomienia kierowane były imiennie do nauczycieli fizyki. Wykłady będą kontynuowane w roku szkolnym 1986/7.

Postanowiono wznowić działalność Seminarium Dydaktyki Fizyki, tj. spotkań dyskusyjnych z nauczycielami. Prowadzenia podjął się doc. J. Ginter. Na pierwszym spotkaniu w kwietniu 1986 doc. T. Dietl wygłosił referat o kwantowym efekcie Halla.

W wyniku dyskusji ustalono zakres zagadnień dla działalności Seminarium. Za najważniejsze uznano: podawanie fachowej informacji o nowościach w fizyce (np. osiągnięcia wyróżnione Nagrodą Nobla) oraz o wartościowych książkach i ewentualnie szersze omawianie wybranych książek oraz spotkania z autorami książek interesujących z punktu widzenia dydaktyki fizyki (np. z serii *Delta*). Uczestnicy Seminarium podkreślili również

potrzebę omówienia pewnych zagadnień objętych programem szkolnym a niedosiątecznie jasno lub nawet błędnie przedstawionych w obowiązujących podręcznikach. Na Seminarium będą również przedstawiane osiągnięcia dydaktyczne nauczycieli i innych osób związanych z dydaktyką fizyki.

W lutym 1986, w czasie przerwy szkolnej, prof. Ł. Turski poprowadził kolejne, kilkudniowe spotkanie poświęcone zastosowaniu mikrokomputera w nauczaniu fizyki. Była to kontynuacja cyklu rozpoczętego przez poprzedni Zarząd (patrz Kronika 2/86). Uczestnicy uznali, że spotkanie było udane. Planowane jest organizowanie podobnych spotkań w przyszłości. Równocześnie informujemy o możliwości pełnego szkolenia komputerowego nauczycieli w ramach tzw. studium podyplomowego prowadzonego przez Wydział Fizyki UW.

Po półtorarocznej działalności zakończył się pierwszy cykl pracy Międzyszkolnego Koła Fizyki „Gluony”, prowadzonego przez mgr Aleksandrę Magrytę. Koło zajmowało się problematyką cząstek elementarnych. Na uroczystości zakończenia, która odbyła się w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW, prof. A. Wróblewski wręczył dyplomy i nagrody książkowe autorom prac wyróżnionych w konkursie. Koło rozpocznie we wrześniu drugi cykl działalności. Jednocześnie planuje się utworzenie dwóch nowych Kół Międzyszkolnych zajmujących się fizyką jądrową i optyką.

Oddział w maju 1986 liczył 443 członków. Oczekuje na nowe zgłoszenia. Zaprasza nauczycieli do wzięcia udziału w seminariach i wykładach i chętnie przyjmie wszelkie uwagi i sugestie dotyczące formy i tematów zajęć. Informacje o wykładach i seminariach są wysyłane do wszystkich warszawskich szkół średnich.

Wanda Ejchart

Nowy Zarząd EPS

W marcu 1986 odbyło się w Londynie zebranie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Wybrano nowy Zarząd w składzie: prze-

wodniczący — W. Buckel (Karlsruhe), wiceprzewodniczący — R. A. Ricci (Padwa), sekretarz — W. J. Merz (Thalwil, Szwajcaria), wice-sekretarz — N. Kroo (Budapeszt), skarbnik — E. W. A. Lingenman (Amsterdam), wice-skarbnik — J. M. Gilles (Namur), członkowie — L. Cohen (Londyn), B. Dreyfus (Grenoble), O. V. Lounasmaa (Helsinki), J. K. Pożela (Wilno), Ewa Skrzypczak (Warszawa).

Delegatami indywidualnych członków zwyczajnych do Rady EPS są teraz: P. Choquard (Lozanna), J. T. Devreese (Antwerpia), B. Feuerbach (Kolumbia), F. Mezei (Budapeszt), H. Ryde (Lund), Ewa Skrzypczak (Warszawa), W. Thirring (Wiedeń), M. Tosi (Triest), A. Wapstra (Amsterdam). W czerwcu 1986 liczba indywidualnych członków zwyczajnych wynosiła 3957.

W EPS-ie jest zrzeszonych 29 organizacji członkowskich i 10 towarzystw współpracujących.

Europhys. News 17, No 6 (1986)

B. W.

EPS w 1986 roku

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (założone w 1968 r.) zrzeszające — zgodnie z nazwą — fizyków europejskich, liczy wśród swoich członków indywidualnych ok. 200 polskich fizyków i — wśród licznych towarzystw i organizacji — Polskie Towarzystwo Fizyczne. Kilkuosobowy sekretariat EPS ma siedzibę w Genewie, zaś w Budapeszcie działa (jednoosobowy) sekretariat pomocniczy. Ten ostatni zajmuje się dystrybucją periodyków EPS w krajach Europy Wschodniej oraz niektórymi sprawami finansowymi, związanymi ze specyfiką niewymienialnych walut wschodnich.

Zarząd EPS (Executive Committee) składa się obecnie z 11 członków wybranych na drodze głosowania spośród członków Rady EPS na posiedzeniu Rady EPS w marcu br. w Londynie (patrz poprzednia notatka). Przewodniczącym Zarządu jest, wybrany również w marcu br., prezes EPS, prof. W. Buckel z Karlsruhe. W skład Rady Towarzystwa (EPS Council) wchodzi przedstawiciele Towarzystw Fizycznych z różnych krajów oraz przedstawiciele członków indywidualnych. W ramach EPS działa szereg Komitetów Doradczych i sekcji.

