

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 36  
ZESZYT 2  
1985

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN  
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD  
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)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)  
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)  
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)  
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)  
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)  
Prof. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)  
Dr MIECZYŚLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr DANUTA TOKAR (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)  
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)  
Prof. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)  
Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (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 36, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1985

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — 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 *Józef Szpilecki* (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)  
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

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

Nakład 2105 + 95 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk. 6 + 5 wkł. Papier druk. kl. III. 70 × 100, 80 g. Oddano do składania w styczniu 1985. Podpisano do druku w czerwcu 1985. Druk ukończono w czerwcu 1985. Zam. 59/84. Cena zł 80.—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

Iwo Białynicki-Birula

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa**Entropowe zasady nieoznaczoności \*****Entropic Uncertainty Relations**

*Abstract:* New uncertainty relations, based on the information entropy, are reviewed and contrasted with the traditional uncertainty relations, which were based on the dispersions of the physical variables. Improved lower bounds are presented for the angle-angular momentum and the position-momentum pairs.

Tym czym dla teorii względności stał się wzór Einsteina  $E = mc^2$  — znakiem firmowym, rzucającym się w oczy hasłem umieszczanym na okładkach książek i na koszulkach gimnastycznych — tym dla mechaniki kwantowej jest wzór Heisenberga

$$\Delta x \Delta p \sim h \quad (1)$$

wyrażający zasadę nieoznaczoności.

Zasadę tę odkrył Heisenberg w 1927 r., a więc już po zbudowaniu podstaw mechaniki kwantowej i falowej. Zasada nieoznaczoności została sformułowana w jego pracy „O pogłądowej treści kinematyki i mechaniki kwantowej” [1]. W zasadzie tej widział Heisenberg „bezpośrednie pogłądowe wyjaśnienie” związków przemienności dla operatorów położenia i pędu. Słowne sformułowanie zasady nieoznaczoności podane w cytowanej pracy brzmiało: „Im bardziej dokładnie określone jest położenie, tym mniej dokładnie znany jest pęd i na odwrót”.

Wyprowadzenie zasady nieoznaczoności na podstawie matematycznego formalizmu mechaniki falowej zostało podane przez Kennarda [2] w tym samym roku. W wyprowadzonym w ten sposób wzorze

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2 \quad (2)$$

wielkości  $\Delta x$  i  $\Delta p$  są już precyzyjnie zdefiniowane jako odchylenia standardowe (pierwiastki z dyspersji) od średniej wartości. Rok później Robertson [3] udowodnił ogólną zasadę nieoznaczoności, obowiązującą dla dowolnych dwóch wielkości fizycznych  $A$  i  $B$ , opisywanych w mechanice kwantowej przez operatory  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$ . Nierówność Robertsona

\* Rozszerzony tekst wykładu wygłoszonego na posiedzeniu Oddziału Toruńskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Toruniu w dniu 12 kwietnia 1984 r.

ma postać

$$\Delta A \Delta B \geq \frac{\hbar}{2} |\langle \hat{C} \rangle|, \quad (3)$$

gdzie  $(\Delta A)^2$  (i analogicznie  $(\Delta B)^2$ ) jest dyspersją,

$$(\Delta A)^2 = \langle (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle)^2 \rangle, \quad (4)$$

operator  $\hat{C}$  jest związany z komutatorem operatorów  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$ ,

$$\hat{C} = (\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}) / i\hbar, \quad (5)$$

zaś ostre nawiasy oznaczają wszędzie średnią wartość zamkniętego w tych nawiasach operatora. Nierówność Robertsona jest często współcześnie podawana na wykładach i w podręcznikach mechaniki kwantowej [4]. Ciekawe, że ulepszona wersja tej nierówności, pochodząca od Schrödingera [5] jest dużo mniej znana i była kilkakrotnie odkrywana na nowo [6]. Nierówność Schrödingera jest mocniejsza od nierówności Robertsona, gdyż występuje w niej dodatkowy człon po prawej stronie:

$$(\Delta A)^2 (\Delta B)^2 \geq (\langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \rangle / 2 - \langle \hat{A} \rangle \langle \hat{B} \rangle)^2 + \frac{\hbar^2}{4} |\langle \hat{C} \rangle|^2. \quad (6)$$

Oczywiście dla gaussowskich funkcji falowych, które wysycają zasadę nieoznaczoności (2), dodatkowy człon w nierówności Schrödingera jest równy zero.

We wszystkich omówionych tu nierównościach, jako miary nieokreśloności (rozrzutu) wartości wielkości fizycznych wokół wartości średniej używa się dyspersji, bądź pierwiastka z niej — odchylenia standardowego. Wielkości te odgrywają ważną rolę w statystyce, ale nie są one oczywiście jedyną możliwą miarą rozrzutu. Nawet w elementarnej statystyce używa się oprócz odchylenia standardowego także odchylenia przeciętnego. Do określenia rozrzutu można w zasadzie używać również wyższych momentów, choć za dyspersją (określoną przy pomocy drugich momentów) przemawia łatwość operowania nią; zawierających ją związków można w łatwy sposób dowodzić. Wszystkie charakterystyki rozrzutu, w których wykorzystuje się momenty rozkładu, robią jednakże wrażenie wielkości dobranych dosyć przypadkowo, nie mających bardziej podstawowego znaczenia.

Wad tych nie ma **entropia informacyjna**  $H$ , wprowadzona przez Shannona [7] w jego statystycznej teorii łączności. Entropia informacyjna jest to doskonała *miara niepewności* (nosi ona nawet często tę nazwę [8]) i można jej z powodzeniem używać do opisu rozrzutu wartości wielkości fizycznych.

Entropia informacyjna zdefiniowana jest wzorem:

$$H = -\sum_i p_i \ln p_i \quad (7)$$

gdzie  $p_i$  jest prawdopodobieństwem  $i$ -tego wyniku pomiaru lub obserwacji, czy też prawdopodobieństwem otrzymania  $i$ -tego komunikatu. W teorii informacji używa się najczęściej logarytmów przy podstawie 2 ( $H$  jest wtedy mierzone w bitach), ale zmiana podstawy oznacza tylko zmianę skali; jest ona równoważna pomnożeniu  $H$  przez stały czynnik.

Entropia informacyjna jest jednocześnie zarówno miarą ilości informacji, jak i miarą niepewności. Wybieramy jedną z tych dwóch interpretacji w zależności od tego, czy chcemy opisać sytuację po przeprowadzeniu doświadczenia, gdy uzyskaliśmy już poszukiwaną informację, czy też sytuację przed pomiarem, gdy chcemy określić niepewność jego wyniku. W idealnych doświadczeniach (odpowiedniki procesów odwracalnych!), podczas których informacja jedynie przepływa a nie ginie, obie te miary są sobie równe: przepływ informacji likwiduje niepewność.

Wzór (7) można także wyprowadzić [8] z układu dość naturalnie brzmiących aksjomatów.

Wiele wskazuje na to, że entropia informacyjna jest lepszą miarą niepewności, czy też rozrzutu, niż dyspersja. Świadczy o tym przede wszystkim następujące podstawowe twierdzenie o bezszumowym kodowaniu [8, 9]: Średnia liczba pytań elementarnych (tzn. takich, na które odpowiedź może być tylko tak lub nie) potrzebna do wykrycia „prawdy” ukrytej w  $N$  komórkach z rozkładem prawdopodobieństw  $p_i, i = 1, \dots, N$ , jest ograniczona od dołu przez  $H$  i dowolnie zbliża się do tej granicy przy odpowiednio dobranej strategii pytań.

I tak, np. w przypadku dwóch możliwości wystarcza jedno pytanie, w przypadku czterech możliwości obsadzanych z równymi prawdopodobieństwami potrzebne są średnio dwa pytania, zaś w przypadku ... 1 048 576 możliwości potrzeba średnio 20 pytań<sup>1</sup>.

Innym potwierdzeniem trafności wyboru wyrażenia (7) jako miary niepewności są doświadczenia z dziedziny psychologii przeprowadzane przez Hymana [10]. Mierzył on czas potrzebny na przetworzenie informacji (czas reakcji), przekazywanej poddawanym temu testowi ludziom za pomocą zapalających się lampek. Konfiguracje zapalających się lampek były rządzone ustalonymi rozkładami prawdopodobieństwa. Okazało się, że czas reakcji był liniową funkcją nieokreśloności bodźca, mierzonej właśnie funkcją  $H$ .

Entropia informacyjna  $H$  jest trafną definicją miary informacji zarówno przy badaniu czasu reakcji człowieka na złożone bodźce, jak i w analizie przesyłowych linii łączności.

Entropia informacyjna jest doskonałym przykładem na to, jak wiele zależy w nauce od dobrej definicji. W tym przypadku cała nowa gałąź wiedzy — teoria informacji — powstała w wyniku przyjęcia właściwej definicji.

W dalszym ciągu tego artykułu pokażę, jak można sformułować zasady nieoznaczoności teorii kwantowej przy pomocy miary niepewności  $H$ . Zacznę od dosyć ubogiej historii tego zagadnienia.

W 1957 r. niezależnie od siebie fizyk Everett [11] i matematyk Hirschman [12] wysunęli hipotezę, że funkcja falowa  $\Psi(x)$  i jej transformata Fouriera  $\tilde{\Psi}(p)$ ,

$$\tilde{\Psi}(p) = \frac{1}{\sqrt{h}} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ipx/h} \Psi(x) \quad (8)$$

<sup>1</sup> Z przykładu tego widać, że przy pomocy 20 pytań można zawsze odgadnąć zamyślane słowo, jeżeli tylko zadawać te pytania w ten sposób, by „przepoławiać” zbiór słów, które jeszcze pozostały po uzyskaniu odpowiedzi na poprzednie pytania. Nawet w ogromnym słowniku języka angielskiego Webstera jest bowiem tylko 320 000 haseł.

spełniają nierówność

$$-\int_{-\infty}^{\infty} dx |\Psi|^2 \ln |\Psi|^2 - \int_{-\infty}^{\infty} dp |\tilde{\Psi}|^2 \ln |\tilde{\Psi}|^2 h \geq 1 + \ln \pi. \quad (9)$$

Hipoteza ta była poparta obserwacjami, iż dla funkcji gaussowskich otrzymujemy we wzorze (9) równość i, co więcej, że wariancja lewej strony w tym wzorze znika wokół funkcji gaussowskich<sup>2</sup>.

Pierwszy dowód nierówności (9) został podany prawie 20 lat po jej odkryciu, przede mną i Mycielskiego [14] oraz niezależnie przez Becknera [15]. Nierówność ta stanowi ważny i dość głęboki matematyczny związek, ale nie może ona jeszcze w tej formie być uważana za entropową zasadę nieoznaczoności, gdyż występujące w niej całki nie mają bezpośredniej interpretacji fizycznej. Nierówność tę można jednak w istotny sposób wykorzystać po sformułowaniu w bardzo naturalny sposób zasad nieoznaczoności przy pomocy miary niepewności  $H$ .

Rozważmy w tym celu wybraną wielkość fizyczną  $A$  opisaną w formalizmie teorii kwantowej przez operator samosprzężony  $\hat{A}$ . Z każdym takim operatorem związana jest rodzina operatorów rzutowych  $P_i^A$  rzutujących na podprzestrzenie przestrzeni Hilberta stanów układu, scharakteryzowane przez podział widma operatora  $\hat{A}$  na komórki  $\Delta\alpha_i$ . W najprostszym przypadku, gdy operator  $\hat{A}$  ma wyłącznie widmo punktowe, operatory  $P_i$  można wybrać jako operatory rzutowania na wektory własne  $\hat{A}$ . W ogólnym przypadku, w  $i$ -tej komórce mogą znajdować się zarówno wartości z widma punktowego, jak i z widma ciągłego. Z kolei, z każdym operatorem rzutowym  $P_i^A$  i z każdym stanem układu związane jest prawdopodobieństwo  $P_i^A$  tego, że przy pomiarze wielkości  $A$ , gdy układ znajduje się w danym stanie, otrzymamy wartość z komórki  $\Delta\alpha_i$ . Dla stanów czystych opisanych przez funkcje falowe, wzór na to prawdopodobieństwo ma postać

$$P_i^A = (\Psi | P_i^A \Psi). \quad (10)$$

Uogólnienie na stany mieszane opisane przez operatory gęstości dane jest wzorem

$$P_i^A = \text{Tr} \{P_i^A \rho\}. \quad (11)$$

Z prawdopodobieństw  $P_i^A$  można zbudować miarę niepewności  $H^A$ , charakteryzującą pomiary wielkości  $A$  w danym stanie, przy posługiwaniu się podziałem widma wielkości  $A$  na komórki  $\Delta\alpha_i$ .

Zauważmy, że minimalną, zerową wartość niepewności (pewność) otrzymamy tylko wtedy, gdy wszystkie wartości  $\alpha$  możliwe do wykrycia w danym stanie, należą do jednej komórki, to znaczy, gdy wektor  $\Psi$  bądź operator gęstości  $\rho$  należy do podprzestrzeni, na którą rzutuje operator  $P_i^A$ .

Sformułowanie zasad nieoznaczoności przy pomocy miar niepewności zaproponowali niedawno Deutsch [16] (dla widma punktowego) i Partovi [17] (w ogólnym przypadku).

<sup>2</sup> Fizyków interesujących się problemami interpretacji mechaniki kwantowej zainteresuje niewątpliwie informacja, iż praca Everetta, w której podał on nierówność (9), była jego rozszerzoną rozprawą doktorską [13]. W obu tych pracach wprowadził on sławną dziś wieloświatową interpretację mechaniki kwantowej, zakładającą nieustanne rozgałęzianie się świata, która służy do uzasadnienia probabilistycznego charakteru praw kwantowych bez potrzeby odwoływania się do mechanizmu redukcji funkcji falowej przy pomiarach.



Punktem wyjścia pracy Deutscha była krytyka zasad nieoznaczoności Robertsona, bądź też Schrödingera, w których prawa strona zależy, w ogólnym przypadku, od stanu układu. Deutsch poszukiwał takiej miary niepewności, która dałaby oszacowanie niezależne od stanu układu i znalazł ją właśnie w postaci wielkości  $H$ . Wyprowadzona przez niego zasada nieoznaczoności dla dwóch wielkości fizycznych  $A$  i  $B$  opisanych przez operatory posiadające wyłącznie widmo punktowe, ma postać

$$H^A + H^B \geq 2 \ln \frac{2}{1 + \sup \{|\langle a | b \rangle|\}}, \quad (12)$$

gdzie  $|a\rangle$  i  $|b\rangle$  są wektorami własnymi operatorów  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$ , zaś supremum obliczamy po wszystkich parach wektorów własnych. Wynik ten jest oczywiście tylko wtedy ciekawy (prawa strona jest różna od zera), gdy operatory  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$  nie mają wspólnego wektora własnego.

Partovi rozszerzył rozumowanie Deutscha na przypadek ogólny i otrzymał pewne ograniczenia od dołu na sumę niepewności dla par wielkości fizycznych: położenie-impuls i kąt-moment pędu. Nie będę tu powtarzał jego rozumowań, gdyż dzięki wykorzystaniu naszych nierówności będzie można otrzymać dużo lepsze ograniczenia.

Rozpocznę od analizy pary położenie-impuls. Dla współrzędnej cząstki (dla uproszczenia rozważam przypadek jednowymiarowy) prawdopodobieństwa  $p_i^x$  dane są wzorami

$$p_i^x = \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx |\Psi|^2. \quad (13)$$

W tym przypadku operatory rzutowe  $P_i$  są to operatory wycinające z funkcji falowej jej część mającą nośnik w przedziale  $(x_i, x_{i+1})$ . Im drobniejszy podział na komórki, tym większa jest niepewność; funkcja  $H^x$  dąży do nieskończoności, gdy rozmiary wszystkich komórek dążą do zera. Z kolei, w drugim granicznym przypadku, gdy jedna komórka obejmuje całą oś  $x$ , wartości współrzędnej  $x$  na pewno zawsze się w tej komórce znajdują i niepewność  $H^x$  jest wtedy równa zeru dla każdej funkcji falowej.

W analogiczny sposób można określić prawdopodobieństwa dla pędu cząstki,

$$p_i^p = \int_{p_i}^{p_{i+1}} dp |\tilde{\Psi}|^2. \quad (14)$$

Zarówno niepewność  $H^x$  jak i niepewność  $H^p$  można uczynić osobno równymi zero dobierając funkcję  $\Psi(x)$  lub jej transformatę  $\tilde{\Psi}(p)$  tak, by miały one nośnik tylko w jednej komórce. Nie można jednak uczynić tego **jednocześnie** dla obu tych wielkości. Precyzyjnym, ilościowym wyrazem tego faktu będzie właśnie entropowa zasada nieoznaczoności dla położenia i pędu. Rozpatrzę tu tylko najprostsz, ale i najciekawszy przypadek, gdy wszystkie komórki dla  $x$  są równe  $\Delta x$  i wszystkie komórki dla  $p$  są równe  $\Delta p$ . Od tego miejsca  $\Delta x$  i  $\Delta p$  będą oznaczały rozmiary komórek a nie odchylenia standardowe. Z tego co powiedziałem wyżej, można wysnuć wniosek, że suma niepewności  $H^x$  i  $H^p$  będzie ograniczona od dołu przez pewną funkcję bezwymiarowego parametru  $\gamma$ ,

$$\gamma = \Delta x \Delta p / h. \quad (15)$$

Znajdę postać tej funkcji w najciekawszym przypadku, gdy  $\gamma \ll 1$  (wzór (20)).

Skorzystam w tym celu z następującej podstawowej nierówności dla funkcji wypukłych [18]

$$\langle f(x) \rangle \geq f(\langle x \rangle), \quad (16)$$

która oznacza, że średnia wartość funkcji wypukłej jest nie mniejsza od wartości tej funkcji w średnim punkcie.

Nierówność tę możemy otrzymać przez uśrednienie wzoru Taylora z resztą w formie Lagrange'a

$$f(x) = f(\langle x \rangle) + (x - \langle x \rangle) f'(\langle x \rangle) + \frac{1}{2} (x - \langle x \rangle)^2 f''(c), \quad (17)$$

gdzie  $c$  leży między  $x$  i  $\langle x \rangle$ , i skorzystanie z tego, że druga pochodna funkcji wypukłej jest dodatnia.

Ponieważ  $x \ln x$  jest funkcją wypukłą (jej pochodna jest równa  $1/x$ ), otrzymujemy

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} dx |\Psi|^2 \ln |\Psi|^2 \geq \frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} dx |\Psi|^2 \ln \left( \frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} dx |\Psi|^2 \right). \quad (18)$$

Ważne dla moich dalszych rozważań jest też to, że różnica między lewą i prawą stroną tej nierówności jest rzędu  $\Delta x$ , a zatem znika w granicy, gdy  $\Delta x$  dąży do zera.

Nierówności (18) dla położenia i analogiczne nierówności dla pędu zsumuję teraz uwzględniając wkłady od wszystkich komórek. Po uwzględnieniu unormowania funkcji falowej, otrzymam w ten sposób

$$H^x + H^p \geq - \int_{-\infty}^{\infty} dx |\Psi|^2 \ln |\Psi|^2 - \int_{-\infty}^{\infty} dp |\tilde{\Psi}|^2 \ln |\tilde{\Psi}|^2 \hbar - \ln(2\pi\gamma). \quad (19)$$

Mogę teraz wykorzystać wynik udowodniony w naszej pracy z Mycielskim, otrzymując ostatecznie [19]

$$H^x + H^p \geq 1 - \ln 2 - \ln \left( \frac{\Delta x \Delta p}{\hbar} \right). \quad (20)$$

Z uwagi zrobionej po wzorze (18) wynika, że nierówność (20) staje się dokładna w granicy, gdy  $\gamma$  dąży do zera. Na przykład, gdy  $\gamma = 0.05$  względna różnica między lewą i prawą stroną nierówności (20) dla funkcji gaussowskiej wynosi tylko 3%.

W cytowanej pracy [17], Partovi uzyskał oszacowanie postaci

$$H^x + H^p \geq -2 \ln \left( \frac{1 + \mu}{2} \right), \quad (21)$$

gdzie  $\mu$  zmienia się od  $1/\sqrt{\gamma}$  do 1, gdy  $\gamma$  zmienia się od zera do nieskończoności. W najciekawszym przypadku małych  $\gamma$  oszacowanie to jest znacznie słabsze od mojego.

Na zakończenie omówię zasadę nieoznaczoności dla pary kąt-moment pędu. Jest to bardzo ciekawy przypadek, gdyż nie można do niego zastosować zwykłych metod prowadzących do zasady nieoznaczoności zawierającej dyspersje. Rzecz w tym, że nie ma samosprzężonego operatora reprezentującego kąt. W rezultacie, kąt  $\varphi$  i składowa momentu pędu  $L_z$  nie są zmiennymi kanonicznie sprzężonymi, choć z pozoru tak się wydaje. Wiąże się to oczywiście z tym, że zmienna kątowa powraca do swojej pierwotnej wartości po zmianie o  $2\pi$ , co prowadzi do skwantowania widma operatora  $L_z$ . Tradycyjne zasady nieoznaczoności można podać jedynie dla okresowych funkcji kąta  $\varphi$ , a nie dla samego kąta [20]. Zagadnienie to wzbudziło w przeszłości duże zainteresowanie a nawet pewne kontrowersje [20].

Okazuje się, że przypadek ten nadaje się doskonale do opisu przy użyciu entropowych zasad nieoznaczoności, gdyż udaje się tu otrzymać optymalny wynik dla prawej strony nierówności.

Ponieważ rozumowanie, które prowadzi do tej nierówności jest bardzo podobne do rozumowania prowadzącego do entropowych zasad nieoznaczoności dla położenia i pędu, podam je tylko w znacznym skrócie. Odpowiednikiem nierówności (9) jest w tym przypadku udowodniona w [14] nierówność dla funkcji falowej kąta  $\varphi$  i współczynników jej rozwinięcia na funkcje własne operatora  $L_z$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi |\Psi(\varphi)|^2 \ln |\Psi(\varphi)|^2 - \sum_m |C_m|^2 \ln |C_m|^2 \geq \ln 2\pi. \quad (22)$$

Entropowa zasada nieoznaczoności dla kąta i momentu pędu ma postać

$$H^\varphi + H^{L_z} \geq -\ln \frac{\Delta\varphi}{2\pi}, \quad (23)$$

gdzie  $\Delta\varphi$  jest rozmiarem komórki dla kąta  $\varphi$ , zaś  $H^\varphi$  i  $H^{L_z}$  zbudowane są z prawdopodobieństw  $p_i^\varphi$ ,

$$p_i^\varphi = \int_{\Delta\varphi} d\varphi |\Psi(\varphi)|^2, \quad (24)$$

oraz prawdopodobieństw  $p_m^{L_z}$ ,

$$p_m^{L_z} = |c_m|^2,$$

zgodnie ze wzorem (7). Nierówność (23) jest optymalna; znak równości obowiązuje dla stanów własnych operatora momentu pędu.