Zespoły te — o różnej liczebności i różnym stopniu aktywności — zajmują się zagadnieniami związanymi — w skali europejskiej — z określo-

nymi dziedzinami fizyki, bądź problemami ogólniejszej natury, takimi jak „fizyka w przemyśle”, „fizyka a społeczeństwo”, „wolność w nauce”, dydaktyka fizyki, organizacja konferencji EPS, redagowanie i wydawanie periodyków EPS. Struktura, zakres działań i wzajemne powiązania zespołów, a także liczebność i skład komitetów doradczych są regulowane postanowieniami statutu EPS przy znacznym marginesie pozostawionym inicjatywie poszczególnych zespołów. W istotnych sprawach ostateczną decyzję, a także ocenę nowych inicjatyw, podejmuje Zarząd EPS w czasie posiedzeń roboczych, odbywających się regularnie 2—3 razy do roku. W br. spotkanie — szczególnie ważne ze względu na koniec kadencji i wybory przewodniczącego i nowych członków Zarządu (w tym niżej podpisanej) odbyło się w marcu w Londynie, następne posiedzenie robocze Zarządu miało miejsce w czerwcu w Genewie; również w Genewie — w listopadzie — odbędzie się ostatnie w tym roku posiedzenie Zarządu. Rozważana jest możliwość zorganizowania jednego z posiedzeń (wiosną 1987 r.) w Polsce, zaś w sierpniu 1987 spotkanie Zarządu odbędzie się przy okazji Konferencji Ogólnej EPS („Trends in Physics, EPS-7”) w Helsinkach.

W części posiedzenia roboczego Zarządu EPS biorą udział przedstawiciele poszczególnych sekcji i komitetów doradczych, przedstawiając sprawozdania z ich działalności, plany pracy i propozycje, podlegające akceptacji Zarządu.

Spośród tematów obrad w czerwcowym posiedzeniu, poza stałym i typowym dla większości towarzystw na świecie problemem: rekrutacji nowych członków, stanu płatności składek i stanu bilansu finansowego EPS, warto wymienić szczegółowo dyskutowane problemy wydawnictw EPS, tj. *European Journal of Physics*, *Europhysics Letters* i *Europhysics News*. Omawiano wiele spraw: od poziomu techniczno-redakcyjnego wydawnictw, poprzez poziom merytoryczny (procent prac odrzuconych przez Komitety Redakcyjne) aż do niezadowalającego stopnia powszechności prenumerowania tych periodyków w uniwersytetach oraz instytutach naukowych i przemysłowych w Europie.

Wiele uwagi poświęcono organizacji Konferencji Ogólnej EPS-7 w 1987 r.

Omawiano też problemy związane z działalnością szeregu sekcji i zespołów. Jako pewnego rodzaju ciekawostkę warto wspomnieć, że sporo czasu i uwagi poświęcono sprawie zaangażowania nowego pracownika administracyjnego, który by pełnił funkcję pomocnika sekretarza (executive secretary), kierującego pracą sekretariatu EPS. Ko-

lejne eliminacje kandydatów na to stanowisko (spośród 12 ubiegających się) doprowadziły do podjęcia ostatecznej decyzji. Wspomniałam o tym dlatego, że tak przemyślany i staranny wybór odzwierciedla troskę o sprawne działanie sekretariatu. Istotnie, niewielki zespół administracyjny w Sekretariacie EPS, sprawnie i szybko rozsyła liczne dokumenty Zarządu i Rady, prowadzi korespondencję, dogląda realizacji uchwał i decyzji pod względem administracyjnym i formalnym. Sprzyjają temu niewątpliwie ułatwienia w zakresie łączności czy małej poligrafii, trudno jednak się oprzeć wrażeniu, że widać w tym potwierdzenie znanej reguły, że personel administracyjny nie musi (może nie powinien?) być zbyt liczny, natomiast koniecznie powinien być doborany z punktu widzenia kompetencji i sprawności pracowników.

Na zakończenie tej notatki dodam jeszcze jedno — optymistyczne — wrażenie wynikające z udziału w pracach Rady, a od kwietnia br. — w pracach Zarządu EPS: w wystąpieniach członków Rady i Zarządu, w tym zwłaszcza prezesa Towarzystwa — przejawia się rzetelne zaangażowanie w sprawy szeroko pojętej fizyki i fizyków — ponad uciążliwymi barierami sztucznych podziałów geopolitycznych.

Ewa Skrzypczak

Fizyka dla rozwoju

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) powołało ostatnio nową grupę roboczą pod oryginalną nazwą „Interdivisional Group on Physics for Development” (IGPD). Głównym celem grupy ma być pomoc w organizowaniu badań naukowych w zakresie fizyki doświadczalnej, podejmowanych wspólnie przez fizyków z krajów rozwijających się i krajów uprzemysłowionych. Uważa się, że w pierwszym okresie współpraca taka odbywałaby się raczej na linii Europa—Afryka. Przedsięwzięcia mogłyby być zarówno krótko- jak i długoterminowe. Grupa ma jednak nadzieję, że pomimo oczywistych trudności możliwe będzie wypracowanie programów długoterminowych. Mogłyby one znacząco wpływać na rozwój fizyki i dyscyplin pokrewnych w krajach rozwijających się.

Grupa zwróciła się do narodowych towarzystw zrzeszonych w EPS o poinformowanie swoich członków o utworzeniu IGPD i jej celach. Członkowie PTF, którzy cele te popierają powinni za-

stanowić się w jaki sposób mogliby poprzeć prace grupy.

IGPD zaprasza członków PTF do przedstawienia pomysłów i propozycji dotyczących prac w dziedzinie fizyki doświadczalnej, jakie chcieliby oni przeprowadzić wspólnie z kolegami z krajów rozwijających się, lub jakie projekty uważają oni za ważne do przedsięwzięcia przez innych fizyków.

W zasadzie wspólne badania powinny odbywać się w krajach rozwijających się. Grupa IGPD uważa za szczególnie ważne opracowanie takich projektów długoterminowych, w realizacji których fizycy z krajów uprzemysłowionych mogliby spędzić pewien okres czasu w krajach trzeciego świata, biorąc udział zarówno w budowie aparatury jak i przeprowadzaniu na niej eksperymentów.

IGPD będzie w tym przypadku pełnić rolę koordynatora w celu dopasowania ofert do potrzeb. Propozycje mogą dotyczyć zarówno fizyki, jak i badań związanych z fizyką, tak podstawowych jak i stosowanych. Projekty związane bezpośrednio z nauczaniem fizyki będą także mile widziane. IGPD nie zamierza pełnić roli administratora; prace, które zostały z powodzeniem rozpoczęte, zostaną całkowicie pozostawione w rękę wykonawców.

Finansowanie projektów prac wspólnych jest bardzo istotną stroną całego problemu. Pieniądze pochodzić będą prawdopodobnie w odpowiednich proporcjach od krajów uprzemysłowionych oraz rozwijających się, i to zarówno z budżetów przeznaczonych na badania naukowe jak i z organizacji międzynarodowych. IGPD będzie pomagać w zdobywaniu odpowiednich środków. Na przykład UNESCO już wykazało wielkie zainteresowanie tymi działaniami i pokryło wstępne wydatki związane z utworzeniem IGPD.

Jak dotąd, IGPD otrzymało już propozycje od 20 uniwersytetów z krajów rozwijających się. Tematyka obejmuje fizykę ciała stałego, badania materiałów, baterie słoneczne, spektroskopię ramanowską, fizykę ultradźwięków, geofizykę i oceanografię oraz nauczanie fizyki na wszystkich poziomach. Oczekuje się na zgłoszenia fizyków skłonnych do współpracy z kolegami z krajów rozwijających się.

W celu rozpoczęcia konkretnych prac nad zaproponowanymi wspólnymi projektami, na wiosnę 1987 r. IGPD ma w projekcie zorganizowanie spotkania roboczego w Afryce Wschodniej.

Niektóre narodowe towarzystwa fizyczne posiadają już struktury zajmujące się opisaną powyżej problematyką. W PTF jeszcze o tym nie myśleliśmy. Zarząd Główny naszego Towarzystwa uważa jednak

utworzenie IGPD za bardzo cenną inicjatywę i oczekuje na odzew ze strony swoich członków. W przypadku nadesłania interesujących propozycji, PTF nawiąże z Interdivisional Group on Physics for Development bliższą współpracę.

Janusz Konopka

Sekretarz Generalny PTF

Kontrola działania CERN-u

Rada CERN-u powołała Grupę Przeglądową (Review Group), która ma ocenić jak CERN funkcjonuje. Przewodniczącym Grupy został Anatole Abragam, profesor Collège de France. Należy się spodziewać, że Grupa przygotowuje swój raport do czerwca 1987.

CERN Courier 26, No 5 (1986)

B. W.

Wykład im. Mariana Smoluchowskiego

Tegoroczny wykład im. Mariana Smoluchowskiego pt. „Non-Markovian Effects in Statistical Physics” wygłosił B. J. Alder, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego.

Wykład odbył się 30 maja 1986 r. w auli Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW. Organizatorami byli: Komitet Fizyki PAN, Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Wydział Fizyki UW i Oddział Warszawski PTF.

Medal i Nagroda Holwecka

W 1986 r. Medal i Nagrodę Holwecka, przyznaną przez brytyjski Instytut Fizyki i Francuskie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał Gareth Roberts, profesor Uniwersytetu Oxfordzkiego.

Roberts, urodzony w 1940 r., studiował w Uniwersytecie Walijskim. Po dwuletniej pracy w firmie Xerox w Rochester (USA) objął wykłady w New University w Ulster, gdzie prowadził badania nad kolorową kserografią oraz własnościami optycznymi i elektrycznymi związków organicznych. W latach 1976—85 był profesorem fizyki stoso-

wanej Uniwersytetu w Durham, gdzie stworzył silny ośrodek badań monowarstwowych powłok organicznych, ich własności strukturalnych, optycznych, elektrycznych i dielektrycznych. Roberts wykazał przydatność tych warstw jako warstw izolujących w przyrządach elektronicznych, przełącznikach i czujnikach. Wynikły z tego zastosowania przemysłowe, głównie w Wielkiej Brytanii, USA i Japonii.

W uznaniu jego wkładu w fizykę przyrządów półprzewodnikowych Roberts został w 1984 r. wybrany członkiem Royal Society.

Od 1985 jest profesorem Uniwersytetu Oxfordzkiego, a jednocześnie kieruje badaniami naukowymi firmy Thorn-EMI. Jest także redaktorem czasopisma *Journal of Molecular Electronics*.

Phys. Bull. 37, No 5 (1986)

B. W.

Medal i Nagroda Maxa Borna

Medal i Nagrodę Maxa Borna za r. 1986 otrzymał Josef Stuke, profesor emerytowany Uniwersytetu w Marburgu (RFN). Odznaczenie to przyznawane jest przez brytyjski Instytut Fizyki i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne na przemian fizykowi niemieckiemu i fizykowi brytyjskiemu.