Nie ma żadnej standardowej zasady nieoznaczoności dla pary kąt-moment pędu o tak prostej i poglądowej postaci jak (23). W tym przypadku entropowa zasada nieoznaczoności zdecydowanie góruje nad swoimi bardziej tradycyjnymi odpowiednikami [20].

Entropowe zasady nieoznaczoności, choć wymagają trudniejszych dowodów w porównaniu z zasadami standardowymi, mogą z powodzeniem konkurować z tymi ostatnimi głębią użytych pojęć i elegancją ostatecznych wyników. Jestem przekonany, że w niedalekiej przyszłości entropowe zasady nieoznaczoności wejdą do wykładów i podręczników mechaniki kwantowej.

### Literatura

- [1] W. Heisenberg., „Über den anschaulichen Inhalt der quantumtheoretischen Kinematik und Mechanik”, *Z. Phys.* **43**, 172 (1927).
- [2] E. H. Kennard, „Zur Quantenmechanik einfacher Bewegungstypen”, *Z. Phys.* **44**, 326 (1927); Note on Heisenberg's indetermination principle, *Phys. Rev.* **31**, 344 (1928).
- [3] H. P. Robertson, „The uncertainty principle”, *Phys. Rev.* **34**, 163 (1929).
- [4] W. Rubinowicz, *Kwantowa teoria atomu*, PWN, Warszawa 1957.
- [5] E. Schrödinger, „Zum Heisenbergschen Unschärfepinzip”, *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.* 296 (1930).
- [6] E. H. Wichman, „Density matrices arising from incomplete measurements”, *J. Math. Phys.* **4**, 884 (1963); R. S. Ingarden, „On a generalization of the Heisenberg uncertainty principle”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. Math., Astr. Phys.* **18**, 39 (1970).
- [7] C. E. Shannon, „A mathematical theory of communication”, *Bell Syst. Tech. J.* **27**, 379, 623 (1948).
- [8] R. B. Ash, *Information theory*, Interscience, New York 1965.
- [9] A. M. Yaglom, J. M. Yaglom, Veroyatnost i informacija, GIFML, Moskva 1960.

- [10] R. Hyman, „Stimulus information as a determinant of reaction time”, *J. Exper. Psych.* **45**, 188 (1953), por. także C. H. Coombs, R. M. Dawes i A. Tversky, *Wprowadzenie do psychologii matematycznej*, PWN, Warszawa 1977.
- [11] H. Everett, III, „The theory of the universal wave function”, *The many-worlds interpretation of quantum mechanics*, red. B. S. DeWitt i N. Graham, Princeton University Press, Princeton 1973.
- [12] I. I. Hirschman, „A note on entropy”, *Amer. J. Math.* **79**, 152 (1957).
- [13] H. Everett, III, „Relative state” formulation of quantum mechanics”, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454 (1957).
- [14] I. Białynicki-Birula, J. Mycielski, „Uncertainty relations for information entropy in wave mechanics”, *Commun. Math. Phys.* **44**, 129 (1957).
- [15] W. Beckner, „Inequalities in Fourier analysis”, *Ann. Math.* **102**, 159 (1975).
- [16] D. Deutsch, „Uncertainty in quantum measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 631 (1983).
- [17] M. H. Partovi, „Entropic formulation of uncertainty for quantum measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1883 (1983).
- [18] E. F. Beckenbach, R. Bellman, *Inequalities*, Springer, Berlin 1961. Twierdzenie to można znaleźć także w innych monografiach poświęconych nierównościami.
- [19] I. Białynicki-Birula, „Entropic uncertainty relations”, *Phys. Lett.* **103A**, 253 (1984).
- [20] P. Carruthers, M. M. Nieto, „Phase and angle variables in quantum mechanics”, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 411 (1968).

*Kacper Zalewski*

Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków

## Oddziaływania cząstek przy wysokich energiach \*

### High-Energy Particle Interactions

*Abstract:* Achievements and problems of present high-energy physics are described for physicists specializing in other fields of research.

Tytuł tego referatu jest jedną z wielu nazw działu fizyki znanego także jako fizyka wysokich energii i fizyka cząstek elementarnych. Moment na referat z tej dziedziny jest wybrany szczęśliwie, bo dzieje się tam dużo i dzieją się rzeczy ważne — ważne w skali całej fizyki, ważne w skali bardzo wielu lat.

#### 1. Odkrycia doświadczalne

W zeszłym (1983) roku doniesiono o odkryciu bozonów pośredniczących  $W^\pm$  o masie  $(80.8 \pm 2.7)$  GeV oraz  $Z^0$  o masie  $(92.9 \pm 1.6)$  GeV. Te bozony pośredniczą w oddziaływaniach słabych, podobnie jak foton pośredniczy w oddziaływaniach elektromagnetycznych. W czerwcu bieżącego roku doniesiono o odkryciu kwarka  $t$ , ostatniej cząstki brakującej do uzupełnienia znanych obecnie rodzin kwarków i leptonów. O masie kwarka  $t$  wiadomo tylko, że leży gdzieś w przedziale od 30 do 50 GeV. Brakuje jeszcze pełnego dowodu, że zaobserwowany obiekt jest rzeczywiście kwarkiem  $t$ , ale jest to prawie powszechnie przyjmowana interpretacja. W ramach uznawanego obecnie „modelu standardowego” inne interpretacje są znacznie mniej prawdopodobne.

W lipcu tego roku na konferencji w Lipsku doniesiono o odkryciu cząstki  $\zeta$  o masie 8.3 GeV. Możliwe, że referowanie tego doniesienia już teraz jest przedwczesne, bo cząstkę  $\zeta$  zaobserwowano w jednym tylko eksperymencie i to w eksperymencie używającym dość

---

\* Referat wygłoszony na XXVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku, we wrześniu 1984 r.

już starej aparatury, co wymaga dużej ostrożności w interpretacji wyników. Niemniej, ten wynik już wywołał sensację. Według Kuriera CERN-owskiego (*CERN Courier*) doniesienie o cząstce  $\zeta$  przyćmiło na konferencji w Lipsku doniesienie o odkryciu kwarka  $t$ . Kurier CERN-owski jest jednym z najlepszych źródeł nadających się do druku plotek z fizyki wysokich energii. Konferencja w Lipsku należy do serii konferencji Rochesterskich i uchodzi za najpoważniejszą w okresie dwuletnim konferencję z fizyki cząstek. Oprócz tego doniesienia dla fizyków, były już konferencje prasowe, artykuły w czasopismach o wielkich nakładach, wywiady z uczestnikami odkrycia, fotografie.

Obok ewentualnych wątpliwości co do istnienia cząstki  $\zeta$ , dużo jest luk w naszej wiedzy o jej własnościach. Wiadomo, że powstaje w rozpadzie  $Y \rightarrow \gamma\zeta$ , gdzie  $Y$  (ypsilon) jest najlżejszym stanem rezonansowym kwarka  $b$  z jego antykwarkiem. Nie zaobserwowano natomiast rozpadu  $Y' \rightarrow \gamma\zeta$ , co jest bardzo ciekawe, bo rezonans  $Y'$  jest bardzo podobny do rezonansu  $Y$ . Ma się do niego mniej więcej tak, jak atom wodoru w stanie  $2S$  do atomu wodoru w stanie  $1S$ . Szerokość cząstki  $\zeta$  jest mniejsza od zdolności rozdzielczej aparatury, która wynosi sto kilkadziesiąt MeV. I ostatni fakt znany:  $\zeta$  może się rozpadać z produkcją zarówno małej, jak i dużej liczby naładowanych hadronów (cząstek silnie oddziałujących).

To, co już wiadomo o cząstce  $\zeta$  (o ile istnieje!), czyni jej interpretację w ramach modelu standardowego bardzo trudną. Może odkrycie  $\zeta$  stanowi początek „nowej fizyki”, która rozsądzi model standardowy. Już się pojawiają spekulacje. Pracę na temat cząstki  $\zeta$  napisał ostatnio m. in. jeden z twórców modelu standardowego S. L. Glashow (wspólnie z panią M. Machackową).

Model standardowy, o którym tu już kilkakrotnie wspominałem, cieszy się obecnie dużym szacunkiem, i słusznie. Na przykład, przed odkryciem bozonów pośredniczących w słabych oddziaływaniach teoretycy przewidzieli dla masy  $W^\pm$  wartość  $(83.0 \pm_{-2.8}^{+3.0})$  GeV i dla masy  $Z^0$   $(93.8 \pm_{-2.4}^{+2.5})$  GeV. Jak widać eksperyment nieznacznie tylko zmniejszył granice tej niepewności. Nie ujmuje to oczywiście wartości eksperymentu, który był konieczny choćby dla udowodnienia, że te cząstki w ogóle istnieją. Pozostaje jednak faktem, że przekroje czynne, masy i szerokości, główne kanały rozpadu, względne prawdopodobieństwa rozpadów w różne kanały, rozkłady kątowe produktów rozpadu itd. zostały przewidziane zgodnie z doświadczeniem. Także o kwarku  $t$  dużo już z góry wiadomo i dlatego właśnie sprawdzanie, czy to, co odkryto jest rzeczywiście kwarkiem  $t$ , jest dobrze postawionym problemem.

W fizyce wysokich energii przeżywamy kolejno okresy dominacji doświadczenia i okresy dominacji teorii. W okresach dominacji doświadczenia dokonywane są zaskakujące odkrycia, do których teoretycy z trudem dorabiają jakąś fenomenologię. Dopiero z dużym opóźnieniem powstaje godna szacunku teoria. W okresach dominacji teorii jest uznawany jakiś obowiązujący w tym okresie model standardowy, który w zasadzie wszystko tłumaczy. Są oczywiście zjawiska, których na razie nie potrafi się opisać, ale wyniki przeczące standardowemu modelowi przyjmowane są z niedowierzaniem. Obecnie mamy okres dominacji teorii, ale wielu fizyków ma nadzieję, że to się niedługo zmieni. Dlatego takie zainteresowanie wywołała cząstka  $\zeta$ . Dlatego podkreśla się, że łącznie z  $Z^0$  produkuje się więcej hadronów niż można się było spodziewać. Dlatego bada się z zainteresowaniem

różne osobliwe przypadki produkowane w zderzeniach  $p\bar{p}$  i  $e^-e^+$  przy najwyższych osiągalnych obecnie energiach. Obecnie uznawany model standardowy omówię w dalszej części referatu.

## 2. Akceleratory

Bozony  $W^\pm$  i  $Z^0$  oraz kwark  $t$  odkryto w akceleratorze wiązek przeciwbieżnych  $p\bar{p}$  pracującym w CERN-ie. W tym urządzeniu zderzają się przeciwbieżne wiązki protonów i antyprotonów. Każda z nich ma energię około 270 GeV, tak że całkowita energia zderzenia liczona w układzie środka masy układu proton—antyproton wynosi  $\sqrt{s} = 540$  GeV. Chcąc obliczyć, jaką energię musiałby mieć antyproton padający na spoczywający proton, żeby otrzymać taką samą energię całkowitą, korzystamy ze wzoru

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_N E_L},$$

gdzie  $m_N$  jest masą nukleonu. Po rozwiązaniu, otrzymujemy na energię laboratoryjną  $E_L = 155$  TeV, a więc energię olbrzymią nawet jak na promienie kosmiczne.

Oprócz akceleratora  $p\bar{p}$  pracuje szereg akceleratorów  $e^+e^-$ . Dostarczyły one wielu ciekawych wyników, ale nawet największy z nich pracujący w DESY w Hamburgu ma zbyt niską energię do badania bozonów pośredniczących. Cząstka  $\zeta$  została odkryta w innym, mniejszym akceleratorze  $e^+e^-$  też pracującym w DESY. W CERN-ie jest w budowie LEP — wielki akcelerator  $e^+e^-$  specjalnie zaplanowany do badań nad bozonami pośredniczącymi. Innym ciekawym akceleratorem, którego budowa zaczyna się w Hamburgu, jest HERA. W HERZE będzie się zderzała wiązka protonów o pędzie 800 GeV/c z przeciwbieżną wiązką elektronów o pędzie 30 GeV/c.

Wreszcie, nie należy zapominać o promieniach kosmicznych, które wciąż są bezkonkurencyjnym źródłem ciężkich jonów o wysokich energiach. Najlepsze akceleratory ziemskie przyspieszają jądra cięższe od cząstek alfa do energii poniżej 5 GeV/nukleon. W promieniowaniu kosmicznym rejestruje się nadlatujące jądra o energiach setek TeV/nukleon. Niedawno opisano zderzenie takiego pocisku z ciężkim jądrem tarczy, gdzie krotność wyprodukowanych cząstek naładowanych przekracza tysiąc. W obszarze centralnym zderzenia powstaje tak wielka gęstość energii, że według najlepszych dostępnych ocen powinna tam już występować plazma kwarkowo-gluonowa. Ta plazma stanowi bardzo ciekawą fazę materii, której zbadanie jest potrzebne do uzyskania opisu Wszechświata w pierwszych ułamkach sekundy po Wielkim Wybuchu i być może do opisu wnętrza gwiazd neutronowych.

Fizycy polscy pracują przy prawie wszystkich największych akceleratorach. Czasem są to pojedynczy fizycy wchodzący w skład zagranicznych grup. Czasem pracuje się w Polsce z wypożyczonymi taśmami magnetycznymi zawierającymi zapisy danych z akceleratora. Najpełniejszą formą współpracy jest udział całej polskiej grupy jako pełnoprawnego członka międzynarodowej współpracy. Taki udział z reguły wymaga poważnego wkładu w budowę aparatury.

### 3. Model standardowy

Model standardowy dopuszcza trzy typy cząstek podstawowych:

a) bozony pośredniczące:  $\gamma$ ,  $W^\pm$ ,  $Z^0$  i gluon;

b) kwarki i leptony:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix};$$

c) cząstki nadające masę bozonom pośredniczącym. W najprostszej wersji modelu standardowego występuje jedna tylko taka cząstka, elektrycznie neutralny bozon Higgsa  $H^0$ .

Foton ma masę zero. Bozony  $W^\pm$  i  $Z^0$  mają masy ok. 100 GeV. Gluon, który jest bozonem pośredniczącym dla oddziaływań silnych, ma masę mniej jednoznacznie określoną. Masę cząstki możemy zmierzyć, jeżeli cząstkę potrafimy utrzymać w stanie izolacji od innych cząstek wystarczająco długo, żeby zmierzyć jej energię spoczynkową. Dzieląc tę energię przez  $c^2$  otrzymujemy masę. Według obecnych poglądów gluon jest uwięziony. To znaczy, że próba wyizolowania jednego gluonu jest skazana na niepowodzenie, podobnie jak próba oderwania jednego końca sznurka tak, żeby nie był z nim związany drugi, czy próba uzyskania jednego bieguna magnesu. Wobec tego klasyczny pomiar masy zawodzi i trzeba masę jakoś zdefiniować. Wynik zależy nieco od szczegółów tej definicji, ale w każdym razie okazuje się, że gluon ma niewielką masę. Często przyjmuje się, że masa gluonu jest zero podobnie jak masa fotonu.

Kwarki i leptony ustawia się w rodziny zapisane pionowo w punkcie (b) powyżej. W skład każdej rodziny wchodzi kwark o ładunku  $+2/3$ , kwark o ładunku  $-1/3$ , lepton o ładunku  $-1$  i neutralne neutrino o masie zero. Oprócz cząstek wypisanych w punkcie (b) są jeszcze ich antycząstki.

Powstaje tu szereg pytań. Dlaczego cząstki są ustawione w rodziny? Czy masa neutrina jest dokładnie równa zero? Ile jest rodzin? Na żadne z tych pytań nie ma jeszcze w pełni zadowalającej odpowiedzi. Wiadomo, że teoria standardowa jest renormalizowalna — to znaczy, że potrafimy przy jej pomocy liczyć — jeżeli suma ładunków elementarnych fermionów znika. Dla każdej rodziny mamy

$$3 \cdot \frac{2}{3} + 3 \cdot \left(-\frac{1}{3}\right) - 1 + 0 = 0,$$

gdzie uwzględniliśmy fakt, że każdy kwark może występować w trzech kolorach. Tak więc rodziny spełniają nasz warunek, ale inne zespoły cząstek też mogłyby go spełniać. Z oszacowań kosmologicznych wynika, że jeżeli wszystkie neutrina są lekkie, to liczba rodzin nie może być dużo większa od trzech. Takie oszacowania dopuszczają odkrycie jednej czy co najwyżej dwu jeszcze dodatkowych rodzin. Wreszcie istnieją eksperymenty, których autorzy znajdują różne od zera masy neutrin. Według najbardziej znanego eksperymentu tego typu, wykonanego w Instytucie Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej w Moskwie, masa neutrina elektronowego miałaby być rzędu 10 eV. Wprowadzenie



różnych od zera mas neutron wymaga modyfikacji modelu standardowego, ale jest to względnie prosta modyfikacja, nieznacznie tylko wpływająca na uzyskane dotąd wyniki.

Teorie oddziaływań silnych, elektromagnetycznych i słabych wchodzące w skład teorii standardowej są to wszystko teorie z polami cechowania. Elektrodynamika jest najprostszą i najlepiej znaną teorią tego typu. W elektrodynamice występują elektrony. Funkcja falowa elektronu w każdym punkcie przestrzeni ma moduł i fazę. Spróbujmy założyć, że faza jest niefizyczna — że się nie da zmierzyć. W mechanice kwantowej samych elektronów popadlibyśmy od razu w sprzeczność. Wiadomo, że gradient funkcji falowej jest proporcjonalny do pędu cząstki. Gradient zależy oczywiście od tego, jak się faza funkcji falowej zmienia od punktu do punktu w przestrzeni. Założenie o niefizyczności fazy mogłoby więc doprowadzić do absurdałnego wyniku o niefizyczności pędu. Ten problem odpada, jeżeli oprócz elektronów rozpatrujemy pewne pole wektorowe, które się odpowiednio transformuje przy zmianach fazy elektronów. W tym wariacie można uzyskać sensowną teorię, bo transformacje pola kompensują, gdzie trzeba, transformacje fazy. Z warunków konsystencji jednak możemy wydedukować własności pola wektorowego. Okazuje się, że jest to pole elektromagnetyczne sprzężone sprzężeniem minimalnym do elektronów. Tak więc, założenie pewnej symetrii (nieobserwowalności grupy transformacji) dla elektronów pozwala na wydedukowanie pola elektromagnetycznego, a więc fotonów. Zmianę fazy funkcji falowej elektronu można rozumieć jako wynik mnożenia przez  $e^{ia}$ , to znaczy przez jednowymiarową macierz unitarną. Zauważmy, że ponieważ w każdym punkcie przestrzeni fazę można zmieniać niezależnie,  $a$  jest na ogół funkcją współrzędnych  $x, y, z$  i czasu. Taką symetrię nazywa się lokalną symetrią  $U(1)$ . Podobnie, istnienie i własności bozonów  $W^\pm$  i  $Z^0$  można wydedukować z symetrii  $SU(2)$  związanej z mnożeniem funkcji falowych o dwóch składowych przez unitarne ( $U$ ), dwuwymiarowe ( $2$ ) i specjalne ( $S$ ) tzn. o wyznaczniku równym jeden, macierze. Tu występuje trudność: żeby bozony pośredniczące mogły mieć masę różną od zera (co jest konieczne, aby nie popaść w sprzeczność z danymi o słabych oddziaływaniach), trzeba wykorzystać tzw. mechanizm Higgsa i wprowadzić cząstki wymienione w punkcie (c). Wreszcie własności gluonu (czy gluonów, bo rozróżniamy ich osiem kolorów) można wydedukować z symetrii  $SU(3)$  stanów kolorowych kwarków.

## 5. Problemy

Model standardowy stanowi schemat, któremu żaden fakt doświadczalny w sposób pewny na razie nie przeczy. Wspominaliśmy już, że poszukiwanie takich faktów trwa. W ramach samego modelu jest jednak wiele pytań, wątpliwości i możliwości uogólnień. Niektóre z nich tu przedstawię. W fizyce wysokich energii teoria i doświadczenie są tak silnie sprzężone, że trudno byłoby powiedzieć czy są to problemy teoretyczne, czy doświadczalne. To są chyba po prostu problemy fizyki.

### a) Swoboda asymptotyczna i uwięzienie

Kwarki, antykwarki i gluony obejmujemy wspólną nazwą „partony”. Teoria silnych (tj. zachodzących przez wymianę gluonów) oddziaływań między partonami znana jest jako chromodynamika kwantowa. W tej teorii oddziaływania na małych (w skali 1 fm)

odległościach są słabe (asymptotyczna swoboda) i dość standardowymi metodami rachunku zaburzeń uzyskano wiele ciekawych wyników. Małe odległości odpowiadają poprzez zasadę nieokreśloności dużym przekazom pędu. Można więc powiedzieć, że teoria twardych zderzeń zrobiła znaczne postępy. Podstawowym pojęciem jest tu pęk (*jet*). Pęk powstaje w ten sposób, że „bardzo wirtualny” parton emituje „trochę mniej wirtualne” partony, te emitują następne jeszcze mniej wirtualne itd. Przy wysokich energiach pęki są skolimowane i dobrze je widać w doświadczeniu. Badano już i przypadki czteropękowe. Najsłabiej zrozumiana jest ostatnia faza ewolucji pęków — przechodzenie partonów w hadrony.

Na drugim końcu skali, przy dużych odległościach (rzędu 1 fm, lub trochę mniej), oddziaływania między partonami są silne i standardowe metody matematyczne zawodzą. Są argumenty za tym, że chromodynamika przewiduje uwięzienie partonów, to znaczy, że wyizolowanie jednego partonu wymagałoby nieskończonego wkładu energii, a więc jest niemożliwe. Porządnej teorii jednak nie ma i wyprowadzenie na przykład struktury protonu z podstawowych założeń chromodynamiki wydaje się bardzo odległe.

## b) Cząstki Higgsa

Wspominaliśmy już, że najmniej znane cząstki modelu standardowego, cząstki grupy (c), są potrzebne, żeby nadać masy bozonom  $W^\pm$  i  $Z^0$ . Ten proces jest znany z elektrodynamiki. Zwykły foton ma masę zero. Przez wzór Yukawy dla bozonu o masie  $m$ ,

$$V(r) \sim \frac{e^{-mr}}{r},$$

możemy ten fakt powiązać z nieskończonym zasięgiem potencjału kulombowskiego, a więc i z nieskończonym zasięgiem fotonów pośredniczących w oddziaływaniu kulombowskim. Wiadomo jednak, że fotony w nadprzewodniku mają krótki zasięg. To, że pole elektryczne nie może wnikać do nadprzewodnika, wynika z nieskończonego przewodnictwa. To, że pole magnetyczne pozostaje na zewnątrz, jest znane jako efekt Meissnera. Oczywiście na powierzchni rzeczywistego nadprzewodnika pola zewnętrzne nie mogą być ostro obcięte. W praktyce zanikają wykładniczo w miarę oddalania się od powierzchni. To znaczy, że fotony w nadprzewodniku mają różną od zera masę.

W przypadku nadprzewodnika, proces nadawania masy fotonom jest dobrze zbadany. Pary Coopera z nadprzewodnika „ubierają” foton. Para Coopera jest obiektem dość skomplikowanym. Składa się z dwu elektronów i ma skomplikowaną strukturę przestrzenną. Proces nadawania masy fotonom jest prostszy w fenomenologicznej teorii nadprzewodnictwa zaproponowanej przez Ginzburga i Landaua. Tam rolę par Coopera gra skalarnie pole kondensatu.

Mechanizm Higgsa jest analogiczny do mechanizmu działającego w teorii Ginzburga i Landaua. Cząstka Higgsa jest odpowiednikiem kwantu pola kondensatu. To jest najprostsza znana metoda nadawania masy bozonom pośredniczącym. Niektórzy sądzą jednak, że może jest ona za prosta. W swojej teorii cząstki  $\zeta$  Glashow i Machackova proponują kilka kondensatów skalarnych. Inni proponują pary Coopera złożone ze specjalnie w tym celu wprowadzonych fermionów: technikarków. Propozycji jest dużo. Problem jest otwarty.

### c) Grawitacja

Coraz więcej fizyków przywiązuje wagę do badań z pogranicza teorii kwantowej i teorii grawitacji. Przykładem procesu badanego przez specjalistów od grawitacji, w którym ważną rolę odgrywa fizyka kwantowa, jest tak zwane promieniowanie **Hawkinga** wysyłane przez czarne dziury i zrozumiałe tylko gdy opieramy się na teorii kwantowej. Przykładem, w którym problem kwantowy wymaga rozważań z teorii grawitacji może być elementarny układ: cząstka w pudle. W miarę zmniejszania pudła energią stanu podstawowego cząstki, a co za tym idzie i masa pudła, rośnie. Łatwo policzyć, że kiedy rozmiary pudła stają się dostatecznie małe, cały układ staje się czarną dziurą i dalszy opis bez uwzględniania efektów grawitacyjnych traci sens.

### d) Unifikacje i superunifikacje

Sukcesy modelu standardowego na drodze do unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych zachęciły fizyków do poszukiwania „wielkich unifikacji”, włączających także oddziaływania silne. Wspólną cechą większości takich modeli jest przewidywanie, że proton nie jest cząstką stabilną. Obecna doświadczalna dolna granica na czas życia protonu wynosi  $10^{32}$  lat, co eliminuje najlepiej dotąd zbadane wielkie unifikacje. Niezależnie od programu wielkiej unifikacji, nie znamy żadnego głębokiego prawa, które by zakazywało protonowi rozpadać się. Wielu ludzi uważa więc za naturalne, że proton powinien się rozpadać.

Superunifikacje pozwalają łączyć w (super) multiplety bozony z fermionami. To jest podejście wykorzystujące piękne i głębokie wyniki matematyczne w istotny sposób uogólniające grupy Liego (takie jak np. grupa obrotów), dotychczas używane przez fizyków. Supersymetria po raz pierwszy wiąże cząstki materii, takie jak leptony i kwarki, z cząstkami przenoszącymi oddziaływania, takimi jak foton. Powiązanie jest takie, jak powiązanie poprzez izospin neutronu z protonem. Typowe dla teorii superunifikujących jest przewidywanie odpowiedników skalarnych dla cząstek o spinie  $1/2$ . Ich nazwy są tworzone przez dodanie na początku litery *s*. Poszukiwane są więc skwarki i sleptony skalarne. Cząstkom o spinie jeden odpowiadają nowe cząstki o spinie  $1/2$ , których nazwy są tworzone przez dodanie końcówki *ino* do nazwy cząstki wektorowej. Przewidywane są więc fotina, wina, zina i gluina. Istnieją także teorie supersymetryczne włączające grawitację.

Na razie nie odkryto żadnej z tych nowo przewidywanych cząstek, więc superunifikacja pozostaje spekulacją, choć wyjątkowo piękną, popularną i ciekawą.

### e) Modele cząstek

W modelu standardowym bozony pośredniczące, kwarki i leptony są elementarne, a zwykłe cząstki silnie oddziałujące są albo parami kwark-antykwar, albo układami trzech (anty)kwarków. Oba te założenia bywają kwestionowane. Pisze się dużo o strukturze i składnikach podstawowych cząstek modelu standardowego. Z drugiej strony prowadzone są poszukiwania hadronów „egzotycznych” zbudowanych z kwarków i gluonów, ale jakoś inaczej niż w modelu standardowym. Może najpopularniejsze są tzw. „glueballe” zbudowane z samych gluonów. Potwierdzenie doświadczalne tych spekulacji jest na razie żadne. Dopisek V 1985. Istnienie cząstki *S* nie zostało potwierdzone przez późniejsze, dokładniejsze badania.

Paul J. Dean<sup>†</sup>

Royal Signals and Radar Establishment  
Malvern, Anglia

## Głębokie poziomy w półprzewodnikach \*

### Deep Levels in Semiconductors

**Abstract:** \*\* In the past decade the practical importance of deep levels in semiconductors has been recognized. This review deals with the physical problems concerning deep levels with special emphasis on the current situation in this field.

#### 1. Wstęp

W artykule rozważamy szczególną klasę zlokalizowanych stanów energetycznych, wprowadzonych do przerwy energetycznej półprzewodnika. Stany czystego kryształu mogą być opisane przez nietłumione funkcje falowe. Stany zlokalizowane dają silnie tłumione funkcje falowe, charakterystyczne dla stanów stacjonarnych związanych z punktem, w którym ścisła symetria doskonałego kryształu jest naruszona przez obecność defektu. Możemy rozważać zarówno defekty punktowe, takie jak luki, międzywęzłowe atomy rodzime kryształu, różne domieszki, jak i defekty rozciągłe, np. dyslokacje lub błędy ułożenia. Rzeczywiste kryształy zwykle zawierają obie klasy defektów. Defekty punktowe — na ogół domieszki podstawieniowe przyłączające lub oddające elektrony — często są wprowadzane celowo aby zapewnić pewne żądane własności elektryczne półprzewodnika. Inne defekty, najczęściej również domieszki, mogą być wprowadzane w celu zapewnienia żądanych własności optycznych np. dla uzyskania luminescencji o określonym kolorze lub czasie zaniku. Uzyskane przez wprowadzenie defektów własności półprzewodnika zależą od własności elektrycznych defektów wynikających ze sposobu w jaki charakterystyczne stany elektronowe defektów oddziałują ze stanami czystego półprzewodnika. W większości przypadków jest to niezmiernie złożone zagadnienie wymagające wieloelektronowego podejścia, nawet wtedy, gdy układ może być opisany sferycznie symetrycz-

<sup>†</sup> Oddając do druku niniejszy artykuł dowiedzieliśmy się, że dr Paul Jeremy Dean zmarł dn. 18 lutego 1984 r. w wieku 49 lat (por. wspomnienie o nim M. S. Skolnicka, *Phys. Today* 37, no. 10 (paźdz.), 116 (1984)). (Przyp. Red.).

\* Jest to rozszerzona przez Autora wersja artykułu opublikowanego w *Europhysics News* — Bulletin of the European Physical Society 14, No 7, 9 (1983), przetłumaczona za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1983 by the European Physical Society]. (Przyp. Red.).

\*\* Streszczenie dodane przez tłumacza.

nym potencjałem w pojedynczym węźle sieci krystalicznej. Jednak w szczególnych warunkach złożony problem staje się rozwiązywalny w elegancki i prosty sposób. Ma to miejsce właśnie dla domieszek o największym praktycznym znaczeniu dla kontroli własności elektrycznych. Energie wiązania  $E_t$  nadmiarowych cząstek elektronowych (elektronów i dziur) do tych domieszek muszą być dostatecznie małe aby umożliwiały prawie całkowitą jonizację w temperaturach typowych dla pracujących urządzeń, tzn.  $\gtrsim 300$  K. Charakterystyczna energia kinetyczna  $kT$  jest wtedy  $\gtrsim 25$  meV, a warunek silnej termicznej jonizacji oznacza, że  $E_t$  musi być  $\lesssim 0,1$  eV.

Teoretyczne wyjaśnienie takich płytkich centrów jest raczej proste i kompletne. Omówimy krótko ich własności, żeby móc porównać i znaleźć różnice z własnościami głębokich stanów.

## 2. Płytkie stany

Centra donorowe i akceptorowe są charakteryzowane przez dodatkowe lokalne atomowe ładunki w stosunku do atomów czystego kryształu, na miejsce których zostały wprowadzone. Te ładunki dostarczają długi zasięgowy składowy potencjału, który wiąże nadmiarowy ładunek elektryczny, elektron w przypadku donora. Dodatni ładunek rdzenia donora jest ekranowany przez dielektryczną odpowiedź sieci czystego kryształu, która dla elektronowych orbit dużych w porównaniu z wymiarami komórki (o promieniu  $a_c$ ) zawierającej domieszkę może być reprezentowana przez statyczną stałą dielektryczną  $\epsilon_0$ . Funkcja falowa takiego zdelokalizowanego słabo związanego elektronu może być przedstawiona jako iloczyn wolnozmiennnej funkcji obwiedni  $F(r)$  i okresowej funkcji związanej z energetycznie najbliższym ekstremum struktury pasmowej czystego kryształu. Hamiltonian kryształu może być w przybliżeniu sposób opisany parametrem masy efektywnej  $m^*$ , który w modelu prawie swobodnych elektronów reprezentuje oddziaływanie elektronu z polem kryształu. Jeżeli całkowity zlokalizowany potencjał defektu  $V(r)$  jest zdominowany przez długi zasięgowy człon  $-\frac{e^2}{\epsilon_0 r}$ , o zanedbywalnym wkładzie bardziej skomplikowanego krótkozasięgowego członu w komórce centralnej, wtedy równanie Schrödingera dla izotropowego półprzewodnika przyjmuje prostą postać analogiczną do postaci otrzymywanej w teorii atomu wodoru

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{\epsilon_0 r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R(r) = 0,$$

gdzie  $R(r)$  jest radialną funkcją obwiedni  $R(r) = rF(r)$ . Energia wiązania stanu podstawowego  $E_t = -\frac{Z^2 m^*}{\epsilon_0^2} Ry$ , gdzie  $Ry$  jest ogólnie znanym rydbergiem atomu wodoru,  $Ze$  jest dodatkowym ładunkiem w komórce centralnej. Dla typowego półprzewodnika  $m^* \approx 0,1 m_0$  i  $\epsilon_0 \approx 10$ , gdzie  $m_0$  jest masą swobodnego elektronu, wtedy  $E_t \approx Ry/1000$ , tj. ok. 0.01 eV. Promień orbity  $a$  jest równy  $\frac{\epsilon_0}{Zm^*} a_0$ , gdzie  $a_0$  jest promieniem Bohra wodoru, co daje  $a \approx 50$  Å dla  $Z = 1$ . Widać, że nałożone powyżej warunki na  $E_t$  są dobrze spełnione.

Pozostałe efekty związane z krótkozasięgowym potencjałem i oddziaływanie elektron-fonon (duży polaron) można z zadowalającą dokładnością opisać przy pomocy rachunku zaburzeń.

Prosty model masy efektywnej przewiduje, analogicznie do problemu atomu wodoru, cały szereg stanów wzbudzonych, dla których teoria stosuje się nawet bardziej ściśle, ponieważ stosunek  $a/a_c$  staje się większy dla stanów o wyższej orbitalnej liczbie kwantowej. Reguły wyboru dla przejść wewnątrzdomieszkowych otrzymuje się przez analogię z problemem atomu wodoru, podczas gdy reguły wyboru dla przejść domieszka-atom rodzimy i przejść pomiędzy domieszkami można wyprowadzić rozważając symetrie odpowiednich ekstremów struktury pasmowej czystego kryształu, które zwykle przypadają w punktach wysokiej symetrii kryształu. Wpływ zaburzeń zewnętrznych, takich jak pola magnetyczne lub ciśnienia, na stany energetyczne można względnie prosto opisać korzystając z własności stanów quasi-atomowych i stanów czystego kryształu. Na przykład można się spodziewać, że zmiana energii  $E_i$  pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego będzie ściśle związana ze zmianą ekstremum pasma, podczas gdy rozszczepienie polem magnetycznym słabo związanego stanu o pewnym orbitalnym momencie pędu będzie określone przez  $m^*$ . Ten wodoropodobny model odniósł duży sukces w ilościowym opisie własności technicznie ważnej klasy defektów w wielu półprzewodnikach, tzn. płytkich donorów i akceptorów. Zależna od  $m^*$  i  $\epsilon_0$  energia  $E_i$  zmienia się w zakresie od paru meV do ok. 0.1 eV, przykładami są donory w GaAs i w diamencie. Dla półprzewodników o złożonej strukturze pasmowej teoria masy efektywnej wymaga udoskonalonego opisu uwzględniającego szczegóły struktury pasmowej. Uwzględnienie tych szczegółów jest proste pojęciowo, chociaż skomplikowane formalnie, dla stanów domieszkowych związanych ze zdegenerowanym obszarem krystalicznej struktury pasmowej, jak w przypadku akceptorów w półprzewodnikach o strukturze blendy cynkowej. Poważniejszy problem występuje, gdy struktura pasmowa czystego kryształu zawiera wiele energetycznie równoważnych ekstremów o wzajemnych odległościach (w przestrzeni wektora falowego  $\mathbf{k}$ ) porównywalnych z  $k_{\max} \approx 2\pi/a_c$ , wektorem falowym na granicy strefy Brillouina. Przykładów dostarczają pasma przewodnictwa ważnych półprzewodników: Ge, Si i GaP. W tym przypadku wkłady do potencjału domieszki reprezentowane przez tzw. międzydolinowe rozpraszanie nie mogą być opisane w duchu teorii masy efektywnej i problem staje się złożony, nawet gdy nie występują znaczące krótkozasięgowe wkłady do potencjału domieszki.

### 3. Ogólne własności głębokich stanów

Prawdziwie głębokie stany są antytezą właśnie opisanych stanów płytkich. Należą do nich stany donorowe i akceptorowe, w których krótkozasięgowego potencjału nie można uwzględniać przy pomocy rachunku zaburzeń. Zdarza się to gdy  $E_i \geq 0.1 E_g$ , gdzie  $E_g$  jest przerwą energetyczną półprzewodnika. Musimy również rozważyć neutralne centra, takie jak tzw. izoelektronowe pułapki np.  $N_p$  w GaP.<sup>1</sup> W tym przypadku całkowite wiązanie następuje dzięki krótkozasięgowej różnicy w ekranowanych potencjałach dwóch

<sup>1</sup> N w miejscu P (przyp. tłum.).

atomów, ponieważ centralna komórka z domieszką jest neutralna przed związaniem elektronu. Takie neutralne pułapki różnią się zasadniczo od naładowanych stanów donorowych lub akceptorowych. Energie wiązania neutralnych pułapek są zwykle małe, prawdopodobnie jest to konsekwencją efektów lokalnej atomowej relaksacji, i mogą być porównywalne z energiami wiązania donorów i akceptorów. Jednak związanie elektronu w krótkozasięgowym potencjale  $V_0$  wymaga krytycznej wielkości iloczynu  $V_0 a_c^2$ , jako warunku koniecznego do pojawienia się nawet pojedynczego stanu związanego. Takie centra nie posiadają nieskończonej serii płytkich stanów wzbudzonych charakterystycznych dla długozasięgowego ekranowanego kulombowskiego potencjału naładowanego centrum.

Gdy funkcja falowa głębokiego stanu jest rozłożona na funkcje własne doskonałego kryształu, wkłady nie pochodzą od ograniczonych obszarów strefy Brillouina w otoczeniu energetycznie najbliższego wierzchołka pasma, jak w przypadku płytkich domieszek. Faktycznie, poziom energetyczny głębokiego stanu jest wyznaczony przez względnie delikatną równowagę pomiędzy przeciwstawnymi wkładami z różnych obszarów struktury pasmowej czystego kryształu. To oznacza, że własności takie jak potencjały deformacyjne, które charakteryzują reakcję na elastyczne napięcia, są całkiem różne od potencjałów dla płytkich stanów, nawet gdy energie wiązania nie są znacząco różne. Własności symetrii głębokiego stanu określają elementy macierzowe opisujące wkłady od stanów kryształu o różnych symetriach, jak również określają reguły wyboru dla przejść optycznych do tych stanów.

#### 4. Dokładność wymagana od teorii głębokich poziomów

Eksperymentalne rozróżnienie pomiędzy różnymi głębokimi poziomami oraz ich praktyczny wpływ na własności półprzewodnika zależą od położenia w przerwie z dokładnością do paru dziesiątych eV lub mniej. Skala atomowych poziomów energii jest znacznie większa rzędu dziesiątków eV. Tak więc czynniki odpowiedzialne za tę redukcję w skali energii, przejawiające się pojawieniem poziomów energetycznych wielu domieszek i defektów wewnątrz przerwy energetycznej typowego półprzewodnika o szerokości 1-2 eV muszą być oszacowane precyzyjnie. To znaczy, że wielkość i forma potencjału  $V_0$  musi być dobrze opisana w małym obszarze, co jest trudnym zadaniem. Problem centralnej komórki jest zwykle uproszczony przez użycie pseudopotencjału, wygładzonego w obszarze rdzeni, do reprezentowania różnicy potencjałów pomiędzy jonem domieszki i atomem czystego kryształu zastępowanym przez tę domieszkę. Małe zmiany w lokalizacji ładunku elektronowego w centralnej komórce mają bardzo duży wpływ na głębokość poziomu. Tylko mała część całkowitego ładunku jest zwykle zlokalizowana w tym krytycznym obszarze. Na przykład elektronowy rezonans spinowy sugeruje, że tylko  $\sim 25\%$  elektronu związanego na bardzo głębokim  $P_{Ga}$  antypołożeniowym donorze<sup>2</sup> w GaP znajduje się w komórce centralnej [1].

<sup>2</sup> P w miejscu Ga, ang. *antisite donor* (przyp. tłum.).

## 5. Efekty relaksacji sieci

Blisko centrum z silnym lokalnym pseudopotencjałem są prawdopodobne znaczące zmiany funkcji falowej elektronu walencyjnego. Tak wywołana relaksacja elektronów walencyjnych na ogół zmienia stabilność sieci wokół defektu dając nowe równowagowe współrzędne sieci. Te współrzędne zależą od stanu ładunkowego defektu. Stan ładunkowy zmienia się w wielu metodach wykrywania głębokich stanów, na przykład w przypadku jonizacji optycznej lub termicznej. Relaksacja sieci związana ze zmianą stanu ładunkowego może być bardzo silna. Może być całkowicie symetryczna lub zawierać człony naruszające symetrię, co normalnie zachodzi w przypadku gdy jeden z podstawowych stanów elektronowych jest orbitalnie zdegenerowany. Wtedy twierdzenie Jahna-Tellera przewiduje, że degeneracja zostanie usunięta przez dystorsję sieci, która rozszczepia stan energetyczny, nie przesuwając środka ciężkości rozszczepionych stanów.

## 6. Trudności teorii głębokich poziomów

Wszystkie powyższe efekty czynią teoretyczny opis własności głębokich stanów bardzo trudnym. Często tylko jedna wielkość charakteryzująca stan energetyczny defektu może być znana na podstawie eksperymentu, zwykle głębokość stanu w przerwie energetycznej. Nawet tę wielkość może być trudno obliczyć ściśle z danych eksperymentalnych w obecności silnej relaksacji sieci. Nie jest możliwe wykonanie całkowicie z pierwszych zasad obliczeń energii prawdziwie głębokiego stanu z dokładnością rzeczywiście potrzebną do rozróżnienia poszczególnych poziomów, które mogą być obserwowane eksperymentalnie. Co za tym idzie centra nie są na ogół identyfikowane przez odniesienie do teoretycznych obliczeń. Najlepsza możliwa do otrzymania dokładność jest rzędu dziesiątych eV, podobna do dokładności wyznaczania stanów energetycznych czystego kryształu, np. stosując techniki funkcji Greena wymagające olbrzymich rachunków numerycznych. Taka dokładność może być jednak wystarczająca do rozróżnienia pomiędzy sprzecznymi modelami. Na przykład, symetria stanu podstawowego defektu może być określona eksperymentalnie, a teoretyczna odległość energetyczna pomiędzy stanami o różnej symetrii, takimi jak singletowe i tripletowe stany energetyczne utworzone z kombinacji rozerwanych wiązań na luce w półprzewodniku tetraedrycznym, może być dużo większa niż niepewność w określeniu każdego ze stanów. Taka sytuacja występuje dla luki galowej w GaP [2]. Kiedy pomiary ESR wykazały orbitalny stan singletowy w przerwie energetycznej, jedynie dającą się utrzymać konkluzją było stwierdzenie, że centrum nie może być  $V_{Ga}$  (luka galowa). Bardziej szczegółowe eksperymenty pokazały jednak że ten stan był rzeczywiście orbitalnie zdegenerowany ale z szybkim tempem reorientacji pomiędzy równoważnymi spontanicznymi dystorsjami [3] (dynamiczny efekt Jahna-Tellera). Rezultaty eksperymentalne są wtedy zgodne z teoretycznymi przewidywaniami dla położenia  $V_{Ga}$ .



## 7. Teoretyczne techniki dla głębokich poziomów

W tym krótkim przeglądzie nie możemy ocenić złożonych technik teoretycznych używanych do obliczania własności głębokich stanów. Szczegółowe omówienie teorii głębokich poziomów można znaleźć w doskonałych artykułach [4-8]. Pseudopotencjałowa technika funkcji Greena zaproponowana przez Slatera i Kostera najlepiej pracuje dla defektów o wysokiej symetrii i używa formalizmu, który wykorzystuje podstawową symetrię translacyjną czystego półprzewodnika. Podkreślone są zmiany własności wywołane wprowadzeniem domieszki, np. zmiany zależności od energii elektronowej gęstości stanów. Kompleksy domieszek i przebudowane (o silnej dystorsji) centra wprowadzają komplikacje, które powodują, że podejście oparte o model klastra staje się bardziej atrakcyjne. W tym podejściu rozważamy małą część kryształu otaczającą defekt, którą traktujemy jak „molekułę defektu”. Ujęcie Hjalmarsona i in. [9] problemu molekuły defektu jest ekstremalnym wariantem tej metody. Metoda jest szczególnie użyteczna, gdyż daje pogląd na charakter stanów rezonansowych oraz stanów w przerwie, ale zasadniczo ma jakościowy charakter. Własności klastra są zwykle rozwiązywane w ramach metody orbitali molekularnych. Trudnością w tym podejściu jest określenie i uwzględnienie granicy pomiędzy klastrem i resztą kryształu. Klastr nie może być za duży, tak żeby rachunki orbitali molekularnych pozostały wykonalne, ale musi być na tyle duży, żeby rezultaty były niezbyt czułe na własności granicy i sposób jej traktowania, np. nasycenie orbitali powierzchniowych atomami jednowalencyjnymi. Obie techniki wymagają obszernych obliczeń numerycznych dla otrzymania wiarygodnych rezultatów ilościowych. Obie techniki przewidują dla bardzo głębokiego donora hiper głęboki domieszkopodobny stan rezonansowy w paśmie walencyjnym oraz kryształopodobny stan o podobnej symetrii w przerwie energetycznej półprzewodnika.