Josef Stuke urodził się 26 maja 1918 w Lastrup w Dolnej Saksonii. Studiował fizykę na Politechnice w Hanowerze. W 1947 uzyskał doktorat w Getyndze na podstawie pracy o przewodnictwie samoistnym germanu. Rozprawa doktorska nie została opublikowana i jest mało znana. Przez następne 15 lat pracował w przemyśle, m. in. kierował wydziałem półprzewodników w laboratorium badawczym firmy AEG we Frankfurcie nad Menem. W tym czasie uzyskał bardzo podstawowe wyniki na temat przesunięcia optycznej krawędzi absorpcji półprzewodników domieszkowanych (obecnie nazywamy to efektem Bursteina, który mniej więcej w tym samym czasie i niezależnie od Stukego odkrył to zjawisko).

W 1962 Stuke rozpoczął karierę akademicką w Politechnice w Karlsruhe, w 1967 został profesorem fizyki doświadczalnej Uniwersytetu w Marburgu. Tam prowadzi badania półprzewodników amorficznych, w szczególności a-Ge, a-Si i a-A^{III}B^V. Kierowana przez niego grupa marburska zdobyła międzynarodowe uznanie za staranne i istotne ba-

dania własności optycznych i transportowych ciał stałych niekryształicznych prowadzone różnymi metodami doświadczalnymi.

Phys. Bl. 42, No 4 (1986)

B. W.

Nagroda Schottkyego dla G. Abstreitera

Nagrodę im. Waltera Schottkyego przyznaje Niemieckie Towarzystwo Fizyczne od 1973 r. młodym naukowcom zajmującym się fizyką ciała stałego. Fundatorem nagrody jest koncern Siemens. W 1986 r. nagrodę otrzymał dr Gerhard Abstreiter z Politechniki Monachijskiej. Abstreiter jako pierwszy zastosował metodę rezonansu cyklotronowego oraz nieelastycznego rozpraszania światła do badania własności układów dwuwymiarowych. Obecnie bada on proces tworzenia się diod Schottkyego oraz heterozłączy (typu np. Ge-GaAs), analizując *in situ* widma rozpraszania nieelastycznego z udziałem fononów.

T. D.

Pierwsza laureatka Nagrody Goepfert-Mayer

Pierwszą laureatką Nagrody im. Marii Goepfert-Mayer została Judith S. Young.

Nagroda ta została ustanowiona przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne dla uznania i podkreślenia wybitnych osiągnięć młodych fizyczek (patrz Kronika 1/86).

Judith Young studiowała astronomię na Uniwersytecie Harvarda. W 1979 r. uzyskała doktorat w Uniwersytecie Stanu Minnesota. Od 1979 pracuje w Uniwersytecie Stanu Massachusetts w Amherst. Jej specjalnością jest radioastronomia pozagalaktyczna, ewolucja galaktyk i fizyka promieniowania kosmicznego. Kieruje pracami doktorskimi kilku młodych kobiet.

Phys. Today 39, No 5 (1986)

B. W.

X Seminarium Fizyki Powierzchni w Piechowicach

W dniach od 12 do 16 maja br. w Piechowicach k. Jeleniej Góry odbyło się X Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni organizowane co-

rocznie przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Dyrektorem tegorocznego seminarium był doc. Tadeusz Radoń, a sekretarzem naukowym dr Adam Kiejna.

W seminarium wzięło udział 90 uczestników z ośrodków krajowych prowadzących badania w dziedzinie fizyki i fizykochemii powierzchni ciała stałego (z Bydgoszczy, Częstochowy, Gliwic, Krakowa, Lublina, Łodzi, Opola, Poznania, Warszawy, Wrocławia) oraz 28 gości zagranicznych (z Bułgarii, Czechosłowacji, Francji, Hiszpanii, Kanady, NRD, RFN, USA, Wielkiej Brytanii i ZSRR).

Na program seminarium złożyły się 23 referaty i 55 komunikatów z których 40 przedstawiono w czasie dwóch sesji plakatowych.

Tematyka przedstawionych prac dotyczyła badań struktury atomowej i elektronowej czystych powierzchni metali i półprzewodników oraz powierzchni pokrytych adsorbentem. Teoretyczne i doświadczalne prace dotyczyły m. in. struktury geometrycznej powierzchni, adsorpcji fizycznej i chemicznej, przejść fazowych na powierzchni, fizyki i chemii małych cząstek metalicznych, kwantowego efektu rozmiarowego, fizyki cienkich warstw, kontaktu metal-półprzewodnik, supersieci metalicznych i rozpraszania atomów na powierzchni.

Przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych metodami dyfrakcji powolnych elektronów (LEED), rozszerzonej struktury subtelnej absorpcji promieniowania rentgenowskiego (EXAFS i SEXAFS), mikroskopii polowej, fotopolowej i jonowej fotoemisji, pomiarów zmian pracy wyjścia, spektroskopii strat energetycznych elektronów (ELS) oraz spektroskopii elektronów Augera (AES). Przedyskutowano również możliwości i ograniczenia metod eksperymentalnych stosowanych w badaniach powierzchni ciał stałych.

Poziom przedstawionych prac był w większości przypadków bardzo wysoki.

Materiały seminarium zostaną opublikowane w specjalnym tomie *Acta Universitatis Wratislaviensis*.

Następne, XI Seminarium odbędzie się w maju 1987 r.