## 8. Wyniki rachunków głębokich poziomów

Wykonano wiele rachunków poświęconych własnościom luki krzemowej  $V_{Si}$  [5-7]. Ważne i interesujące własności, takie jak ujemne zachowanie <sup>3</sup>  $U$  — charakteryzujące się tym, że poziom pojedynczego donora leży **poniżej** poziomu podwójnego donora na skutek dystorsji Jahn-Tellera wewnątrz stanu pojedynczego donora — są dobrze opisane przez teorię funkcji Greena. Elektronowe i wibronowe własności głębokiej domieszki donorowej  $O_P$  w GaP <sup>4</sup> także są dobrze opisane przez teorię, w której jak zwykle zakładamy silną hybrydyzację pomiędzy elektronami  $p$  tlenu i walencyjnymi elektronami czystej sieci [10]. Ten klasyczny model dla donora w półprzewodniku kowalencyjnym zgadza się dobrze z wynikami eksperymentów [11]. Pozostaje jednakże otwarty spór między powyższą koncepcją a zupełnie innym opisem, w którym taka hybrydyzacja walencyjna nie występuje [12]. Taki opis atomowy jest dobrze znany w przedstawianiu własności domieszek metali

<sup>3</sup>  $U$  — efektywna energia korelacji elektronów związanych na defekcie (przyp. tłum.).

<sup>4</sup>  $O_P$  oznacza atom O w położeniu sieciowym atomu P (przyp. tłum.).

przejściowych i szczególnie ziem rzadkich w ciałach stałych. Atomowe stany energetyczne 3d i 4f są mniej lub bardziej silnie zaburzone przez lokalne pole krystaliczne na jonie domieszki, ale nie zmienione jakościowo, a tylko ilościowo przez wielkości rozszczepień poziomów. Ten opis pracuje dobrze z wyjątkiem domieszek o prawie całkowicie wypełnionych powłokach, jak np. Cu. Ostatnie teoretyczne prace Vogla [21] stosujące rozszerzenie metody defektu molekularnego opisują niezwykle dobrze eksperymentalne energie stanu podstawowego podstawieniowych metali przejściowych w półprzewodnikach III—V. Obecnie trwa dyskusja dotycząca absolutnej dokładności tych obliczeń i wysnutego wniosku, że wzbudzone stany  $t_2$ , zwykle opisywane przez rozszczepienie polem krystalicznym, są prawie całkowicie kryształopodobne, w przeciwieństwie do stanów podstawowych, które w zasadzie zachowują atomowy charakter elektronów  $d$ . Wydaje się jednak, że teoria dobrze opisuje jakościowe zmiany własności domieszek metali przejściowych grupy żelaza. Przejście pomiędzy otwarto- i zamknięto-powłokowym zachowaniem można zaobserwować w obrębie szeregu półprzewodników, takich jak chalcogenidki Zn, w zależności od różnicy powinowactw elektronowych atomu domieszki Cu i rodzimego atomu półprzewodnika [14]. Rachunki przeprowadzone w oparciu o model klastra i metodą funkcji Greena [8] sugerują, że nawet domieszki metali przejściowych jak Co i szczególnie Ni dają stany w przerwie Si i GaAs, które mają charakter rozerwanych wiązań oraz stany  $d$ -podobne o identycznej symetrii głęboko w pasmie walencyjnym. Ten wniosek może być jednak kontrowersyjny. Elektronowe własności pewnych podobnych układów wykazują cechy charakterystyczne dla stanów  $d$ , na przykład forma sprzężenia fonowego charakterystyczna dla przejść wewnątrz stanów  $d$ . Ostatnio zasugerowano [15], że oddziaływanie  $s$ - $d$  pomiędzy elektronami czystego kryształu i elektronami metalu przejściowego być może znacznie się przecenia, prawdopodobnie na skutek zaniedbania efektu stabilizacji przeciw mieszanemu walencyjnemu powodowanego silnym oddziaływaniem pomiędzy elektronami  $d$ . Ogólnie uznaje się, że słabością obecnego stanu teorii głębokich poziomów jest nieuwzględnianie efektów wieloelektronowych. Trzeba jeszcze poświęcić wiele pracy wielkościom tych efektów, ale jest to przerażające zadanie.

## 9. Metody eksperymentalne badania głębokich poziomów

Eksperymentalne badania głębokich poziomów nabrały znacznego impetu dzięki rosnącemu w latach siedemdziesiątych poznaniu ich praktycznego znaczenia. Głębokie poziomy powodują niepożądany efekt skrócenia czasu życia laserów o wstrzykiwanych nośnikach, natomiast są cenne dla kontroli położenia poziomu Fermiego w półprzewodnikach półizolujących. We wczesnych dniach fizyki półprzewodników płytkie stany były głównie badane metodami elektrycznymi, ale metody optyczne szybko udowodniły swoją wyższość w przypadku konieczności rozróżnienia pomiędzy prawie identycznymi stanami płytkich domieszek. Metody optyczne dostarczają także dużo informacji o głębokich stanach, szczególnie o tych, gdzie relaksacja sieci jest dostatecznie mała by zapewnić odpowiednią strukturę widm absorpcyjnych i luminescencyjnych z odpowiednią wydajnością luminescencji [16]. Metody elektryczne szczególnie odpowiednie do mierzenia głębokich poziomów, a zwłaszcza tych blisko aktywnych obszarów typowych urządzeń półprzewodni-

kowych, wymagają różnych form spektroskopii ładunku przestrzennego złącza [17, 18]. Poziom jest wykrywany przez swój wkład do pojemności złącza lub prądu związanego ze zmianą stanu ładunkowego wywołanego albo termicznie (niestacjonarna spektroskopia głębokich poziomów, ang. DLTS — *deep level transient spectroscopy*) lub optycznie (fotopojemność lub fotoprąd). Te metody mają tę zaletę, że dają bezpośredni dostęp do wielu interesujących parametrów, jak przekroje czynne na wychwyty nośnika, przekroje czynne fotojonizacji, koncentracje i oczywiście energie wiązania. Pomiar zależności od temperatury przekroju czynnego na wychwyty daje informacje o mechanizmie strat energii: radiacyjnym, wielofononowym lub Augera [19]. Zmiany prędkości wygrzewania defektów przy zmianie poziomu wstrzykiwania nośników mniejszościowych dostarczyły istotnych informacji o procesach reakcji defektów wywołanych rekombinacją oraz o procesach dyfuzji. Takie procesy są szczególnie ważne dla pierwotnych macierzystych defektów wytworzonych przez promieniowanie. Identyfikacja szczególnego defektu związanego z każdym poziomem energetycznym okazuje się być bardzo trudnym zadaniem.

## 10. Podsumowanie

Ilość dokładnych eksperymentalnych danych dotyczących wielu układów o głębokich poziomach wzrastała szybko w ostatniej dekadzie. Ciągłe jesteśmy daleko od szczegółowego teoretycznego opisu całkowitego zbioru własności jakiegokolwiek takiego układu. Obecne wskazania są takie, że każdy układ może wymagać oddzielnego, specjalnego podejścia. Stany wzbudzone są trudne do obliczeń na podstawie samozgodnych rachunków stosowanych do stanów podstawowych. Poznano jednak pewne użyteczne ogólne kierunki w obrębie bliskich sobie defektów [7], dla danego defektu w różnych binarnych czystych kryształach [13] lub w funkcji składu trójskładnikowego stopu [9].

Ważnym połączonym efektem pracy teoretycznej [20] i eksperymentalnej [1] jest uznanie w ostatnich latach znaczenia defektów antypołożeniowych dla elektronowych własności półprzewodników.

Tłumaczył Jacek Majewski

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Literatura

- [1] U. Kaufmann, J. Schneider, R. Worner, T. A. Kennedy, N. D. Wilsey, *J. Phys.* **C14**, L951 (1981).
- [2] M. Scheffler, J. Bernholc, N. O. Lipari, S. T. Pantelides, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 413 (1981).
- [3] T. D. Kennedy, N. D. Wilsey, G. H. Stauss, J. J. Krebs, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, 330 (1983).
- [4] M. Jaros, *Deep Levels in Semiconductors*, Adam Hilger, Bristol 1982.
- [5] S. T. Pantelides, J. B. Bernholc, N. O. Lipari, *Proc. 15th Int. Conf. Phys. Semicond. Kyoto 1980*; *J. Phys. Soc. Japan* **49**, Suppl. A235 (1980).
- [6] G. A. Baraff, E. O. Kane, M. Schluter, *Phys. Rev.* **B21**, 5663 (1980).
- [7] G. D. Watkins, *Proc. 16th Int. Conf. Phys. Semicond. Montpellier 1982*; *Physica* **117**, 118B, 9 (1983).
- [8] A. Zunger, U. Lindefelt, *Phys. Rev.* **B 26**, 846 (1982).

- [9] H. P. Hjalmarson, P. Vogl, D. J. Wolford, J. D. Dow, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 810 (1980).
- [10] G. A. Baraff, E. O. Kane, M. Schluter, *Phys. Rev. B.* **25**, 548 (1982).
- [11] P. J. Dean, *Proc. 16th Int. Conf. Phys. Semicond. Montpellier 1982; Physica* **117**, **118 B**, 140 (1983).
- [12] T. N. Morgan, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 173 (1982).
- [13] D. J. Robbins, P. J. Dean, praca przygotowywana do druku.
- [14] L. A. Hemstreet, *Phys. Rev. B* **15**, 834 (1977).
- [15] J. W. Allen, informacja prywatna 1983.
- [16] P. J. Dean, *Prog. Cryst. Growth Charact.* **5**, 89 (1982).
- [17] G. L. Miller, D. V. Lang, L. C. Kimerling, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **377** (1977).
- [18] H. G. Grimmeiss, C. Overen, *J. Phys. E* **14**, 1032 (1981).
- [19] A. M. Stoneham, *Rep. Prog. Phys.* **44**, 1251 (1981).
- [20] J. A. van Vechten, *J. Electrochem. Soc.* **4**, 1159 (1975).
- [21] P. Vogl, *Abstracts of the Fourth „Lund” Int. Conf. on Deep Level Imp. in Semicond.*, Eger 1983, str. 120.

*Subrahmanyan Chandrasekhar*

The University of Chicago  
Chicago, Illinois, USA

## O gwiazdach, ich ewolucji i stabilności \*

### On Stars, their Evolution and their Stability

*Nobel Lecture, December 8, 1983, Stockholm*

#### 1. Wstęp

Myśląc o atomach mamy w umyśle jasny obraz: centralne jądro otoczone rojem elektronów. Wyobrażamy je sobie jako małe obiekty o rozmiarach mierzonych w angstromach (tj. rozmiarach rzędu  $10^{-8}$  cm) i wiemy, że występują w około stu różnych rodzajach. Obraz ten, naturalnie, nabiera charakteru ścisłego i ilościowego we współczesnej teorii kwantów. Wszystkie zaś sukcesy tej teorii wywodzą się z dwu podstawowych faktów: **po pierwsze**, bohrowski promień stanu podstawowego atomu wodoru, mianowicie

$$\frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \approx 0,5 \times 10^{-8} \text{ cm}, \quad (1)$$

gdzie  $h$  jest stałą Plancka,  $m$  — masą elektronu oraz  $e$  — jego ładunkiem, poprawnie określa rozmiary atomowe i **po drugie**, odwrotność sommerfeldowskiej stałej struktury subtelnej

$$\frac{hc}{2\pi e^2} \approx 137, \quad (2)$$

daje maksymalny ładunek dodatni centralnego jądra, dla którego istnieją jeszcze stabilne orbity krążących wokół niego elektronów. Istnienie tego maksymalnego ładunku jądra jest skutkiem relatywistycznych efektów w ruchu orbitalnych elektronów.

Stawiamy teraz pytanie: czy podstawowe fakty z fizyki gwiazd można zrozumieć równie prosto jak rozumiemy fizykę atomów operując kombinacjami stałych (1) i (2)? W moim wykładzie spróbuję pokazać, że w ograniczonym sensie jest to możliwe.

Najważniejszą informacją o gwieździe jest jej masa. Mierzona jest ona w jednostkach

---

\* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1983 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission, Copyright © 1983 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

masy Słońca,  $M_{\odot}$  wynoszącej  $2 \times 10^{33}$  g; gwiazdy o masach dużo od niej mniejszych lub dużo większych są względnie rzadkie. Aktualne teorie budowy i ewolucji gwiazd zawdzięczają swe sukcesy głównie temu faktowi, że następująca kombinacja stałych, mająca wymiar masy,

$$\left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{H^2} \approx 29,2 M_{\odot}, \quad (3)$$

gdzie  $G$  jest stałą grawitacyjną a  $H$  — masą atomu wodoru, dość dobrze określa skalę mas gwiazdowych. W pierwszej połowie mego wykładu zajmę się przede wszystkim pytaniem: dlaczego tak się dzieje?

## 2. Rola ciśnienia promieniowania

Sprawą zasadniczą dla zwykłych gwiazd jest rola, jaką w nich odgrywa ciśnienie promieniowania przy ustanawianiu równowagi hydrostatycznej. Równanie równowagi hydrostatycznej ma postać

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G M(r)}{r^2} \varrho, \quad (4)$$

gdzie  $P$  oznacza całkowite ciśnienie,  $\varrho$  — gęstość, a  $M(r)$  jest masą zawartą w kuli o promieniu  $r$ . Całkowite ciśnienie  $P$  jest sumą dwu składników: ciśnienia pochodzącego od materii gwiazdy i ciśnienia promieniowania. Przy założeniu, że materia jest gazem doskonałym w klasycznym maxwellovskim sensie, ciśnienie materii czyli gazu dane jest przez

$$P_{\text{gaz}} = \frac{k}{\mu H} \varrho T, \quad (5)$$

gdzie  $T$  jest temperaturą absolutną,  $k$  — stałą Boltzmanna, zaś  $\mu$  jest średnim ciężarem cząsteczkowym (który w normalnych warunkach gwiazdowych wynosi ok. 1,0). Ciśnienie promieniowania jest równe

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4, \quad (6)$$

gdzie  $a$  oznacza stałą Stefana. W rezultacie, jeśli wkład promieniowania do całkowitego ciśnienia równy jest ułamkowi  $1-\beta$ , to możemy napisać

$$P = \frac{1}{1-\beta} \frac{1}{3} a T^4 = \frac{1}{\beta} \frac{k}{\mu H} \varrho T. \quad (7)$$

Aby w pełni uwidocznić rolę ciśnienia promieniowania w ustanawianiu równowagi w gwiazdzie, możemy wyeliminować  $T$  z powyższych równań i wyrazić  $P$  za pomocą  $\varrho$  i  $\beta$  zamiast  $\varrho$  i  $T$ . Otrzymujemy

$$T = \left( \frac{k}{\mu H a} \frac{3(1-\beta)}{\beta} \right)^{1/3} \varrho^{1/3} \quad (8)$$

oraz

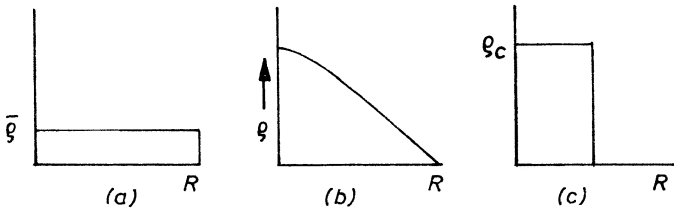
$$P = \left[ \left( \frac{k}{\mu H} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1-\beta}{\beta^4} \right]^{1/3} \rho^{4/3} \equiv C(\beta) \rho^{4/3}. \quad (9)$$

Znaczenie ułamka  $1-\beta$  dla teorii budowy gwiazd zostało po raz pierwszy uwydatnione przez Eddingtona. W słynnym ustępie swej książki *Wewnętrzna budowa gwiazd* powiązał on ten wkład ze „stawianiem się gwiazd” [1]. Bardziej przekonująca wersja rozumowania Eddingtona, która zarazem wyróżnia kombinację (3) stałych uniwersalnych, jest następująca.

Istnieje ogólne twierdzenie [2] głoszące, że ciśnienie  $P_c$  w centrum gwiazdy o masie  $M$  znajdującej się w stanie równowagi hydrostatycznej, w którym gęstość  $\rho(r)$  w punkcie odległym o  $r$  od środka nie przewyższa średniej gęstości  $\bar{\rho}(r)$  w kuli o promieniu  $r$ , musi spełniać nierówność

$$\frac{1}{2} G \left( \frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} \bar{\rho}^{-4/3} M^{2/3} \leq P_c \leq \frac{1}{2} G \left( \frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} \rho_c^{4/3} M^{2/3}, \quad (10)$$

gdzie  $\bar{\rho}$  oznacza średnią gęstość gwiazdy, a  $\rho_c$  — jej gęstość w centrum. Twierdzenie to mówi tylko tyle, że wartość ciśnienia w centrum gwiazdy musi być zawarta pomiędzy ciśnieniami w centrum dwu modelowych gwiazd o jednorodnej gęstości: jedna z nich ma gęstość równą średniej gęstości rzeczywistej gwiazdy, a druga ma gęstość wynoszącą  $\rho_c$  (rys. 1). Naruszenie nierówności (10) oznaczałoby w ogólności istnienie pewnych obszarów,



Rys. 1. Porównanie niejednorodnego rozkładu gęstości (b) w gwiazdzie z dwiema konfiguracjami jednorodnymi: (a) o gęstości równej gęstości średniej; (c) o gęstości równej gęstości w centrum gwiazdy

w których występują odwrotne gradienty gęstości, co z kolei implikuje niestabilność. Innymi słowy, możemy uważać spełnienie nierówności (10) za równoważne warunkowi istnienia stabilnych struktur gwiazdowych.

Prawa strona (10) wraz z  $P_c$  danym przez (9) daje warunek stabilnej struktury

$$\left[ \left( \frac{k}{\mu H} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1-\beta_c}{\beta_c^4} \right]^{1/3} \leq \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/3} G M^{2/3}, \quad (11)$$

czyli

$$M \geq \left( \frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \left[ \left( \frac{k}{\mu H} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1-\beta_c}{\beta_c^4} \right]^{1/2} G^{-3/2}, \quad (12)$$

gdzie  $\beta_c$  jest wartością  $\beta(r)$  w centrum gwiazdy. Na podstawie prawa Plancka stała Stefana ma wartość

$$a = \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3}. \quad (13)$$

Podstawiając tę wartość  $a$  w (12) otrzymujemy

$$\mu^2 M \left( \frac{\beta_c^4}{1-\beta_c} \right)^{1/2} \geq \frac{(135)^{1/2}}{2\pi^3} \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{H^2} = 0,1873 \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{H^2}, \quad (14)$$

Widzimy, że w nierówności (14) wydzielona została kombinacja (3) stałych uniwersalnych, mająca wymiar masy. Wstawiając jej wartość liczbową dostajemy nierówność

$$\mu^2 M \left( \frac{\beta_c^4}{1-\beta_c} \right)^{1/2} \geq 5,48 M_\odot. \quad (15)$$

Nierówność ta określa górną granicę wartości  $1-\beta_c$  dla gwiazdy o danej masie. Tak więc

$$1-\beta_c \leq 1-\beta_*, \quad (16)$$

gdzie ułamek  $1-\beta_*$  jest jednoznacznie określony przez masę  $M$  gwiazdy i średni ciężar cząsteczkowy  $\mu$  za pomocą równania czwartego stopnia

$$\mu^2 M = 5,48 \left( \frac{1-\beta_*}{\beta_*^4} \right)^{1/2} M_\odot. \quad (17)$$

W tabeli I podajemy wartości  $1-\beta_*$  dla szeregu wartości  $\mu^2 M$ . Z tabeli tej wynika w szczególności, że w gwieździe o masie Słońca i o średnim ciężarze cząsteczkowym równym 1, ciśnienie promieniowania w centrum gwiazdy nie może przekroczyć 3% całkowitego ciśnienia.

Tabela I. Maksymalne ciśnienie promieniowania,  $1-\beta_*$ , w centrum gwiazdy o masie  $M$

$1-\beta_*$	$\frac{M\mu^2}{M_\odot}$	$1-\beta_*$	$\frac{M\mu^2}{M_\odot}$
0,01	0,56	0,50	15,49
0,03	1,01	0,60	26,52
0,10	2,14	0,70	50,92
0,20	3,83	0,80	122,5
0,30	6,12	0,85	224,4
0,40	9,62	0,90	519,6

Jaki wniosek wyciągamy z powyższych obliczeń? Otóż dochodzimy do wniosku, że kombinacja (3) określająca skalę mas gwiazdnych, leży w takim stopniu u podstaw fizycznej teorii struktur gwiazdowych, w jakim równanie (17) leży u podstaw teorii równowagi rzeczywistych gwiazd.



### 3. Czy gwiazdy mają dość energii, aby ostygnąć?

Ta sama kombinacja (3) stałych uniwersalnych wyłoniła się niedługo później w kontekście znacznie bardziej fundamentalnych badań nad paradoksem, który Eddington ujął w formie aforyzmu „gwiazda potrzebuje energii aby ostygnąć”. Paradoks ten pojawił się przy rozważaniu ostatecznego losu gazowej gwiazdy w świetle świeżego wówczas odkrycia gwiazd-białych karłów, takich jak gwiazda towarzysząca Syriusza, których średnia gęstość leży w przedziale  $10^5 - 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ . Eddington pisał [3]:

„Nie widzę sposobu, w jaki gwiazda, która raz znalazła się w takim zgęszczonym stanie, mogłaby kiedykolwiek wydostać się z niego... Wydaje się, że gwiazda będzie w kłopotliwym położeniu, gdy źródło jej energii subatomowej wyczerpie się”.