Adam Kiejna

Wielkie i małe potrzeby nauki

W artykule wstępnym *Physics Today* z czerwca 1986 r. Herman Feshbach, były prezes Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i wieloletni kie-

ownik działu fizyki w MIT, pisze o kontrowersjach na temat potrzeb i ważności różnych działów fizyki. Aroganckie stwierdzenia, że jakiś dział fizyki stał się już nieinteresujący, okazywały się, według Feshbacha, po pewnym czasie fałszywe. Jako przykład wskazuje fizykę atomową, która w jego czasach studenckich uważana była za dziedzinę martwą, w której już wszystkie problemy zostały rozwiązane. Później dopiero przyszło fundamentalne odkrycie — przesunięcie Lamba — i otworzyła się epoka laserowa. Może jeszcze jaskrawszym przykładem jest mechanika klasyczna, pozornie zamknięta z końcem XIX w. A jednak dzięki niej rozwiązuje się teraz problemy tworzenia galaktyk, strukturę pierścieni Saturna czy powstawanie chaosu i turbulencji. Działy fizyki nie umierają, one po prostu przechodzą cykliczne odnowy, gdy zostają zbudowane nowe rodzaje przyrządów lub gdy nowe pojęcia otwierają nowe dziedziny badań.

„Wielka nauka” wymaga wielkich zespołów fizyków doświadczalnych. Powoduje to jednak poważne trudności dla młodych adeptów fizyki. Są oni wprawdzie szczęśliwi, że mogą uczestniczyć w tych ważnych przedsięwzięciach, jednak bardzo osłabia się ich bezpośredni kontakt z kolegami pracującymi w innych dziedzinach fizyki. Trudno też stać się znanym ogółowi fizyków jeżeli pracuje się w wielkim zespole. Może to prowadzić do niewłaściwej oceny kandydata do awansu, a stąd wyniknąć może nieobliczalna szkoda tak dla młodego eksperymentatora jak i dla całej dziedziny fizyki.

Niektórzy twierdzą, że należy wspierać te dziedziny, które dają bezpośrednie korzyści społeczeństwu. Oczywiście, niektóre gałęzie fizyki, jak np. materiałoznawstwo, mają bezpośrednie związki z przemysłem. Feshbach jest jednak zdania, że jeśli zastanowić się głębiej, to okazuje się że wszystkie działy fizyki mają wpływ, choć w różnym stopniu, na rozwój techniki. Nauka podstawowa, która stale musi rozwijać narzędzia swoich eksperymentów i badać nowe zjawiska, nie może polegać na aparaturze produkowanej przemysłowo w danym czasie. Fizycy muszą „wchodzić” poza te przyrządy, które już umie wytwarzać przemysł. To często okazuje się korzystne dla samego przemysłu i może prowadzić do powstawania nowych technologii. Taki skutek mają m. in. badania podstawowe prowadzone w CERN-ie (pisaliśmy o tym w Kronice 4/85 — „Fizycy najlepszymi klientami przemysłu”).

Współzawodnictwo między „małą” i „wielką” fi-

zyką o przyznawanie dotacji jest niesłuszne. Rozdział funduszy powinien zależeć od rzeczywistych potrzeb danej dziedziny. „Pracujmy wspólnie, a nie jeden przeciw drugiemu” — kończy Feshbach.

Phys. Today 39, No 6 (1986)

B. W.

Słownictwo fizyków

Veit Elser z AT & T Bell Laboratories w Murray Hill pisze w liście do redaktora *Physics Today*, że można odróżnić fizyka od matematyka po używanym słownictwie. Na przykład fizykiem jest ten, kto używa słowa „skończony” gdy w rzeczywistości chce powiedzieć „niezerowy”. Elser uważa, że jest to ogólnie przyjęte przez fizyków, mimo że, być może zdają sobie sprawę z niewłaściwości tego terminu. Powszechnie mówi się i pisze w publikacjach fizycznych „skończona temperatura”, „skończona częstość” a nawet „niska lecz skończona temperatura”.

Swoją list kończy Elser: „...bardzo wątpię czy mój list wywoła zmianę tej sytuacji, mogę bowiem z ufnością przewidzieć, że prawdopodobieństwo takiej zmiany «nie jest skończone!»”.

Phys. Today 39, No 5 (1986)

B. W.

Opera omnia Kopernika po angielsku

Firma Macmillan Press ukończyła wydawanie dzieł wszystkich Kopernika (*Nicholas Copernicus, Complete Works*). Seria składa się z trzech tomów. Tom I jest kopią oryginału rękopisu Kopernika *De revolutionibus orbium coelestium*. Ukazał się on w 1973 r. Tom II, którego redaktorem jest prof. Jerzy Dobrzycki z Instytutu Historii Nauki, Techniki i Oświaty PAN, jest tłumaczeniem angielskim tomu I. Ukazał się on w 1978 r.

Tom III zawiera tłumaczenia drobniejszych prac astronomicznych i dzieł ekonomicznych. Tłumaczeń zawartych w tomach II i III dokonał i komentarzami opatrzył Edward Rosen.

Nature 320, No 6060 (1986)

B. W.

Józef Szpilecki

(1906—1986)

Dnia 27 marca 1986 r. zmarł w Gliwicach doc. dr hab. Józef Szpilecki, wieloletni nauczyciel akademicki Politechniki Lwowskiej i Politechniki Śląskiej, były kierownik Katedry Fizyki B Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Śląskiej. Studia wyższe ukończył w 1933 r. na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie, uzyskując stopień magistra filozofii w zakresie fizyki. Pracę w szkolnictwie wyższym rozpoczął w 1930 r. w Katedrze Fizyki Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie w charakterze zastępcy asystenta, a następnie młodszego asystenta. W latach 1936—38 był nauczycielem szkół średnich we Lwowie, a od 1937 r. do 1945 r. — starszym asystentem Katedry Fizyki Politechniki Lwowskiej. Na Politechnice Śląskiej w Gliwicach pracował od 1946, najpierw jako adiunkt na Katedrze Fizyki. W 1949 r. został zastępcą profesora i kierownikiem Katedry Podstaw Teletechniki, a następnie Katedry Fizyki. W 1976 r. doc. Szpilecki przeszedł na emeryturę.

Stopień doktora nauk technicznych uzyskał w 1959 r. na wydziale Mechaniczno-Energetycznym Politechniki Śląskiej na podstawie pracy „Oscylacje temperaturowe typu relaksacyjnego”. W 1963 r. habilitował się na tym samym Wydziale, na podstawie pracy: „Wpływ przewodnictwa cieplnego na zmianę objętości w ciele kulistym dwuwarstwowym”. Problematyka naukowa Szpileckiego dotyczyła nie tylko różnych zastosowań fizyki w technice, ale obejmowała również prace teoretyczne z zakresu rezonansów elektronowych i jądrowych oraz zagadnień fal spinowych w plazmie ciała stałego. Opublikował 47 prac oryginalnych oraz 17 przeglądowych.

Za zasługi i osiągnięcia naukowe oraz pełną poświęcenia pracę dydaktyczną odznaczony był m. in. Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski i Złotym Krzyżem Zasługi.

Był członkiem Oddziału Gliwickiego PTF, w Zarządzie którego pełnił szereg funkcji. Był bardzo aktywnym korespondentem *Postępów Fizyki* na terenie Oddziału Gliwickiego. Uczestniczył w Zjazdach Fizyków Polskich. Będąc już na emeryturze kontynuował pracę naukową i, gdy tylko zdrowie pozwalało, uczestniczył w zebraniach PTF, gdzie autor niniejszej notatki miał okazję doc. Józefa Szpileckiego poznać.

Eugeniusz Soczkiewicz

Andrzej Pawlikowski

(1928—1986)

Dnia 1 kwietnia 1986 r. zmarł po długiej i ciężkiej chorobie prof. Andrzej Pawlikowski, kierownik Zakładu Fizyki Teoretycznej w Uniwersytecie Śląskim.

Andrzej Pawlikowski urodził się 12 marca 1928 r. w Michalewicach (dawne woj. lwowskie). Po wojnie zamieszkał wraz z matką we Wrocławiu, gdzie w 1948 r. rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim, które w latach 1950—51 łączył z pracą zawodową na stanowisku redaktora technicznego Działu Wydawnictw Polskiego Towarzystwa Matematycznego we Wrocławiu. W 1952 r. uzyskał stopień magistra filozofii. Pracę magisterską dotyczącą zachowania się materii pod bardzo wysokim ciśnieniem wykonał pod kierunkiem prof. Romana S. Ingardena.

W latach 1951—64 pracował kolejno na stanowiskach od zastępcy asystenta do adiunkta w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego. W tym czasie przedmiotem jego zainteresowań była metoda zmiennych dodatkowych Bohma i Pinesa w zastosowaniach do elektronów w metalu. Uzyskane wyniki zawarł w pracy doktorskiej „Zagadnienie warunków ubocznych w metodzie zmiennych dodatkowych” (1959).



W 1960 r. wyjechał do ZIBJ w Dubnej, gdzie przez okres półtora roku pracował w grupie prof. Solowiewa, zajmując się nadciekłym modelem jądra atomowego. Pracę tę kontynuował do 1964 r.

Od 1 października 1964 r. objął stanowisko adiunkta w nowo powstałej Filii Uniwersytetu Jagiellońskiego w Katowicach. Głównym przedmiotem jego zainteresowań badawczych stała się wtedy kwantowa teoria magnetyzmu, a szczególnie zastosowanie termodynamicznych funkcji Greena do opisu ferromagnetyków anizotropowych. Niezależnie od ogromu obowiązków związanych z organizacją Katedry Fizyki w Filii UJ, dużą ilością zajęć dydaktycznych, kierowaniem pracą młodej kadry naukowej, organizacją biblioteki, podjął w latach 1965—67 wspólnie z prof. Janem Łopuszańskim trud napisania monografii naukowej (J. Łopuszański, A. Pawlikowski, *Fizyka statystyczna*, PWN 1969).

W 1968 r. otrzymał stanowisko docenta w nowo utworzonym Uniwersytecie Śląskim. Habilitował się na Uniwersytecie Jagiellońskim w 1969 r. na podstawie pracy „O wyznaczaniu wektora namagnesowania w magnetyku anizotropowym” i od 1 października 1969 r. został Kierownikiem Zakładu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Śląskiego, którym kierował aż do ostatnich chwil swego życia. W 1976 r. otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego.

Pawlikowski posiadał bardzo rozległe zainteresowania naukowe. Trudno byłoby wymienić jakąś dziedzinę fizyki, która byłaby mu obca. Jednakże do głównej tematyki jego działalności naukowej zaliczyć należy szeroko pojętą teorię wielu ciał, teorię magnetyzmu, teorię procesów nieodwracalnych i zjawisk niestacjonarnych, teorię pola. Szczególne zainteresowania wzbudziła praca dotycząca uogólnionego twierdzenia Wicka i prace poświęcone zastosowaniu temperaturowych funkcji Greena w teorii magnetyzmu. Ostatnio zajmował się teoretycznym uzasadnieniem hipotez Wohllebena dotyczących zjawisk fluktuującej wartościowości.