Odkryty przez Eddingtona paradoks został potem sformułowany jaśniej przez R. H. Fowlera. W jego ujęciu brzmi on następująco:

„Materia w gwieździe będącej białym karłem wyemitowała tak dużo energii, że ma jej obecnie mniej niż taka sama materia złożona z normalnych atomów, znajdująca się w temperaturze zera absolutnego. Co by się stało, gdyby porcję tej materii wydobyć z gwiazdy i uwolnić od panującego tam ciśnienia?” [4]

Ilościowo problem ujmujemy następująco. Oszacowanie energii elektrostatycznej  $E_V$  na jednostkę objętości materii złożonej z atomów o liczbie atomowej  $Z$ , zjonizowanych do gołych jąder, daje wartość

$$E_V = 1,32 \times 10^{11} Z^2 \rho^{4/3}, \quad (18)$$

natomiast energia kinetyczna ruchów termicznych  $E_{\text{kin}}$  (na jednostkę objętości) cząstek swobodnych tworzących gaz doskonały o gęstości  $\rho$  i temperaturze  $T$ , wyraża się wzorem

$$E_{\text{kin}} = \frac{3}{2} \frac{k}{\mu H} \rho T = 1,24 \times 10^8 \frac{\rho}{\mu} T. \quad (19)$$

Jeżeli taką materię uwolnimy od działającego na nią ciśnienia, to powróci do stanu zwyczajnych neutralnych atomów tylko wówczas, gdy

$$E_{\text{kin}} > E_V, \quad (20)$$

czyli zgodnie z (18) i (19) tylko wtedy gdy

$$\rho < \left( 0,94 \times 10^{-3} \frac{T}{\mu Z^2} \right)^3. \quad (21)$$

Przy dostatecznie dużych gęstościach nierówność ta oczywiście przestaje być spełniona i to jest istotą paradoksu Eddingtona w sformułowaniu Fowlera. Fowler rozwiązał ten paradoks w roku 1926 w pracy zatytułowanej „Materia gęsta” [4], będącej jednym z kamieni milowych w teorii struktur gwiazdowych. W niej to po raz pierwszy wprowadzono pojęcie statystyki Fermiego i degeneracji gazu elektronowego.

#### 4. Rozwiązanie paradoksu Eddingtona przez Fowlera; zdegenerowany gaz elektronowy w białych karłach

W całkowicie zdegenerowanym gazie elektronowym cały obszar przestrzeni fazowej, odpowiadający pędowi poniżej pewnej „progowej” wartości  $p_0$  — poziomu Fermiego — jest zajęty zgodnie z zasadą wykluczania Pauliego, tzn. po dwa elektrony na każdą „komórkę” sześciowymiarowej przestrzeni fazowej o objętości  $h^3$ . Dlatego też, jeżeli liczbę elektronów w jednostce objętości o pędach pomiędzy  $p$  i  $p + dp$  oznaczyć przez  $n(p)dp$ , to założenie kompletnej degeneracji jest równoważne stwierdzeniu, że

$$n(p) = \frac{8\pi}{h^3} p^2 \quad \text{dla } p \leq p_0, \quad (22)$$

$$= 0 \quad \text{dla } p > p_0.$$

Wartość pędu Fermiego  $p_0$  wynika z warunku normalizacji:

$$n = \int_0^{p_0} n(p) dp = \frac{8\pi}{3h^3} p_0^3, \quad (23)$$

gdzie  $n$  jest całkowitą liczbą elektronów w jednostce objętości.

Dla funkcji rozkładu (22), ciśnienie  $P$  i energia kinetyczna na jednostkę objętości  $E_{\text{kin}}$ , dane są przez

$$P = \frac{8\pi}{3h^3} \int_0^{p_0} p^3 v_p dp \quad (24)$$

oraz

$$E_{\text{kin}} = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^{p_0} p^2 T_p dp, \quad (25)$$

gdzie  $v_p$  i  $T_p$  są prędkością i energią kinetyczną elektronu o pędzie  $p$ . Jeżeli przyjąć, zgodnie z mechaniką nierelatywistyczną, że

$$v_p = \frac{p}{m} \quad \text{i} \quad T_p = \frac{p^2}{2m}, \quad (26)$$

to otrzymujemy

$$P = \frac{8\pi}{15h^3 m} p_0^5 = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{5/3} \quad (27)$$

i

$$E_{\text{kin}} = \frac{8\pi}{10h^3 m} p_0^5 = \frac{3}{40} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{5/3}. \quad (28)$$

Podane przez Fowlera rozwiązanie paradoksu Eddingtona zawiera się w stwierdzeniu: przy temperaturach i gęstościach panujących we wnętrzu białych karłów, elektrony będą

silnie zdegenerowane i energię  $E_{\text{kin}}$  należy obliczać nie według wzoru (19), lecz według (28). Porównując oszacowanie (28), zapisane w postaci

$$E_{\text{kin}} = 1,39 \times 10^{13} \left( \frac{\rho}{\mu} \right)^{5/3}, \quad (29)$$

z oszacowaniem (18) widzimy, że dla materii o gęstości występującej w białych karłach, mianowicie  $\rho \approx 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ , całkowita energia kinetyczna jest dwa do czterech razy większa niż (ujemna) energia potencjalna, a zatem paradoks znika. Fowler podsumował swój artykuł następującym trafnym spostrzeżeniem:

„Materię czarnego karła najlepiej przyrównać do pojedynczej gigantycznej molekuly znajdującej się w najniższym stanie kwantowym. Osiąga ona wysoką gęstość w jeden i tylko jeden sposób — dzięki statystyce Fermiego-Diraca. Odpowiadająca tej gęstości energia jest bardzo duża, ale energia ta nie może być wypromieniowana na zewnątrz, podobnie jak energia zwykłego atomu czy molekuly. Jedyna różnica pomiędzy materią czarnego karła a zwykłą molekulą polega na tym, że molekula może istnieć swobodnie, podczas gdy materia czarnego karła istnieje tylko przy bardzo wysokim ciśnieniu zewnętrznym”.

### 5. Teoria białych karłów. Masa graniczna

Energia wewnętrzna ( $= \frac{3}{2}P$ ) zwyrodniałego gazu elektronowego, stowarzyszona z ciśnieniem  $P$  jest **energiami drgań zerowych**; zasadniczą ideą pracy Fowlera było stwierdzenie, że ta energia jest tak wielka, że możemy spodziewać się, że gwiazda w końcu osiągnie stan, w którym cała jej energia będzie energią drgań zerowych. Rozumowanie Fowlera możemy przedstawić w sposób następujący [5].

Zgodnie z wyrażeniem (27) dla ciśnienia, zachodzi związek

$$P = K_1 \rho^{5/3}, \quad \text{gdzie} \quad K_1 = \frac{1}{20} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m(\mu_e H)^{5/3}} \quad (30)$$

i gdzie  $\mu_e$  jest średnim ciężarem cząsteczkowym na elektron. Równowagowa konfiguracja, w której ciśnienie  $P$  i gęstość  $\rho$  są związane relacją

$$P = K \rho^{1 + \frac{1}{n}}, \quad (31)$$

nosi nazwę **politropy Emdena o indeksie  $n$** . Zdegenerowane konfiguracje z równaniem stanu (30) są więc politropami o indeksie  $\frac{3}{2}$ . Teoria politrop daje nam zależność

$$K_1 = 0,4242 GM^{1/3} R, \quad (32)$$

a stąd, dla  $K_1$  danego przez (30), dostajemy numerycznie

$$\log_{10} \frac{R}{R_{\odot}} = -\frac{1}{3} \log_{10} \frac{M}{M_{\odot}} - \frac{5}{3} \log_{10} \mu_e - 1,397. \quad (33)$$

Dla masy równej masie Słońca i  $\mu_e = 2$ , wzór (33) przewiduje  $R = 1,26 \times 10^{-2} R_{\odot}$  i średnią gęstość  $7,0 \times 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ . Wartości te są w pełni zgodne co do rzędu wielkości z promieniami i średnimi gęstościami obserwowanymi w białych karłach. Ponadto, zgodnie z (32)

i (33), promień białego karła jest odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka sześciennego z masy; dzięki temu dla wszystkich mas istnieją konfiguracje równowagowe o skończonych rozmiarach<sup>1</sup>. Należy zatem przyjąć, że biały karzeł jest końcowym etapem ewolucji każdej gwiazdy.

Wkrótce jednak stało się jasne, że powyższa prosta teoria oparta na założeniach Fowlera wymaga modyfikacji. Okazuje się bowiem, że występujące w rdzeniu zdegenerowanych gwiazd elektrony, mające energię poziomu Fermiego, mogą osiągać prędkości bliskie prędkości światła jeżeli gwiazdy są dostatecznie ciężkie. Tak więc już dla gwiazdy o masie Słońca (oraz  $\mu_e = 2$ ) gęstość w centrum (przewyższająca sześciokrotnie średnią gęstość) wynosi  $4,19 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ . Tej gęstości odpowiada pęd Fermiego  $p_0 = 1,29 \text{ m c}$  oraz prędkość  $0,63 \text{ c}$ . Równanie stanu musi być zatem zmodyfikowane tak, by uwzględniło efekty relatywistyczne. Dokonuje się tego łatwo wstawiając do (24) i (25) relatywistyczne wzory

$$v_p = \frac{p}{m \left( 1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{1/2}} \quad (34)$$

$$i \quad T_p = mc^2 \left[ \left( 1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

zamiast nierelatywistycznych wzorów (26). Wynikające stąd równanie stanu wyrażamy w postaci parametrycznej

$$P = A f(x) \quad i \quad \rho = B x^3, \quad (35)$$

$$\text{gdzie} \quad A = \frac{\pi m^4 c^5}{3h^3}, \quad B = \frac{8\pi m^3 c^3 \mu_e H}{3h^3}, \quad (36)$$

$$\text{oraz} \quad f(x) = x(x^2 + 1)^{1/2}(2x^2 - 3) + 3\text{Arsh}x. \quad (37)$$

Podobnie  $E_{\text{kin}} = A g(x)$ , gdzie

$$g(x) = 8x^3[(x^2 + 1)^{1/2} - 1] - f(x). \quad (39)$$

Z (35) i (36) wynika, że ciśnienie wyraża się wzorem (30) przy dostatecznie niskiej koncentracji elektronów ( $x \ll 1$ ), zaś przy dużych gęstościach elektronów ( $x \gg 1$ ) ciśnienie zmierza do [6]

$$P = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} h c n^{4/3}. \quad (40)$$

Tę graniczną postać łatwo można uzyskać kładąc  $v_p = c$  w (24); wówczas

$$P = \frac{8\pi c}{3h^3} \int_0^{p_0} p^3 dp = \frac{2\pi c}{3h^3} p_0^4, \quad (41)$$

a następnie eliminujemy  $p_0$  za pomocą (23) i natychmiast dostajemy (40).

<sup>1</sup> W klasycznej teorii politrop Lane'a-Emdena istnieją konfiguracje równowagowe, np. dla  $n = 5$ , przedstawiające „gwiazdę” o skończonej masie i nieskończonym promieniu. [Przyp. tłum.]

Chociaż wymagana przez szczególną teorię względności modyfikacja równania stanu wydaje się bezbolesna, to jak zobaczymy niebawem, ma ona dramatyczny wpływ na zależność pomiędzy masą i promieniem zdegenerowanych konfiguracji.

Związek pomiędzy  $P$  i  $Q$  w granicznym przypadku (41) ma postać

$$P = K_2 Q^{4/3}, \text{ gdzie } K_2 = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{hc}{(\mu_e H)^{4/3}}. \quad (42)$$

W granicy wysokich gęstości mamy więc do czynienia z politropą Emdena o indeksie 3, a z teorii politrop wiadomo, że gdy indeks jest równy 3, to odpowiadająca mu konfiguracja równowagowa jest jednoznacznie opisana przez stałą  $K_2$  z równania (42). Mamy zatem

$$M_{\text{gr}} = 4\pi \times 2,018 \left( \frac{K_2}{\pi G} \right)^{3/2} = 0,197 \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_e H)^2} = 5,76 \mu_e^{-2} M_{\odot}. \quad (43)$$

(We wzorze (43) liczba 2,018 jest stałą pochodzącą z jawnej postaci rozwiązania równania Lane'a-Emdena dla  $n = 3$ ).

Z ogólnych rozważań wynika jasno [7], że **ściśła zależność pomiędzy masą i promieniem zdegenerowanych konfiguracji musi określać górną granicę masy takich konfiguracji, daną przez (43); oraz że średnia gęstość musi zmierzać do nieskończoności, gdy promień zmierza do zera, a  $M \rightarrow M_{\text{gr}}$** . Te dwa proste w istocie warunki można wyprowadzić bezpośrednio, rozpatrując równowagowe konfiguracje dla ścisłego równania stanu (35)–(37). Okazuje się, że równanie określające stany równowagowe może być sprowadzone do postaci [8, 9]

$$\frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left( \eta^2 \frac{d\phi}{d\eta} \right) = - \left( \phi^2 - \frac{1}{y_0^2} \right)^{3/2}, \quad (44)$$

gdzie

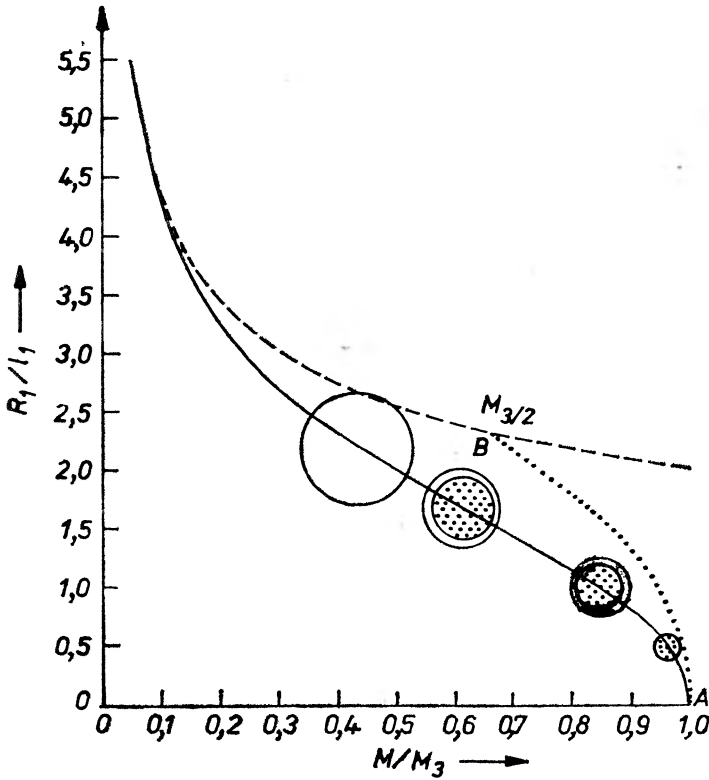
$$y_0^2 = x_0^2 + 1, \quad (45)$$

zaś  $mcx_0$  oznacza progowy pęd elektronu w centrum gwiazdy, a  $\eta$  mierzy odległość radialną w jednostkach, powiedzmy,

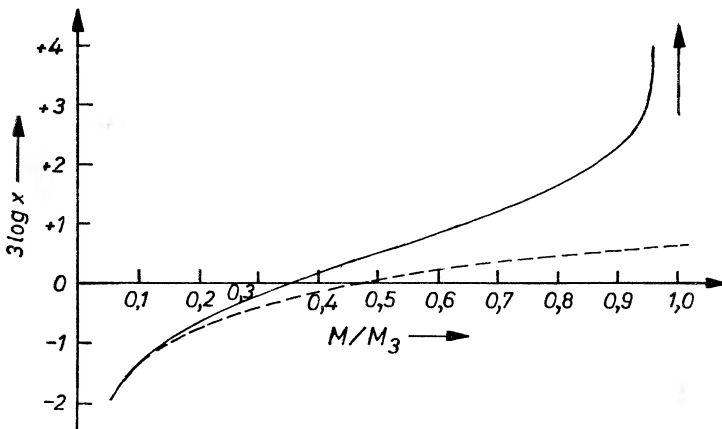
$$\left( \frac{2A}{\pi G} \right)^{1/2} \frac{1}{By_0} = l_1 y_0^{-1}. \quad (46)$$

Całkując równanie (44) z odpowiednimi warunkami brzegowymi dla różnych zadanych początkowych wartości  $y_0$ , możemy wyprowadzić ścisły związek między masą a promieniem, jak również inne własności zdegenerowanej konfiguracji w równowadze. Podstawowe wyniki takich obliczeń przedstawione są na rys. 2 i 3.

Z powyższych rozważań wynikają ważne wnioski: **po pierwsze**, istnieje górna granica,  $M_{\text{gr}}$ , dla masy gwiazdy mogącej osiągnąć równowagową konfigurację zdegenerowaną jako końcowy etap ewolucji; **po drugie**, gwiazdy o  $M > M_{\text{gr}}$  muszą osiągać stany, których nie można przewidzieć z dotychczasowych rozważań. I wreszcie, widzimy, że kombinacja (3) stałych uniwersalnych wyłoniła się w fundamentalnym zagadnieniu granicznej masy (wzór (43)), tak że znaczenie tej kombinacji dla teorii budowy i ewolucji gwiazd nie ulega już dłużej wątpliwości.



Rys. 2. Linia ciągła przedstawia ścisłą zależność masa—promień. Stała  $l_1$  jest zdefiniowana w równ. (46), a  $M_3$  oznacza masę graniczną. Krzywa ta zmierza asymptotycznie do krzywej przerywanej, przedstawiającej zdegenerowane konfiguracje o małej masie opisywane w przybliżeniu za pomocą politropy o indeksie  $\frac{5}{2}$ . Obszary odpowiadające konfiguracjom, które można uważać za relatywistyczne  $\left[ e > \left( \frac{K_1}{K_2} \right)^3 \right]$ , są zakreskowane [9]



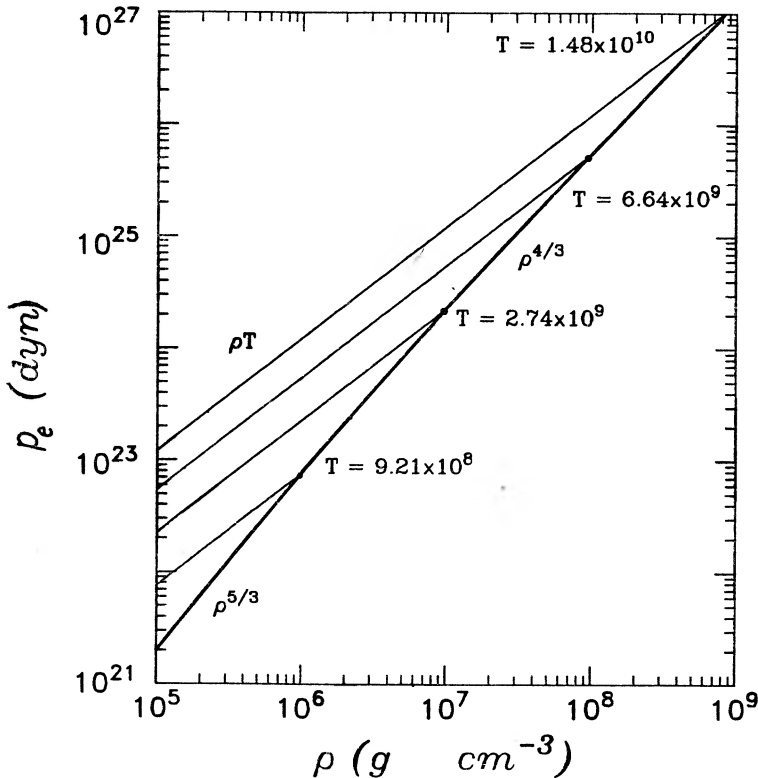
Rys. 3. Krzywa ciągła przedstawia ścisłą relację masa—gęstość dla konfiguracji silnie zapadniętych. Krzywa ta zmierza asymptotycznie do krzywej przerywanej dla  $M \rightarrow 0$  [9]

## 6. W jakich warunkach w normalnej gwiazdzie może powstać zdegenerowane jądro?

Odkrycie górnej granicy mas całkowicie zdegenerowanych gwiazd prowadzi do następnego problemu, jakim jest znalezienie związku pomiędzy tą granicą a cyklem ewolucji gwiazd poczynając od stanu gazowego. Jeśli gwiazda ma masę mniejszą niż  $M_{gr}$ , to przypuszczenie, że zakończy ewolucję w stanie całkowitej degeneracji, wydaje się uzasadnione. A co z gwiazdami o masach większych od  $M_{gr}$ ? W poszukiwaniu tego, co może się z nimi stać, poszedłem tropem wskazanym przez równania i nierówności z rozdziałów 2 i 3 [10, 11].

Pierwsze pytanie wymagające odpowiedzi dotyczy okoliczności, w jakich w gwiazdzie, pierwotnie gazowej, utworzy się zdegenerowane jądro. Na pytanie, kiedy ujawnią się odstępstwa od równania stanu dla gazu doskonałego (5) i efekty degeneracji elektronów staną się wyraźne, fizyka daje łatwą odpowiedź.

Założmy dla przykładu, że w sposób ciągły i ze stałą szybkością zwiększamy w stałej temperaturze gęstość układu swobodnych elektronów i jąder atomowych, tworzących początkowo gaz idealny z równaniem stanu (5). Początkowo ciśnienie elektronowe rosnąć będzie liniowo z  $\rho$ , lecz wkrótce pojawią się odstępstwa i w końcu gęstość będzie wzrastać zgodnie z równaniem stanu w pełni zdegenerowanego gazu elektronowego (rys. 4). Faktem niezwykle ważnym jest to, że ta graniczna postać równania stanu nie zależy od temperatury.



Rys. 4. Zwiększanie gęstości przy stałej temperaturze zawsze prowadzi do degeneracji

Jednakże aby określić, w którym momencie ewolucji gwiazdy powstanie zdegenerowane jądro, wygodnie jest wyrazić ciśnienie elektronowe (dane równaniem stanu klasycznego gazu doskonałego) za pomocą  $\rho$  i  $\beta_e$  zdefiniowanego przez (por. z (7))

$$P_e = \frac{k}{\mu_e H} \rho T = \frac{\beta_e}{1-\beta_e} \frac{1}{3} a T^4, \quad (47)$$

gdzie  $P_e$  oznacza ciśnienie elektronowe. Wówczas, analogicznie do (9), możemy napisać

$$P_e = \left[ \left( \frac{k}{\mu_e H} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1-\beta_e}{\beta_e} \right]^{1/3} \rho^{4/3}. \quad (48)$$

Porównując to z (42) wnioskujemy, że jeżeli

$$\left[ \left( \frac{k}{\mu_e H} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1-\beta_e}{\beta_e} \right]^{1/3} > K_2 = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{hc}{(\mu_e H)^{4/3}}, \quad (49)$$

to ciśnienie klasycznego gazu doskonałego złożonego z elektronów będzie większe od ciśnienia zdegenerowanego gazu elektronowego, i będzie tak nie tylko dla zadanej wartości  $\rho$  i  $T$ , **lecz dla wszystkich wartości**  $\rho$  i  $T$ , mających to samo  $\beta_e$ .

Wstawiając wartość  $a$  daną przez (13), stwierdzamy, że (49) redukuje się do nierówności

$$\frac{960}{\pi^4} \frac{1-\beta_e}{\beta_e} > 1, \quad (50)$$

$$\text{czyli } 1-\beta_e > 0,0921 \equiv 1-\beta_\omega \text{ (patrz rys. 5)}. \quad (51)$$

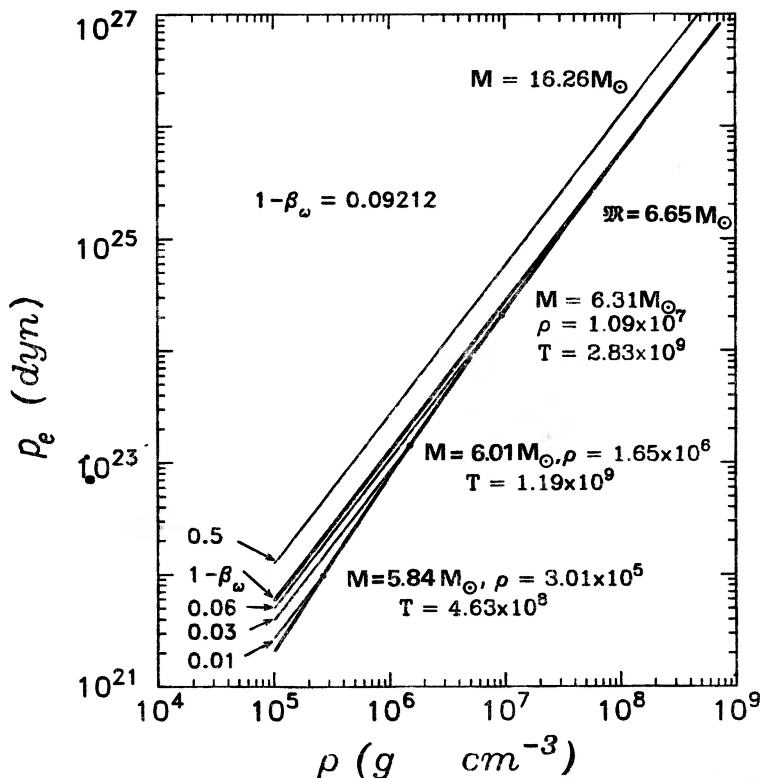
Dla naszych celów zasadniczą treścią nierówności (51) jest kryterium stwierdzające że warunkiem koniecznym dla utworzenia zdegenerowanego jądra jest, by ciśnienie promieniowania było mniejsze niż 9,2% sumy  $P_e + P_{\text{rad}}$ . Ten ostatni wniosek jest tak ważny dla wszystkich obecnych modeli ewolucji gwiazd, że bezpośrednio i prosto oryginalnych rozważań, które doprowadziły do niego, są warte powtórzenia.

Początkowe rozumowania opierały się na dwu podstawowych faktach: **po pierwsze**, ciśnienie promieniowania staje się dominujące w miarę wzrostu masy gwiazdy, **po drugie**, degeneracja elektronów możliwa jest tak długo jak długo ciśnienie promieniowania stanowi drobny ułamek całkowitego ciśnienia — bowiem jak widzieliśmy, nie może ono przekroczyć 9,2% sumy  $P_e + P_{\text{rad}}$ . Ten drugi fakt jest prostą i elementarną konsekwencją fizyki zjawiska degeneracji, za to pierwszy fakt wymaga pewnego komentarza.

To, że ciśnienie promieniowania musi odgrywać coraz bardziej dominującą rolę, w miarę przechodzenia do gwiazd coraz cięższych, było jednym z pierwszych wyników osiągniętych przez Eddingtona w badaniach struktury gwiazd. ilościowe sformułowanie tego wyniku zawarte jest w **modelu standardowym**, będącym podsumowaniem pierwszego okresu jego badań, opisanym w książce *Wewnętrzna budowa gwiazd*.

W modelu standardowym ułamek  $\beta$  (czyli stosunek ciśnienia gazu do ciśnienia całkowitego) jest stały w całej gwieździe. Przy tym założeniu gwiazda jest politropą o indeksie 3,





Rys. 5. Rysunek przedstawia narastanie degeneracji w miarę wzrostu gęstości przy stałym  $\beta$ . Należy zauważyć, że dla  $1-\beta > 0,09212$  krzywe nie przecinają się. Na wykresie ułamek  $1-\beta$  został przeliczony na masę gwiazdy skonstruowanej według modelu standardowego

co jest oczywiste na podstawie (9), i w konsekwencji mamy związek (por. (43))

$$M = 4\pi \times 2,018 \left[ \frac{C(\beta)}{\pi G} \right]^{3/2}, \quad (52)$$

gdzie  $C(\beta)$  jest zdefiniowane w (9). Z (52) wynika równanie czwartego stopnia dla  $\beta$ , analogicznie do równ. (17) dla  $\beta_*$ . Dla  $\beta = \beta_\omega$  równ. (52) daje

$$M = 0,197 \beta_\omega^{-3/2} \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu H)^2} = 6,65 \mu^{-2} M_\odot \equiv \mathfrak{M}. \quad (53)$$

A zatem w modelu standardowym ciśnienie promieniowania w gwiazdzie o masie większej od  $\mathfrak{M}$  będzie przekraczać 9,2% całkowitego ciśnienia. W konsekwencji gwiazdy o  $M > \mathfrak{M}$  nie mogą, na żadnym etapie ewolucji, wytworzyć w swym wnętrzu gazu zdegenerowanego. Toteż dla takich gwiazd nie jest możliwy stan końcowy ewolucji w postaci białego karła, o ile nie są one zdolne do odrzucenia znacznej części swojej masy.

Model standardowy jest oczywiście tylko modelem. Tym niemniej, z wyjątkiem szczególnych okoliczności związane omówionych poniżej, obserwacje stwierdzają zasadniczą

jakościową poprawność wniosków z niego wyciągniętych, a mianowicie, że ewolucja gwiazd o masach przekraczających  $7-8 M_{\odot}$  musi być całkowicie odmienna od ewolucji gwiazd lżejszych. Wnioski te, pochodzące sprzed ponad pięćdziesięciu lat, wydawały się wówczas tak przekonujące, że z pełną ufnością wypowiadano poglądy w rodzaju:

„Co się stanie, jeżeli będziemy nieograniczenie zgniatać materię złożoną z elektronów i jąder atomowych (o całkowitym ładunku równym zeru)?” [10]

„Historia życia gwiazdy o małej masie musi być zasadniczo różna od historii życia gwiazdy o dużej masie. Dla gwiazdy o małej masie naturalne stadium białego karła jest pierwszym krokiem w kierunku zupełnego wygaśnięcia. Gwiazda o dużej masie nie może przejść przez stadium białego karła i należy rozpatrzyć inne możliwości.” [8]

Poglądy te zachowały do dziś swą ważność.

O ile ewolucja gwiazd masywnych pozostawała niejasna, to końcowe etapy życia gwiazd dostatecznie lekkich nie wzbudzały takich wątpliwości [11]. Powodem tego było to, że, co znowu wynika z nierówności (10), maksymalne ciśnienie osiągalne w centrum gwiazdy musi być mniejsze od ciśnienia gazu zdegenerowanego, o ile tylko

$$\frac{1}{2} G \left( \frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} M^{2/3} < K_2 = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{hc}{(\mu_e H)^{4/3}}, \quad (54)$$

czyli jeśli

$$M < \frac{3}{16\pi} \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_e H)^2} = 1,74 \mu_e^{-2} M_{\odot}. \quad (55)$$

Wnioskujemy zatem, że nie może być żadnych niespodzianek w ewolucji gwiazd lżejszych niż  $0,43 M_{\odot}$  (jeśli  $\mu_e = 2$ ). Kończącym etapem ich ewolucji może być tylko biały karzeł. (Na marginesie możemy tu wspomnieć, że z nierówności (55) wynika, iż tzw. czarne „mini-dziury”, o masach rzędu  $10^{15}$  g, nie mogą w naturalny sposób powstawać w obecnym Wszechświecie).

## 7. Kilka krótkich uwag o nowych osiągnięciach w teorii ewolucji gwiazd ciężkich i początku zapadania grawitacyjnego

Poczynając już od tych najwcześniejszych badań było jasne, że niemożność gwiazd ciężkich przejścia przez stadium białego karła musi wywołać powstanie znacznie bardziej ekstremalnych warunków w ich wnętrzach, a w konsekwencji rozpoczęcie zapadania grawitacyjnego i towarzyszącego mu zjawiska wybuchu supernowej. Jednakże dokładne określenie, w jaki sposób to wszystko będzie przebiegać, okazało się trudne pomimo ogromnego wysiłku szeregu grup poważnych uczonych. Wydaje się, że należy wziąć pod uwagę następujące fakty<sup>2</sup>.

Początkowo gęstość i temperatura będą stale wzrastać bez hamującego działania degeneracji, bowiem dla rozważanych tu ciężkich gwiazd  $1 - \beta_e > 1 - \beta_{\omega}$ . Dzięki temu nastąpi

<sup>2</sup> Jestem wdzięczny prof. D. Arnettowi za to, że służył mi za przewodnika po bieżącej literaturze i wspierał radami przy pisaniu tego rozdziału.

„jądrowe zapalenie” węgla i wynikająca stąd emisja neutrin. Emisja neutrin wywoła ochłodzenie i obniżenie wartości  $1-\beta_e$ , ale ułamek ten będzie nadal większy od  $1-\beta_\omega$ . Jest tu rzeczą ważną, że emisja neutrin działa selektywnie w obszarach centralnych i powoduje tam obniżenie  $1-\beta_e$ . Gęstość i temperatura będą nadal wzrastać aż do momentu zapalenia się neonu, czemu towarzyszyć będzie zwiększona emisja neutrin i dalsze zmniejszenie  $1-\beta_e$ . Ciąg kolejnych reakcji termojądrowych i obniżek wartości  $1-\beta_e$  trwać będzie do chwili, gdy zostanie spełniona nierówność  $1-\beta_e < 1-\beta_\omega$  i relatywistyczne zdegenerowane jądro o masie bliskiej masy granicznej ( $= 1,4 M_\odot$  dla  $\mu_e = 2$ ) utworzy się w centrum gwiazdy. Na tym etapie lub nieco później należy oczekiwać pojawienia się pewnego rodzaju niestabilności (patrz rozdz. 8), w wyniku których nastąpi zapadanie grawitacyjne oraz wybuch supernowej (typu II). W pewnych przypadkach to, co pierwotnie było skrajnie relatywistycznym zdegenerowanym rdzeniem o masie bliskiej  $1,4 M_\odot$ , po wybuchu ukaże się jako gwiazda neutronowa. Potwierdzeniem tego, że tak się czasami zdarza, jest fakt, że w tych wypadkach kiedy potrafimy wiarygodnie oszacować masę pulsara, okazuje się ona bliska  $1,4 M_\odot$ . Jednakże w innych przypadkach — przypuszczalnie w większości — „kiedy już kurz po wybuchu osiadzie”, obiekt szczątkowy będzie mieć masę większą niż dopuszczalna dla stabilnych gwiazd neutronowych i wówczas powstaną czarne dziury.

W przypadku gwiazd mniej masywnych ( $M \approx 6-8 M_\odot$ ) zdegenerowane jądro we wnętrzu gwiazdy nie jest skrajnie relatywistyczne. Jednak jego masa wzrasta w miarę spalania paliwa jądrowego na powierzchni oddzielającej jądro od otoczki i gdy w końcu osiągnie ono masę graniczną, gwiazda traci stabilność i następuje wybuch; przypuszcza się, że taki jest właśnie mechanizm wybuchów supernowych typu I.

Z powyższego zwięzłego spisu ewentualnych wydarzeń mogących mieć miejsce pod koniec życia gwiazd masywnych jest jasne, że mamy tu do czynienia z wyjątkowo skomplikowanymi procesami, w których uczestniczy wielka liczba przeciwstawnych często zjawisk. Oczywiście mój wykład nie jest właściwym miejscem dla szczegółowego omawiania tych procesów.

## 8. Niestabilności relatywistyczne: (1) niestabilność wibracyjna gwiazd sferycznych

Przechoǳę teraz do rozpatrzenia pewnych typów niestabilności gwiazd wynikających z ogólnej teorii względności i nie mających odpowiedników w teorii Newtona. Okaze się, że te nowe typy niestabilności relatywistycznego pochodzenia mogą odgrywać zasadniczą rolę w opisie zapadania grawitacyjnego i późnych stadiów ewolucji gwiazd masywnych.

Rozważmy najpierw stabilność gwiazd sferycznych względem zaburzeń czysto radialnych. Kryterium takiej stabilności wynika bezpośrednio ze zlinearyzowanych równań rządzących sferycznie symetrycznymi radialnymi oscylacjami gwiazd. W newtonowskiej teorii grawitacji stabilność wobec zaburzeń radialnych zależy tylko od średniej wartości wykładnika adiabaticznego  $\Gamma_1$ , będącego stosunkiem względnych zmian ciśnienia i gęstości w elemencie cieczy doznającym ruchu wskutek zaburzenia. Tak więc

$$\frac{\Delta P}{P} = \Gamma_1 \frac{\Delta \rho}{\rho}. \quad (56)$$

Newtonowskie kryterium stabilności ma postać

$$\bar{\Gamma}_1 = \int_0^M \Gamma_1(r) P(r) dM(r) \left[ \int_0^M P(r) dM(r) \right]^{-1} > \frac{4}{3}. \quad (57)$$

Jeśli  $\bar{\Gamma}_1 < \frac{4}{3}$ , to wyniknie stąd **niestabilność dynamiczna** o charakterze globalnym z czasem  $e$ -krotnego wzrostu rzędu czasu przelotu fali akustycznej od centrum do powierzchni gwiazdy.

Jeżeli ten sam problem rozpatrywać w ramach ogólnej teorii względności, to okazuje się [12], że ponownie stabilność zależy od średniej wartości wykładnika  $\Gamma_1$ , ale w przeciwieństwie do przypadku newtonowskiego, zależy ona również od promienia gwiazdy. Okazuje się zatem, że niezależnie jak wielką wartość przyjmuje  $\bar{\Gamma}_1$ , niestabilność wystąpi, jeśli tylko promień gwiazdy jest mniejszy od pewnej określonej wielokrotności **promienia Schwarzschilda**

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}. \quad (58)$$

Założmy dla prostoty, że  $\Gamma_1$  jest stałe w całej gwiazdzie i równe  $\frac{5}{3}$ , wówczas gwiazda staje się dynamicznie niestabilna względem zaburzeń radialnych dla  $R < 2,4 R_S$ . A dalej, jeśli  $\Gamma_1 \rightarrow \infty$ , to niestabilności pojawią się dla wszystkich  $R < \frac{9}{8} R_S$ . **Promień  $\frac{9}{8} R_S$  definiuje zatem minimalny promień, jaki może mieć dowolna grawitująca masa w ogólnej teorii względności, znajdująca się w równowadze hydrostatycznej.** Ten ważny wynik jest implicite zawarty w fundamentalnej pracy Karla Schwarzschilda z 1916 roku. (W istocie Schwarzschild udowodnił, że  $R > \frac{9}{8} R_S$  dla gwiazdy o stałej gęstości energii).

W pewnym sensie najważniejszą konsekwencją relatywistycznej niestabilności jest fakt, że jeżeli  $\Gamma_1$  (dla prostoty ponownie stałe) jest większe od  $\frac{4}{3}$  tylko o małą stałą dodatnią, to niestabilności wystąpią już dla promienia  $R$  będącego dużą wielokrotnością  $R_S$ , a zatem w okolicznościach, gdy wpływy ogólnej teorii względności na charakter samej konfiguracji równowagowej są właściwie zaniedbywalne. Rzeczywiście, z równań rządzących radialnymi oscylacjami gwiazdy w pierwszym przybliżeniu poanewtonowskim wynika [13], że niestabilność względem zaburzeń radialnych pojawi się dla wszystkich  $R$  takich, że

$$R < \frac{K}{\Gamma_1 - \frac{4}{3}} \frac{2GM}{c^2}, \quad (59)$$

gdzie  $K$  jest stałą zależną od całego zakresu<sup>3</sup> gęstości i ciśnienia w równowagowej konfiguracji w teorii Newtona. Dla politropy o indeksie  $n$  wartość tej stałej wynosi

$$K = \frac{5-n}{18} \left[ 1 + \frac{2(11-n)}{(n+1)\xi_1^4 |\theta'_1|^3} \int_0^{\xi_1} \theta \left( \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 \xi^2 d\xi \right], \quad (60)$$

gdzie  $\theta$  jest funkcją Lane'a-Emdena ze standardową normalizacją ( $\theta = 1$  dla  $\xi = 0$ ),  $\xi$  jest bezwymiarową współrzędną radialną,  $\xi_1$  definiuje powierzchnię politropy (na której  $\theta = 0$ ), a  $\theta'_1$  jest wartością pochodnej  $\theta$  w punkcie  $\xi_1$ .

<sup>3</sup> Z tego właśnie powodu niestabilność tę określamy jako globalną.

W tabeli II podajemy wartości  $K$  dla różnych indeksów politropowych. Należy zwłaszcza zauważyć, że  $K$  rośnie nieograniczenie dla  $n \rightarrow 5$ , a konfiguracja zagęszcza się w centrum<sup>4</sup>. Tak więc już dla  $n = 4,95$  (odpowiada mu  $\rho_c = 8,09 \times 10^6 \bar{\rho}$ ) mamy  $K \approx 46$ . Innymi słowy, dla masywnych gwiazd o bardzo dużej gęstości w centrum (dla których  $\Gamma_1$  może różnić się od  $\frac{4}{3}$  tylko o 0,01)<sup>5</sup>, relatywistyczna niestabilność pojawia się już wtedy, gdy promień spadnie poniżej  $5 \times 10^3 R_S$ . Jest oczywiste, że przy rozważaniu takich gwiazd należy uwzględnić tę niestabilność.

Tabela II. Wartości stałej  $K$  w nierówności (59) dla różnych indeksów politropowych  $n$

$n$	$K$	$n$	$K$
0	0,452381	3,25	1,28503
1,0	0,565382	3,5	1,49953
1,5	0,645063	4,0	2,25338
2,0	0,751296	4,5	4,5303
2,5	0,900302	4,9	22,906
3,0	1,12447	4,95	45,94

Opisany powyżej wynik stosuje się również do zdegenerowanej konfiguracji bliskie masy granicznej [15]. Ponieważ elektrony w tych silnie relatywistycznych konfiguracjach mają prędkości bliskie  $c$ , efektywna wartość  $\Gamma_1$  będzie bardzo bliska  $\frac{4}{3}$  i pozanewtonowska relatywistyczna niestabilność pojawi się dla mas nieznacznie mniejszych od granicznej. Z powodu niestabilności względem drgań radialnych, pojawiającej się dla mas mniejszych od  $M_{gr}$ , okres drgań wzdłuż ciągu zdegenerowanych konfiguracji musi mieć minimum. To minimum można oszacować na około 2 sekundy (rys. 6). Ponieważ pulsary, które najpierw odkryto, miały okresy dużo mniejsze od tej wartości minimalnej, to możliwość, że są one zdegenerowanymi konfiguracjami w pobliżu masy granicznej, została wykluczona. Był to jeden z kluczowych argumentów na rzecz identyfikacji pulsarów z gwiazdami neutronowymi. (Przez dziwną ironię, z przyczyn omówionych krótko w rozdziale 7, pulsary powstające w wybuchach supernowych mają masy bliskie  $1,4 M_{\odot}$ !)

Na zakończenie możemy dodać, że radialna niestabilność relatywistycznego pochodzenia jest podstawową przyczyną istnienia maksymalnej masy obiektu stabilnego: jest to

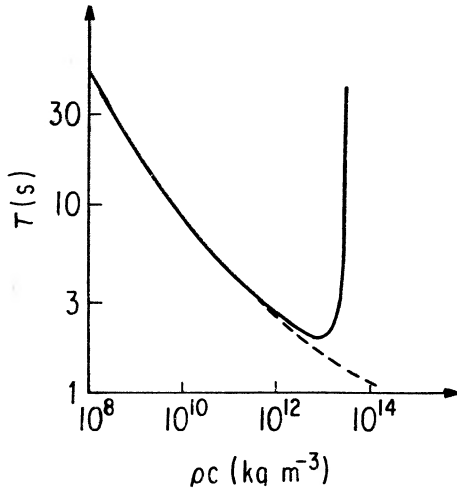
<sup>4</sup> Po napisaniu tego tekstu udało się dowieść [14], że asymptotyczna postać  $K$  dla  $n \rightarrow 5$  dana jest przez

$$K \rightarrow \frac{2,3056}{5-n}$$

i co więcej, że dla ciągu politropowego kryterium niestabilności (59) może być sformułowane w alternatywnej postaci

$$R < 0,2264 \left( \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} \right)^{1/3} \frac{2GM}{c^2} \frac{1}{\Gamma_1 - \frac{4}{3}}, \quad \rho_c > 10^6 \bar{\rho}.$$

<sup>5</sup> Ze względu na to, że w tych gwiazdach dominuje ciśnienie promieniowania i  $\beta$  jest bardzo bliskie zera.



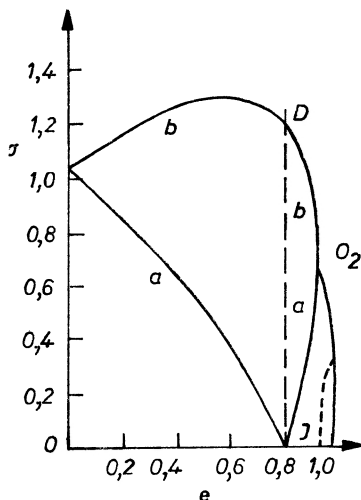
Rys. 6. Okres drgań radialnych dla różnych całkowicie zdegenerowanych konfiguracji. Widać, że okres zdąży do nieskończoności dla mas bliskich masy granicznej. Wynika stąd, że dla takich konfiguracji istnieje minimalny okres, równy około 2 s. (Według J. Skillinga, *Pulsating Stars*, Plenum Press, New York 1968, str. 59)

bezpośrednią konsekwencją równań równowagi hydrostatycznej w ogólnej teorii względności. (Wyczerpujące omówienie okresów drgań radialnych gwiazd neutronowych dla różnych równań stanu dane jest w najnowszej pracy Detweilera i Lindbloma [16]).