Dorobek Pawlikowskiego obejmuje kilkadziesiąt publikacji. Prace jego charakteryzuje pomysłowość, oryginalność i precyzja w połączeniu z dużą intuicją fizyczną. Owocem jego wszechstronnej i aktywnej działalności naukowej był także szybki rozwój młodej kadry naukowej w jego Zakładzie. Był promotorem 15 prac doktorskich. Czterech spośród jego uczniów uzyskało już stopień doktora habilitowanego.

Brał czynny udział w życiu Uniwersytetu Śląskiego, jak również wcześniejszej Filii Uniwersytetu Jagiellońskiego. Przyszło mu pracować w la-

tach trudnych, pionierskich, kiedy wszystko trzeba było organizować od podstaw. Położył duże zasługi w organizowaniu Biblioteki Instytutu Fizyki. Jemu zawdzięcza Biblioteka skompletowanie poważnego księgozbioru i działu czasopism. Piastował funkcję Kierownika Studium Doktoranckiego, Zastępcy Dyrektora Instytutu Fizyki i Redaktora Zeszytów Naukowych Uniwersytetu Śląskiego (Seria Fizyka). Był członkiem Rady Naukowej Instytutu Fizyki Jadrowej w Krakowie.

Za swą działalność został uhonorowany wieloma odznaczeniami m. in. Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski i Złotym Krzyżem Zasługi.

Był aktywnym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, piastował w przeszłości funkcje przewodniczącego i wiceprzewodniczącego Katowickiego Oddziału PTF. Był również członkiem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Profesor Andrzej Pawlikowski był wybitnym naukowcem, a przy tym człowiekiem, który osiągnął najwyższy poziom kultury wewnętrznej. Był powszechnie lubiany i szanowany za swoją głęboką wiedzę oraz cechy charakteru, jak skromność, życzliwość, uczynność, poczucie humoru i pogodę ducha. Wykłady jego cechowała duża rzeczowość i zwięzłość, posiadał bowiem wyjątkowy dar dostrzegania w każdym problemie rzeczy najistotniejszych. Jego solidność w pracy i autorytet moralny wyzwały w młodych ludziach chęć do naśladowania go.

Krystyna Bialas-Borgiel, Michał Matlak

Czesław Lis

(1906—1986)

W dniu 9 czerwca br. zmarł Czesław Lis, emerytowany kierownik pracowni mechaniki precyzyjnej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego.

W latach 1930—40 Czesław Lis był mechanikiem w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego kierowanej przez prof. Wertheinsteina. Od 1945 r., zatrudniony przez prof. Mariana Grotowskiego, pracował w Katedrze Fizyki Eksperymentalnej Uniwersytetu Łódzkiego i od tego czasu związany był z fizyką łódzką.

Czesław Lis był prawdziwym mistrzem w swoim zawodzie. Łączył biegłość palców z umiejętnością trafnego wyboru najbardziej właściwych narzędzi i maszyn oraz z subtelnym, intuicyjnym wyczuciem własności danego tworzywa.

Obecnie często się zdarza, że w instytucji prowadzącej badania w dziedzinie fizyki mechanik jest biernym wykonawcą „bluprintu” przygotowanego przez zawodowego kreślarza według projektu opracowanego przez biuro konstrukcyjne. Jednakże w praktyce, szczególnie w mniejszych laboratoriach, tryb postępowania musi być niekiedy zupełnie inny. Droga od pierwotnej koncepcji określonego urządzenia do jego realizacji w ostatecznym kształcie prowadzi przez szereg prób, modyfikacji i kolejne rozwiązywanie napotykanymi trudnościami. Czesław Lis opowiadał mi jak prof. Wertenstein omawiał z nim projekty przyrządów szkicując je ołówkiem na gazecie.

Zarówno w okresie, kiedy był zatrudniony w Pracowni Radiologicznej w Warszawie, jak i w Uniwersytecie Łódzkim, Lis był w swoim zakresie kompetentnym i pomysłowym doradcą fizyków, z którymi współpracował, doskonale zorientowanym w powstających zagadnieniach i umiejącym wskazać słuszne rozwiązanie.

Na szczególne podkreślenie zasługuje jego postawa moralna. Jako rzemieślnik wysoko cenił swoją godność i był zawsze wierny zasadom zawodowej etyki. Zdając sobie sprawę z tego, że jego praca stanowi swoisty wkład w rozwój nauki, był całkowicie zaangażowany w doskonałe wypełnienie swoich obowiązków.

Po formalnym przejściu na emeryturę był nadal czynny, służąc młodszym kolegom pomocą i radą, dzieląc się z nimi swoją wiedzą i swoim doświadczeniem.

Jako długoletni kierownik Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego pragnę wyrazić uznanie dla jego zasług.

Zachowam go we wdzięcznej pamięci.

Ludwik Natanson

Paul Görlich

(1905—1986)

Dnia 13 marca 1986 zmarł Paul Görlich, redaktor naczelny czasopisma *Physica Status Solidi*.

Görlich urodził się 7 października 1905. Przez długie lata był dyrektorem Centrum Badawczego firmy Zeiss w Jenie, a jednocześnie profesorem fizyki ciała stałego Uniwersytetu Fryderyka Schillera w Jenie. Ogłosił ponad 200 prac z fizyki ciała stałego, fizyki laserów, optyki nieliniowej, spektroskopii, oraz zagadnień konstrukcyjnych aparatury naukowej. Dobrze rozumiał wagę badań podstawowych dla pomyślnego rozwoju przemysłu.

Był w 1960 r. jednym z założycieli *Physica Status Solidi* i od 1962 redaktorem naczelnym tego czasopisma.

Był członkiem Akademii Nauk NRD i Akademii Leopoldina w Halle.