### 9. Niestabilności relatywistyczne: (2) niestabilność wiekowa wirujących gwiazd wynikająca z emisji fal grawitacyjnych przez nieosiowosymetryczne mody oscylacji

Przechodzę teraz do innego typu niestabilności, przewidywanego przez ogólną teorię względności dla konfiguracji wirujących. Ten typ niestabilności [17] wywodzi się stąd, że ogólna teoria względności wyposaża wirujące masy w mechanizm dysypacji, polegający na możliwości emisji promieniowania grawitacyjnego przez nieosiowosymetryczne mody oscylacji. Okazuje się, że ta niestabilność ogranicza okresy obrotu pulsarów. Ale najpierw wyjaśnię naturę i pochodzenie tego rodzaju niestabilności.

Wiadomo dobrze, że dopuszczalnym ciągiem figur równowagi dla obracającej się jednorodnej masy jest ciąg Maclaurina spłaszczonych sferoid [18]. Jeżeli zbadać wtórne drgania harmoniczne sferoidy Maclaurina w układzie odniesienia wirującym z jej prędkością kątową, to okaże się, że dla dwu spośród tych modów, których zależność od kąta azymutalnego dana jest przez  $e^{2i\varphi}$ , charakterystyczne częstości drgań  $\sigma$  zależą od mimośrodru  $e$  w sposób przedstawiony na rys. 7. Widać tam, że jeden z dwu modów staje się neutralny (tzn.  $\sigma = 0$ ) dla  $e = 0,813$  oraz że oba mody łączą się dla  $e = 0,953$  i jeden jest sprzężeniem zespolonym drugiego poza tym punktem. Oznacza to, że sferoida Maclaurina staje się **dynamicznie niestabilna** w tym drugim punkcie (odkrył to Riemann). Z drugiej strony przyczyną modu neutralnego dla  $e = 0,813$  jest fakt, że w tym punkcie nastę-



Rys. 7. Charakterystyczne częstości (w jednostkach  $(\pi G \rho)^{1/2}$ ) dwu modów parzystych wtórnego drgania harmonicznego sferoidy Maclaurina. Ciąg Jacobiego bifurkuje (wyrasta) z ciągu Maclaurina modem neutralnym ( $\sigma = 0$ ) dla  $e = 0,813$ ; ciąg Dedekinda bifurkuje modem alternatywnym w punkcie  $D$ . W punkcie  $O_2$  ( $e = 0,9529$ ) sferoida Maclaurina staje się dynamicznie niestabilna. Poza punktem  $O_2$  części rzeczywista i zespolona częstotliwości są przedstawione odpowiednio za pomocą krzywej ciągłej i przerywanej. Dysypacja wskutek lepkości wywołuje niestabilność w gałęzi modu Jacobiego, zaś reakcja promienista wywołuje niestabilność w gałęzi  $DO_2$  modu Dedekinda; a — mod Jacobiego, b — mod Dedekinda

puje rozwidlenie i pojawia się nowy ciąg figur równowagi dla elipsoidów trójosiowych — elipsoid Jacobiego. Z tego powodu lord Kelvin wysunął w 1883 r. hipotezę:

„jeżeli istnieje jakaś lepkość, jakkolwiek słaba... to równowaga poza  $e = 0,81$  nie może być sekularnie stabilna”.

Kelvin rozumował w ten sposób, że procesy lepkie rozpraszają energię, ale nie moment pędu. A ponieważ dla równych wartości momentu pędu elipsoida Jacobiego ma niższą energię niż sferoida Maclaurina, to można spodziewać się, że działanie sił lepkich będzie rozpraszać nadwyżkę energii sferoidy Maclaurina i przekształcać ją w elipsoide Jacobiego o niższej energii. Dokładne obliczenia ([18], rozdz. 5, § 37) wpływu procesów dysypacji wskutek lepkości na oba mody drgań przedstawione na rys. 7, potwierdzają hipotezę Kelvina. Okazuje się, że procesy lepkie czynią mod, który staje się neutralny dla  $e = 0,813$ , modem niestabilnym poza tym punktem, z czasem charakterystycznym zależącym odwrotnie proporcjonalnie od lepkości kinematycznej i malejącym monotonicznie do zera dla  $e = 0,953$ , gdzie pojawia się niestabilność dynamiczna.

Ponieważ emisja promieniowania grawitacyjnego oznacza dysypację zarówno energii jak i momentu pędu, nie wzbudza ona niestabilności dla modu Jacobiego, wywołuje natomiast niestabilność alternatywnego modu o tym samym mimośrodzie. W pierwszej chwili może się to wydać zaskakujące, ale ten stan rzeczy wyjaśnia szereg ważnych kwestii.

Gdyby analizować mody normalne nie w wirującym układzie odniesienia, lecz w układzie inercyjnym, to stwierdzilibyśmy, że mod, który staje się niestabilny wskutek reakcji promienistej przy  $e = 0,813$ , jest w rzeczywistości neutralny w tym punkcie. A neutralność

**tego właśnie** modu w układzie inercjalnym wynika z faktu, że neutralnej deformacji w tym punkcie towarzyszy bifurkacja (rozwidlenie) w tymże punkcie nowego trójosiowego ciągu równowagowego — ciągu elipsoid Dedekinda. Elipsoidy Dedekinda wprawdzie przystają do elipsoid Jacobiego, ale różnią się od nich tym, że są w spoczynku w układzie inercjalnym i zawdzięczają swe trójosiowe kształty wewnętrznym ruchom wirowym. Ważnym wnioskiem wynikającym z tych faktów jest to, że w ramach ogólnej teorii względności możemy spodziewać się, że niestabilność wiekowa, pochodząca od reakcji promienistej, wyniknie nie z modu Jacobiego deformacji (będącego quasi-stacjonarnym w obracającym się układzie odniesienia), lecz raczej z modu Dedekinda (który jest quasi-stacjonarny w układzie inercjalnym).

Dalszym faktem odnośnie niestabilności wiekowej indukowanej przez reakcję promienistą, odkrytym przez Friedmana [19] oraz Cominsa [20] jest, że mody należące do najwyższych wartości  $m$  ( $= 3, 4, \dots$ ) stają się niestabilne przy mniejszych mimośrodkach, mimo że czas charakterystyczny gwałtownie się wydłuża. Tym niemniej wydaje się, że z pewnych wstępnych rachunków Friedmana [21] wynika, iż to właśnie niestabilność wiekowa pochodząca od modów należących do  $m = 3$  (lub 4) jest tą niestabilnością, która nakłada ograniczenia na okresy obrotu pulsarów.

Z powyższych rozważań wynika jasno, że oba typy niestabilności relatywistycznej muszą odgrywać ważną rolę w przedstawionym przeze mnie kontekście.

## 10. Matematyczna teoria czarnych dziur

Jak dotąd, omawiałem tylko te ograniczenia na przebieg końcowych stadiów ewolucji gwiazd, które wynikają z istnienia górnej granicy mas całkowicie zdegenerowanych konfiguracji oraz z niestabilności relatywistycznych. Z tych i podobnych im rozważań wypływa jeden nieunikniony wniosek: czarne dziury będą tworzyć się jako jeden z naturalnych produktów końcowych ewolucji gwiazd masywnych. Co więcej, wielkie ich liczby muszą istnieć w obecnym Wszechświecie. W tym ostatnim rozdziale pragnę omówić bardzo zwięźle, co ogólna teoria względności ma o nich do powiedzenia. Najpierw jednak muszę ściśle zdefiniować, czym jest czarna dziura.

Czarna dziura dzieli trójwymiarową przestrzeń na dwa obszary: obszar wewnętrzny, ograniczony gładką dwuwymiarową powierzchnią zwaną **horyzontem zdarzeń**<sup>6</sup>, oraz obszar zewnętrzny, nad horyzontem, który jest asymptotycznie płaski; wymaga się (jest to część definicji), aby żaden punkt obszaru wewnętrznego nie mógł skomunikować się z żadnym punktem obszaru zewnętrznego. Ta niemożliwość nawiązania łączności jest zapewniona przez fakt niemożności przekroczenia horyzontu zdarzeń przez żaden sygnał świetlny wysłany z obszaru wewnętrznego. Warunek asymptotycznej płaskości obszaru zewnętrznego jest równoważny żądaniu, by czarna dziura pozostawała odosobniona w przestrzeni oraz by daleko od horyzontu zdarzeń czasoprzestrzeń upodabniała się do czasoprzestrzeni ziemskiej fizyki.

<sup>6</sup> Wbrew zapowiedzi Autor podaje definicję uproszczoną: zazwyczaj czarną dziurę definiuje się jako absolutny podział **czasoprzestrzeni**, a nie przestrzeni, na dwa obszary i wówczas rozdzielający je horyzont zdarzeń jest powierzchnią trójwymiarową. (Przyp. tłum.).



W ogólnej teorii względności poszukujemy rozwiązań równań Einsteina w próżni spełniających wyżej wymienione dwa warunki. Jest rzeczą zadziwiającą, że w ogólnej teorii względności te dwa proste i konieczne warunki dopuszczają jako stacjonarne (tzn. niezależne od czasu) czarne dziury, dokładnie jedną, jednoznaczną, dwuparametrową rodzinę rozwiązań. Jest to rodzina rozwiązań Kerr'a, a tymi dwoma parametrami są masa i moment pędu czarnej dziury. Co jeszcze bardziej niezwykle, metryka opisująca te rozwiązania jest prosta i może być jawnie rozpisana.

Nie wiem, czy pełna doniosłość tego co powiedziałem jest jasna. Proszę pozwolić mi to wyjaśnić.

Czarne dziury są obiektami makroskopowymi o masach od paru mas Słońca do milionów mas słonecznych. W takim stopniu, w jakim można uważać je za stacjonarne i izolowane, są one wszystkie, co do jednej, dokładnie opisane rozwiązaniem Kerr'a. Jest to jedyny przypadek, kiedy mamy dokładny opis obiektu makroskopowego. Wszystkie obiekty makroskopowe, jakie widzimy wokół nas, podlegają różnorodnym siłom pochodzącym z różnorodnych przybliżeń do różnorodnych teorii fizycznych. W przeciwieństwie do tego, jedynymi elementami, z których konstruujemy czarne dziury, są nasze podstawowe koncepcje czasu i przestrzeni. Czarne dziury są zatem, niemal z definicji, najbardziej doskonałymi obiektami makroskopowymi istniejącymi we wszechświecie. A ponieważ ogólna teoria względności daje jedną jednoznaczną dwuparametrową rodzinę rozwiązań dla ich opisu, są one również obiektami najprostszymi.

Przechodząc do fizycznych własności czarnych dziur, najlepszą metodą ich badania jest badanie reakcji czarnych dziur na zaburzenia zewnętrzne, takie jak rozpraszanie różnego rodzaju fal. Badania te ujawniają trudne do przewidzenia wcześniej bogactwo analitycznych własności czasoprzestrzeni Kerr'a. Mój wykład nie jest miejscem do szczegółowego przedstawienia tych kwestii [22]. Tu wystarczy tylko powiedzieć, że wbrew wszelkim uprzednim oczekiwaniom, wszystkie standardowe równania fizyki matematycznej mogą być ściśle rozwiązane w czasoprzestrzeni Kerr'a. Ich rozwiązania przewidują wielkie bogactwo i różnorodność fizycznych zjawisk przy oddziaływaniu czarnych dziur ze światem zewnętrznym.

Matematyczna teoria czarnych dziur jest przedmiotem niezmiernie złożonym. Ale studiowanie jej przekonało mnie o podstawowej prawdzie starożytnych maksym:

*Prostota jest oznaką prawdziwości*

oraz

*Piękno jest splendorem prawdy.*

Tłumaczył *Leszek M. Sokółowski*

Observatorium Astronomiczne  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

#### Literatura

- [1] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge University Press, Cambridge 1926, str. 16.  
[2] S. Chandrasekhar, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.* **96**, 644 (1936).

- [3] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge University Press, Cambridge 1926, str. 172.
- [4] R. H. Fowler, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.* **87**, 114 (1926).
- [5] S. Chandrasekhar, *Phil. Mag.* **11**, 592 (1931).
- [6] S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **74**, 81 (1931).
- [7] S. Chandrasekhar, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.* **91**, 456 (1931).
- [8] S. Chandrasekhar, *Observatory* **57**, 373 (1934).
- [9] S. Chandrasekhar, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.* **95**, 207 (1935).
- [10] S. Chandrasekhar, *Z. Astrophys.* **5**, 321 (1932).
- [11] S. Chandrasekhar, *Observatory* **57**, 93 (1934).
- [12] S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **140**, 417 (1964); zob. też *Phys. Rev. Lett.* **12**, 114 i 437 (1964).
- [13] S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **142**, 1519 (1965).
- [14] S. Chandrasekhar, N. R. Lebovitz, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.*, (1984), w druku.
- [15] S. Chandrasekhar, R. F. Tooper, *Astrophys. J.* **139**, 1396 (1964).
- [16] S. Detweiler, L. Lindblom, *Astrophys. J. Supp.* **53**, 93 (1983).
- [17] S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **161**, 561 (1970); zob. też *Phys. Rev. Lett.* **24**, 611 i 762 (1970).
- [18] S. Chandrasekhar, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, Yale University Press, New Haven 1968; w książce tej znajduje się omówienie spraw dotyczących elipsoid klasycznych.
- [19] J. L. Friedman, *Comm. Math. Phys.* **62**, 247 (1978); zob. też J. L. Friedman, B. F. Schutz, *Astrophys. J.* **222**, 281 (1977).
- [20] N. Comins, *Mon. Notes Roy. Astron. Soc.* **189**, 233, 255 (1979).
- [21] J. L. Friedman, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 11 (1983).
- [22] Przeprowadzone przez autora w latach 1974—83 badania matematycznej teorii czarnych dziur zostały podsumowane w jego najnowszej książce *The Mathematical Theory of Black Holes*, Clarendon Press, Oxford 1983.

Czytelnik może również skorzystać z następujących dodatkowych pozycji:

1. S. Chandrasekhar, „Edward Arthur Milne: his part in the development of modern astrophysics”, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* **21**, 93—107 (1980).
2. S. Chandrasekhar, *Eddington: The Most Distinguished Astrophysicist of His Time*, Cambridge University Press, Cambridge 1983.

## ROZMOWY

## Fragmenty rozmowy z Władysławem Kapuścińskim

## Excerpts from an Interview with Władysław Kapuściński

Rozmowa, której fragmenty publikujemy poniżej, przeprowadzona i nagrana została w listopadzie 1977 r. przez dra Krzysztofa Szymborskiego z Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN. Taśmy z nagraniem przechowywane są w tym Instytucie w Warszawie, ul. Nowy Świat 72.

Odczytanie taśm dokonane zostało przez Redakcję *Postępów Fizyki*. Od Redakcji też pochodzą drobne wstawki w nawiasach kwadratowych.

Przed przedstawieniem rozmowy, pragniemy podać trochę informacji biograficznych o prof. Kapuścińskim. Część z nich uzyskaliśmy od Pani Doktor Marii Kapuścińskiej — córki Profesora. Omówienie prac Kapuścińskiego zawdzięczamy prof. Tadeuszowi Skalińskiemu.

Władysław Kapuściński urodził się 22 maja 1898 r. w Tyszowicach w okolicy Tomaszowa Lubelskiego. Fizykę studiował na Uniwersytecie Warszawskim, gdzie pod kierunkiem prof. Stefana Pieńkowskiego rozpoczął badania w dziedzinie optyki atomowej i molekularnej. Był to okres niezwykle intensywnego rozwoju spektroskopii optycznej, wynikającego z potrzeby rozwikłania coraz większej liczby danych doświadczalnych za pomocą rozwijającej się właśnie teorii kwantowej.

W 1926 r. Kapuściński uzyskał stopień doktora na podstawie pracy „O fluorescencji pary kadmu”. Lata 1927—29 spędził jako stypendysta Fundacji Rockefellera w laboratorium prof. L. S. Ornsteina w Utrechcie. Owocem tego pobytu były 4 publikacje dotyczące rozkładów natężeń w widmach luminescencji wodoru, helu i związków rtęci. W 1932 r. habilitował się w Uniwersytecie Warszawskim na podstawie rozprawy „Z badań nad luminescencją par metali”. Po habilitacji podjął wykłady, początkowo monograficzne, później kursowe fizyki doświadczalnej oraz fizyki dla farmaceutów. Do wybuchu wojny opublikował ponad 20 prac (spis publikacji W. Kapuścińskiego przekazaliśmy do Pracowni Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK w Toruniu).

Prace te dotyczyły widm fluorescencji i absorpcji par metali (Cd, Zn, Ag). Kadm i cynk mają strukturę izoelektronową z rtęcią. Widma par tych metali wykazują ogromne podobieństwa. Oprócz układów linii fluorescencji atomowej w widmie Cd i Zn pojawiają się (podobnie jak to stwierdzono poprzednio w rtęci) widma pasmowe, których pochodzenie jest niewątpliwie związane z obecnością cząsteczek Cd<sub>2</sub> i Zn<sub>2</sub>. Szczegółowe zbadanie tych pasm (ich struktury, sposobu wzbudzenia i przebiegu zmian natężenia w czasie), pozwoliło Kapuścińskiemu zinterpretować poszczególne pasma wiążąc ich powstanie z przejściami między różnymi stanami cząsteczek Cd<sub>2</sub> i Zn<sub>2</sub> opisanymi przy pomocy układu krzywych potencjalnych. Stan podstawowy omawianych cząsteczek jest stanem niewiążącym (krzywa potencjalna odpychająca, bez minimum); stany wzbudzone w znacznej liczbie odpowiadają trwałemu wiązaniu w cząsteczkę, której czas życia ograniczony jest tylko przez emisję promieniowania i powrót jej do stanu podstawowego. Mechanizm powstawania cząsteczki wzbudzonej jest taki, że po błysku promieniowania wzbudzającego powstają atomy wzbudzone, te zderzając się z atomami w stanie podstawowym tworzą wzbudzone cząsteczki, te z kolei emitując promieniowanie powracają do stanu podstawowego rozpadając się na atomy. Taki model został potwierdzony przez analizę czasowego przebiegu natężenia fluorescencji molekularnej po błyskowym wzbudzeniu par metali.

W czasie wojny brał bardzo intensywny udział w tajnym nauczaniu, zarówno w szkołach średnich jak

i wyższych (tajne wydziały: Lekarski, Farmaceutyczny i Stomatologiczny Uniwersytetu Warszawskiego i Uniwersytetu Ziem Zachodnich), a także wykładał w oficjalnej szkole medycznej Jana Zaorskiego.

Po wojnie nie przyjął proponowanej mu katedry w Uniwersytecie Poznańskim i w roku akad. 1945/6 wykładał fizykę na Wydziale Chemii Politechniki Łódzkiej. W 1946 r. został mianowany profesorem nadzwyczajnym na Wydziale Lekarskim Uniwersytetu Warszawskiego, a w 1958 r. profesorem zwyczajnym w Akademii Medycznej w Warszawie. Ponadto w roku akad. 1950/51 wykładał w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Warszawie, a w latach 1946—52 miał wykłady monograficzne na Wydziale Matematyki-Fizyki-Chemii Uniwersytetu Warszawskiego.

W Akademii Medycznej zorganizował Zakład Fizyki (obecnie Zakład Biofizyki) i kierował nim aż do przejścia na emeryturę w 1968 r. Był interesującym wykładowcą. Cieszył się szacunkiem i sympatią studentów, którym imponował swą wysoką kulturą humanistyczną oraz dobrą znajomością specyfiki studiów lekarskich i roli fizyki w rozwoju medycyny i biologii.

W ciągu ostatnich dziesięciu lat życia Kapuściński był bardzo poważnie chory, zachował jednak pełną sprawność umysłu i pracował nadal intensywnie, choć nie opuszczał mieszkania.

Był wielkim erudytą i swoją erudycją służył innym. W latach 1949—54 był członkiem Kolegium Redakcyjnego a od 1955 r. Rady Redakcyjnej naszego czasopisma. Był także członkiem Rady Redakcyjnej *Postępów Fizyki Medycznej*. Był współredaktorem i konsultantem naukowym *Problemów*, wieloletnim opiniodawcą i recenzentem wydawnictwa Wiedza Pow.zechna, z którym współpracował aż do ostatnich miesięcy przed śmiercią. Jego opinie redakcyjne były wnikliwe i szeroko ujęte, nieraz stanowiły same w sobie małe opracowania popularno-naukowe. Dbał o poprawność i piękno języka. Sprawami terminologii interesował się już wcześniej. Był jednym z autorów (dział Optyka) „Materiałów do polskiego słownictwa fizycznego” opracowanych z inicjatywy PTF i opublikowanych w 1929 r. w *Sprawozdaniach i Pracach PTF*. Był także świetnym tłumaczem wydanych w Polsce przed wojną książek Jeansa, a po wojnie I tomu Fizyki Westphala.

Kapuściński był członkiem PTF i przez wiele lat brał czynny udział w jego pracach. W kadencjach 1930/34, 1934/38 i 1938/45 był członkiem Zarządu Głównego, w latach 1932—36 był członkiem Redakcji *Acta Physica Polonica*.

Od 1945 r. był członkiem korespondentem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Był także członkiem Polskiego Towarzystwa Lekarskiego, Polskiego Towarzystwa Fizyki Medycznej, Towarzystwa Przyrodników im. Kopernika, Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii.

Zmarł 12 lipca 1979 r.

*Redakcja*

**Krzysztof Szymborski [KS]** — Interesuje nas historia fizyki w bardzo szerokim kontekście, kontekście socjologicznym. W ostatnich latach XIX w. nie było w Warszawie uniwersytetu, a mimo to dużo młodzieży interesowało się fizyką i miało ku temu możliwości. Po zamknięciu Szkoły Głównej był tylko uniwersytet rosyjski. Sporo młodzieży interesowało się nauką nie wiążąc się z uniwersytetem. Ja to mówię jako przykład. Chodzi mi o klimat intelektualny, o fascynacje nawet, naukami ścisłymi w tym okresie. Chcielibyśmy coś z tego klimatu jeszcze uratować.