Phys. Status Solidi a 95, No 1 (1986)

B. W.

ERRATA

W artykule Petera Fulde *Ciężkie fermiony* zamieszczonym w zeszycie 4/1986 błędnie przypisano symbolowi Ce pierwiastek cez zamiast cer. Za błąd ten tłumacz i Redakcja gorąco przepraszają Autora i Czytelników.

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1987

19—21 maja 1987, Gdańsk

Int. Conf on „How to teach Acoustics”. Uniwersytet Gdański. Prof. A. Sliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

23—25 czerwca 1987, Gdańsk

I Ogólnopolska Konferencja Biomechaniki. AWF Gdańsk. Dr Włodzimierz Erdmann, AWF, Wiejska 1, 80-336 Gdańsk, tel. 52-50-51, w. 296 i 266.
Z: 15.10.86, A: 31.1.87, P, O: 2500 zł

7—10 września 1987, Szczecin

II Sympozjum Fizyki Laserowej. Politechnika Szczecińska, Politechnika Warszawska, Wojskowa Akademia Techniczna. Dr Jerzy Gajda i dr Alina Borkowska, Inst. Automatyki Przemysłowej PSz, gen. Sikorskiego 37, 70-313 Szczecin, tel. 34-758 i 49-48-28.
Z: 31.1.87, A: 30.4.87, P

21—25 września 1987, Łódź

XXIX Zjazd Fizyków Polskich. Polskie Towarzystwo Fizyczne. Doc. S. Michalak, IF UŁ, Nowotki 149/153, 90-236 Łódź, tel. 73-16-38.
Z: 31.12.86, A: 28.2.87, P, O: 1500 zł (członkowie PTF 1000 zł)

SZKOŁY 1987

16—28 lutego 1987, Karpacz

XXIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka fononów. IFT UW, doc. T. Paszkiewicz, IFT UW, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

P, U: 100, ang.

6—11 kwietnia 1987, Ustroń

XVI School on Physics of Semiconducting Compounds „Jaszowiec 87”. Instytut Fizyki PAN i Uniwersytet Warszawski. E. Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa.

Z: 15.3.87, A: 15.2.87, P, U: 200, ang., O: 19 000 zł (z zakwaterowaniem i pełnym wyżywieniem)

NOWE KSIĄŻKI

W 1986 r. ukazały się nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego następujące książki z fizyki:

- J. Blinowski, J. Trylski *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*, PWN, Warszawa 1986, wyd. IX, 600 s., cena zł 500
- A. Januszajtis *Fizyka dla politechnik*, t. 2 — *Pola*, PWN, Warszawa 1986, wyd. II, 336 s., cena zł 320
- F. Kaczmarek *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1986, wyd. II zmienione, 559 s., cena zł 640
- L. D. Landau, E. M. Lifszyc *Krótki kurs fizyki teoretycznej*, t. 2 — *Mechanika kwantowa*, z języka rosyjskiego tłum. J. Jędrzejewski, PWN, Warszawa 1986, wyd. IV, 349 s., cena zł 240
- L. Oster *Astronomia współczesna*, z języka angielskiego tłum. M. Kubiak, PWN, Warszawa 1986, wyd. III, 551 s., cena zł 600
- J. Petykiewicz *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986, wyd. I, 279 s., cena zł 200
- A. H. Piekara *Mechanika ogólna*, PWN, Warszawa 1986, wyd. VII, 384 s., cena zł 340
- E. M. Rogers *Fizyka dla dociekliwych*, cz. 1—5, PWN, Warszawa 1986, wyd. VI, cz. 1: 536 s., cena zł 400, cz. 2: 347 s., cena zł 260, cz. 3: 395 s., cena zł 300, cz. 4: 300 s., cena zł 290, cz. 5: 382 s., cena zł 340
- I. S. Słobodecki, L. G. Aślamazow *Zadania z fizyki*, z języka rosyjskiego tłum. W. Zuzga, PWN, Warszawa 1986, wyd. I, 160 s., cena zł 120
- M. Tempczyk *Fizyka a świat realny*, PWN, Warszawa 1986, wyd. I, 236 s., cena zł 220
- W. Thirring *Fizyka matematyczna*, t. 3 — *Mechanika kwantowa atomów i cząstek*, z języka angielskiego tłum. Z. Ajduk, PWN, Warszawa 1986, wyd. I, 291 s., cena zł 360

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kwantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 20.

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 50.—

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

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 330.—
rocznie zł 660.—

Prenumeratę krajową i za granicą przyjmuje się:

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

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

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

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

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

Information for subscribers

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

J. Gronkowski — Promieniowanie synchrotronowe — nowe perspektywy rozwoju metod rentgenowskich	513
K. von Klitzing — Kwantowy efekt Halla (tłum. <i>K. Wysokiński</i>)	527
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
J. A. Wheeler — Niels Bohr a fizyka jądrowa (tłum. <i>J. Dobaczewski</i>)	553
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Kaczmarek, K. Siegel, K. Sokalski — Rezonans w układzie wielu ciał	569
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Kopyścińska — Subradiacja	573
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	577
RECENZJE	581
KRONIKA	585

CONTENTS

J. Gronkowski — Synchrotron Radiation — New Perspectives for X-Ray Methods	513
K. von Klitzing — The Quantized Hall Effect	527
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
J. A. Wheeler — Niels Bohr and Nuclear Physics	553
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Kaczmarek, K. Siegel, K. Sokalski — Resonance in a Many-Body System	569
SCIENTIFIC NEWS	
A. Kopyścińska — Subradiance	573
MEETINGS AND CONFERENCES	577
REVIEWS	581
CHRONICLE	585