**Władysław Kapuściński [WK]** — Trochę jakby Panowie uważali mnie za stulatkę, choć trochę tak jest. Za parę miesięcy, jak dożyję, skończę osiemdziesiąt. Żeby tylko nie chcieli zrobić mi jubileuszu w Akademii Medycznej! Ale może będzie cicho. Krótko mówiąc tak: w wieku może ośmiu, może siedmiu lat zacząłem oglądać książki mego brata — rosyjskie. Nie umiałem jeszcze po rosyjsku. Były tam takie dosyć staroświeckie, elementarne wykłady fizyki dla farmaceutów, na wyższym poziomie. Brat był starszy ode mnie o wiele lat, nie żyje dawno. Już zdał egzamin z tego. Ja byłem zachwycony rysunkami

tych przyrządów itd. Jak mogłem go dopaść, to pytałem co to jest, jak się nazywa po polsku, do czego służy. Zwykle mnie trochę zbywał, bo miał inne zajęcia. I tak się zaczęło właściwie. Jak miałem popularną książeczkę, to pochłaniałem ją i robiłem na chodząco wykłady dla wiejskiego chłopca, który przychodził bawić się ze mną, bo nie miałem rodzeństwa w moim wieku. Więc wykładałem mu np. co to jest ciążenie powszechne, grawitacja, prawo Newtona. Było to może w wieku ośmiu i pół lat. Potem to już szło jednocześnie z astronomią. Ja miałem być astronomem z zawodu... [Później] zdałem sobie sprawę, że astronomia będzie w Polsce zawsze na uboczu. Fizyka zainteresowała mnie też bardzo, głównie Witkowski. Witkowskiego czytałem zupełnie swobodnie jeszcze przed kursem fizyki w szkole realnej.

**KS** — Czy to było w Krakowie?

**WK** — Tak. Dwa pierwsze lata były w Krakowie. Nasz dom był w Tomaszowskim powiecie, w Lubelskiem. Do Galicji było w prostej linii powietrznej 30 km maksimum... Tam udawało się przejechać. Ojciec był lekarzem znanym w okolicy, bardzo cenionym, już wieloletnim. Ja byłem najmłodszym dzieckiem... Matka mieszkała ze mną, bo ja byłem chorowity prawie od dziecka, zmarnowałbym się ze zdrowiem, gdyby mnie oddali na stację. Kraków to było za daleko od naszego domu i dlatego potem przenieśliśmy się do Jarosławia, tzn. Matka i ja. Ojciec miał wtedy nieporównanie bliżej — Jarosław nad Sanem to jest w prostej linii kilkanaście kilometrów, ale trzeba było objeżdżać naturalnie przez komorę celną i komorę graniczną... Ja rozwijałem się, jeśli chodzi o fizykę, a może i inne przedmioty, rok wcześniej niż szkoła. Witkowski, najpierw był pierwszy tom — to stare wydanie — mechanika i akustyka, potem było ciepło i elektryczność, która wyszła już wtedy, gdy ja miałem 14 lat. Praktycznie umiałem całego Witkowskiego, nie powiem na pamięć, ale umiałem.

**KS** — Uniwersytecki podręcznik!

**WK** — Trzy tomiska, razem to jest 800 stron. Do śniadania np. — zanim szedłem do szkoły — czytałem Witkowskiego opartego o cukiernicę. Kwadransik sobie czytałem. Rozrywka! Astronomia zawsze była obok, potem zeszła na plan hobbystyczny, więc już nie główny. Mogę się znowu pochwalić, że korzystałem głównie z Ernsta. Profesor Marcin Ernst ze Lwowa, to był mój przyjaciel na odległość. Nigdy go w życiu nie widziałem, nie napisałem do niego ani liścika naturalnie, nawet mnie kusiło kiedyś. On wydał książkę, najpierw *Budowa Świata*, to był zbiór szkiców. Dzisiaj zupełnie się nie nadaje naturalnie, zupełnie inne są poglądy astronomiczne na budowę świata niż wtedy, ale mnie to zachwycało. Decydujące było może dla mnie, gdy w 1913 r. wyszła książka *Planety i warunki życia na nich* napisana tak *moderne*, że naprawdę niemal do dzisiaj jest dość aktualna. To była lektura taka narzucająca się.

**KS** — Czy to była książka Flammariona?

**WK** — Nie, do Flammariona od razu nie miałem zaufania. Flammarion był dla mnie raczej wysokim fantastą. Miałem jednak już umysł trzeźwy, wyrażnie zaznaczało się to od dzieciństwa... A potem już w Moskwie<sup>1</sup>... miałem już astronomię teoretyczną i przetłumaczyłem, jeszcze w kraju mając 17 lat, *Populäre Astronomie* Gelmanna, niemiecką, którą sobie kupiłem za własne pierwsze zarobione pieniądze z korepetycji dla kolegi,

<sup>1</sup> W czasie I wojny światowej (przyp. Red.).

który był bogaty i który nie chciał abym ja darmo go uczył. Sprowadziłem książkę. Przyszła ta gruba książka, naprawdę 800 stron, tylko tekstu to tam było mniej, bo spisy rzeczy, jakieś tablice itd. Tekstu było 730 stron, stosunkowo drobnego druku niemieckiego. Ja w domu podczas pierwszego roku wojny w 1915 r. zabrałem się do tłumaczenia tego na polski. Przetłumaczyłem to, naprawdę pracując chyba z 10 lub więcej godzin dziennie, w ciągu 2 miesięcy chyba i już zabrałem do Moskwy tłumaczenie. Nikt nie wydał w kraju. Jak wróciłem to nawet mówili, żeby się starać o wydanie. Była też ruina duża po I wojnie... Więc wtedy już zacząłem studiować fizykę, bo astronomii praktycznie nie było w Warszawie. Było coś tak marnego, o czym nie chcę nawet opowiadać... Prof. Pieńkowski, jak przyszedł z Belgii to był rok 1919, przede wszystkim zajął się wykładami, które naprawdę zachwyciły mnie, może mniej niektórych kolegów moich, ale mnie się bardzo podobały. Dlatego, że były z niezmierną swadą, naturalnie bez żadnych tam kartek. On tylko wykladał po francusku w Belgii, więc śmieszyło nas te jego akcentowanie albo słowo czasem nie w porę tłumaczone z francuskiego, albo [wymowa] alfabetu... Wkrótce potem już się poprawił. Te wykłady szalenie mi się podobały, doskonale wprowadzał powiązania logiczne i doświadczenia, chociaż były jeszcze bardzo marne przyrządy wypożyczane z Politechniki. Wykłady odbywały się w Politechnice. Zakład Fizyki Uniwersytetu był zbudowany przez Rosjan w stanie surowym zupełnie w 1914 r. Gdy wojna wybuchła naturalnie «wszystkie roboty ustały i w tym stanie odziedziczyła go Polska. To były puste mury.

KS — Budynek na Hożej 69, ten sam budynek na Hożej?

WK — Na Hożej, tylko nie tak rozbudowany. Teraz jest rozbudowany. Tam był tylko ten środkowy budynek, węższy niż wyższy, ten środkowy, w którym jest główne wejście. Prof. Pieńkowski to był człowiek z niesłychaną energią. Ja takiego człowieka pierwszy raz w życiu zobaczyłem. Jeszcze tu krótką uwagę, że maturę zrobiłem w polskiej szkole w Moskwie. Wojna wybuchła w 1914 r. Oczywiście polskich szkół nie było potem. W Moskwie musiałem się uczyć rosyjskiego, rok straciłem, potem ta szkoła jeden rok, jedna choroba za drugą. Jak ja dostałem maturę z odznaczeniem to ja nie wiem. Miałem szczęście do ludzi. Gdziekolwiek byłem, pracowałem, to zawsze jakiś wybraniec, pierwsza świeczka. Nie to żebym kogoś zaciemniał. Koledzy mogli być, jak Sołtan, lepsi pod względem manualnym, lepsi nawet pod względem energii, techniki, ale ja umiałem łączyć i chęć do nauki i pilność i jednocześnie sposób obejścia. To jest ważne, sposób obejścia, stosunki z ludźmi. Z każdym chciałem być w przyjaźni. Absolutnie nie kłóciłem się z nikim.

KS — Jeszcze chciałem zadać Panu dwa dodatkowe pytania. Jeżeli chodzi o ten Pana najwcześniejszy okres zainteresowań fizyką, interesuje mnie czy miał Pan świadomość, że w fizyce jeszcze bardzo wiele trzeba zrobić. A drugie pytanie, które od razu z tego będzie wynikać, jakie były Pana pierwsze wiadomości i jak do Pana dotarły wiadomości na temat powstania teorii względności i mechaniki kwantowej.

WK — To było już nieco później.

KS — W jaki sposób te wiadomości docierały do środowiska zainteresowanego fizyką i jak były odbierane? Zaczniemy od stanu fizyki. Czy w Pana pojęciu w pierwszych latach XX w. fizyka była nauką ukończoną, czy widać było jeszcze wiele sprzeczności.

WK — Zaczniemy od pierwszego pytania. Jeśli chodzi o te początki, to jeszcze nawet w szkolnych latach wydawało mi się, tak jak myśleli nawet ludzie uczeni, że wszystko w fizyce jest zrobione, tylko trzeba jeszcze szczegóły wyszlifować.

KS — To było dość powszechne mniemanie.

WK — Ja byłem wtedy przede wszystkim zajęty, żeby poznać to co jest. Były już promienie Röntgena odkryte i promieniotwórczość, ale to były jeszcze rzeczy bardzo nowe. Uchodziło to za dużą nowość, to było w podręcznikach zawsze na końcu, krótko jeśli chodzi o szkolne podręczniki. Tylko w jednym — w III tomie Witkowskiego, który wyszedł w 1912 r. — jest właśnie o tym nowym. Mnie uderzyło, że tam jest tak dużo rzeczy nieznanych, że on sobie zadaje pytanie czy eter właściwie istnieje czy nie. O teorii względności nie zająknął się nawet, może wspomniał tylko, że niektórzy negują istnienie eteru. Z chwilą kiedy zrobiłem się studentem, to oczywiście zaraz zacząłem studiować prywatnie, niezależnie od wykładów, na poziomie wyższym w bibliotece czasopism. O teorii względności wychodziły wtedy już książeczki popularne, z nimi też się zaznajamiałem. Nie miałem do tego żadnego jakby to powiedzieć wstrętu. Było znane, że teoria względności jest taka dziwaczna, że nie można w to wierzyć, że to bajki. Zasłużony profesor matematyki z Krakowa, algebraik, był wrogiem teorii względności.

KS — Czy to był Zaremba?

WK — Zaremba, naturalnie! On był wrogiem teorii względności, no i trochę się ośmiesział. Teoria względności nie bała się wybitniejszych, i to fizyków zawodowych, dla matematyka to uboczna rzecz. Ja miałem cierpieć za to podczas mego pobytu w Holandii w końcu lat dwudziestych. Już po doktoracie byłem tam jako stypendysta Fundacji Rockefellera. Półtora roku udało mi się tam być. Kronig to jeden z teoretyków, co to za przemiły człowiek i jaki przystojny, Krammers tam był, Pauli przyjechał. Moim hobby są 4 rzeczy: fizyka, astronomia, filozofia i historia, głównie historia powszechna, choć historia Polski też. Kronig w rozmowie, kilka osób obecnych: „a to Pan z Polski, a to tam jest Zaremba, taki który podobno z błotem zmieszał teorię względności”. Cóż, mówię, że w Polsce w fizyce teoretycznej nikt poważnie Zarembę nie bierze. W każdym razie było mi nieprzyjemnie. A mechanika kwantowa, ona przychodziła dosłownie z każdym pismem. Przecież biblioteka była poważnie zaopatrzona. Wtedy Niemcy byli świetni, to było przed hitleryzmem. *Zeitschrift für Physik* przychodziło ciągle, nie mówię już o *Annalen der Physik*, gdzie każda praca doktorska musiała mieć co najmniej 30-40 stron. Coś okropnego...

KS — Czy był tam Paul Ehrenfest, czy też już nie żył? On po Lorentzu pracował w Lejdzie.

WK — Ehrenfest był doskonałym fizykiem. Zeeman też chyba był w Lejdzie<sup>2</sup>. Przy mnie umarł Lorentz. Co się tyczy nowości, ja zawsze dawniej miałem odcień konserwatywny, ale bez oporu, np. teorię względności akceptowałem bez żadnych oporów. Było w 1923 r. ogromne narzekanie w świecie naukowym, że model Bohra zaczyna zawodzić nawet przy helu. Przy wodoropodobnych z pierwszej kolumny układu periodycznego jeszcze jako tako. Były różne próby łatania tego, Sommerfeld i inni. W rozmowie z Sołtanem, on mówi: „ten model musi jednak upaść, nie da się utrzymać”, a ja mówię „to chyba da się poprawić”, to był rok 1923. W 1924 r. przyszły najpierw fale de Broglie'a, fale materii, i w 1925 r. Heisenberg i wszyscy inni i Jordan zaczął się tam mieszać... Więc wtedy zaczęło to do mnie dochodzić przez czasopisma niemieckie. W ten sposób ja to od razu chwytałem jako

<sup>2</sup> Wydaje się, że Zeeman pracował tylko w Amsterdamie (przyp. Red.).

własność dobrą, z przekonaniem, chociaż trudno było nazwać głębokim przekonaniem, bo przecież rachunku macierzy, jaki zastosował Heisenberg, nikt się nie uczył. Ja z góry projektowałem, że będę fizykiem doświadczalnym. Do fizyki teoretycznej i do matematyki tej najwyższej odnosiłem się jak paż do królowej: szanuje, kocha może nawet, ale czuje, że nie dla psa kiełbasa. A prof. Pieńkowski na szczęście miał też trochę to, że w stosunku do fizyki teoretycznej czekał aż będą wyniki. Jak były wyniki dobre, zgodne z doświadczeniem, to dla niego zyskiwała ona nie tylko stopień wiarygodności ale akceptacji zupełnej. Natomiast jeśli była jeszcze walka i spory to mówił, że jeszcze nie wiadomo czy tak czy tak. Prof. Pieńkowski uważał, żebyśmy się doktoryzowali w fizyce doświadczalnej w tych rzeczach, które są tam niezbadane, nieznanne. Miałem wtedy trzy propozycje asystentury płatnej. Chodziło mi aby nie być ciągle, do 24-go blisko roku życia, na garnuszku rodziców starych. Ojciec musiał jeszcze zarabiać jako lekarz, wyjechał tam do domu. Matka siedziała w Warszawie. Ten brat, o którym wspominałem, zmarł właśnie w tym okresie. To była ciężka strata dla Rodziców. Wtedy ja już wybrałem asystenturę u prof. Pieńkowskiego, bo on był naszym ojcem, prowadził seminaria itd. Białobrzęski to było co innego. Białobrzęski był niesłychanie miły człowiek ale cóż ja bym tam robił. To jednak teoretyk, wprawdzie u niego pracowali w doświadczalnej fizyce również. Miał taką pracownię, niedużą ale cenną. Mrozowski tam pracował. Ale to była poboczna rzecz, ja się nie chciałem pchać do tego. Czułem, że ja tam nic wielkiego albo nowego nie zrobię a być asystentem przy wykładach teoretycznych czy przy ćwiczeniach teorii, to mnie nie bawiło. Mnie bawiła przyroda. Trzecia asystentura to była zupełnie nierealna propozycja Kalinowskiego na Politechnice, pracownia zero praktycznie. Dał mi jakiś stary, staroświecki radiometr do badania słabych promieniowań. „Może coś z tym można będzie zrobić” powiedział. Przychodzi chłopak, który ma może głowę napakowaną różnymi rzeczami ale gdzie jego wprawa... Prof. Pieńkowski jak mnie przyjął na doktoranta, to ja mu proponowałem, nawet na seminarium zaproponowałem sam. Na pierwszym seminarium, zupełnie jeszcze surowy, powiedziałem, że chciałbym coś robić o pomiarze ciepła właściwego.

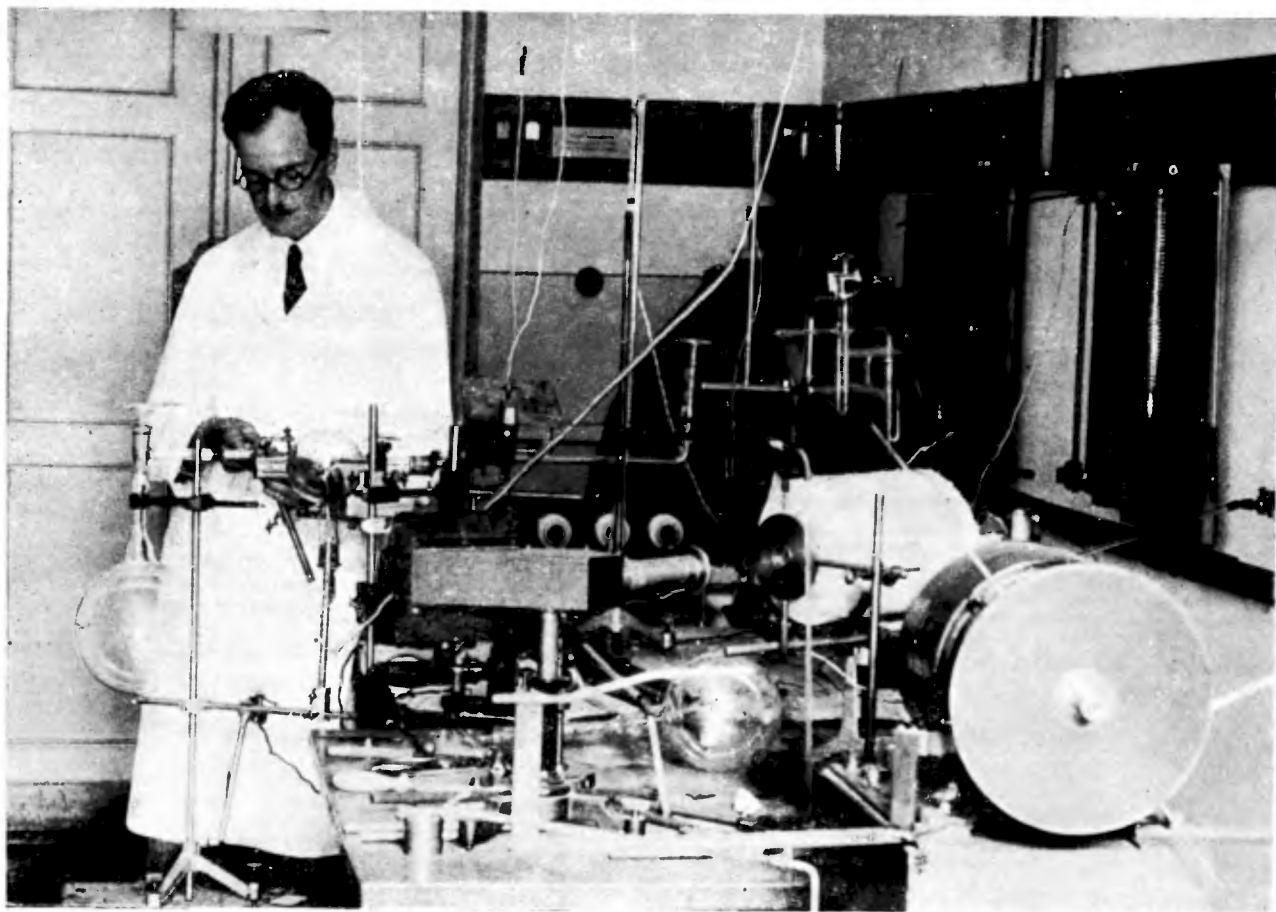
**KS** — Jaki był wpływ prof. Pieńkowskiego na swoich współpracowników, jaka była szkoła, którą tworzył?

**WK** — Na ludzi, którzy chcieli być fizykami, może nawet tylko nauczycielami fizyki w szkole. Proszę pamiętać, że moje studia upływały w latach dwudziestych, wtedy nie było żadnych magisteriów. Wtedy było po prostu tak: student przerabia kurs, bierze udział w seminariach itd., okazuje jak sobie daje radę i w końcu decyduje się, czy idzie na nauczycielski egzamin i nauczycielski fach, czy chce iść na drogę naukową. W ten sposób prof. Pieńkowski i ci inni wyławiali tych aspirantów do naukowej pracy. Gdy widział, że ten czy ów zapowiada się nieźle, to wtedy mówił: „No proszę Pana, to znaczy Pan...” Aha, a drugie seminarium było z mojej inicjatywy takie (to było wówczas mało znane w spektroskopii): widma cząsteczek dwuatomowych. To dopiero były początki zupełne, paroletnie badania

**KS** — W podczerwieni?

**WK** — W podczerwieni i w dziedzinie widzialnej. Jeszcze wtedy stosowała się do tego dobrze prosta teoria Bohra, to taka gruba mechanika raczej była. Trzy gatunki wzbudzenia cząsteczki: elektronowe, gdzie atomy przeskakują, najtrudniejsze, te któremu zawdzięczamy oddzielne pasma, oddzielne systemy pasm widzialnych, dalej struktura drganiowa,





Władysław Kapuściński w laboratorium na Hożej ok. 1930 r. (fot. L. Jansons)



Władysław Kapuściński ok. 1970 r.



Na zebraniu Redakcji *Problemy*. Od lewej: Witold Rudowski, Zbigniew Grabowski (?), Józef Hurwic — ówczesny Redaktor Naczelny *Problemy*, Janina Kosińska, Władysław Kapuściński

## ERRATA

Pragniemy sprostować dwa błędy w podpisie pod trzecią fotografią w artykule: „Fragmenty rozmowy z Władysławem Kapuścińskim”, zamieszczonym w zeszyte 2/85. Zamiast Zbigniew Grabowoski powinno być Zbigniew Grabowski, a zamiast Janina Kosińska — Janina Kasińska. Przepraszamy.

Sprostowanie to zawdzięczamy prof. Józefowi Hurwicowi, który jest autorem poprzedniej (tj. drugiej w artykule) fotografii Władysława Kapuścińskiego, wykonanej w latach 60.

oscylacyjna, któremu zawdzięczamy jedno pasmo, drugie pasmo, trzecie i wreszcie struktura subtelna pasm.

**KS** — Rotacyjna ?

**WK** — Struktura rotacyjna. Nawet i prof. Pieńkowski się tym nie zajmował, nie interesował się. Interesował się głównie wtedy luminescencją i w rentgenie badaniami strukturalnymi np. drewnien starych. A mnie właśnie zainteresowało to co było jeszcze mało znane, więc mówię do Profesora, że może by widma pasmowe zbadać. Mieliśmy wtedy siatkę dyfrakcyjną płaską, odbiciową, niestety z soczewką kwarcową, musiała być kwarcowa do nadfioletu przecież, nieskorygowaną, toteż widma były złe, kiepskie. Ja się z tym namęczyłem, widmo azotu badaliśmy długo i nie bardzo wychodziło, więc spełzło na niczym, a ja straciłem prawie rok akademicki. Profesor w końcu mówi, że dyspersję mamy marną, nie możemy się tym zajmować, trzeba coś innego — luminescencję. Luminescencja nie bardzo przemawiała do mnie, do moich chęci. Wtedy, zdaje się, Profesor rzucił: „no rtęć jest już tak opanowana, że już nie ma co do niej przechodzić, ale przecież w tej rodzinie jest kadm”. Może ja bym spróbował luminescencję kadmu wzbudzoną światłem nadfiołkowym. Trzeba było oczywiście poradzić się w Politechnice u tego metalurga słynnego <sup>3</sup>, on teraz w Krakowie jest, jak to z kadmem zrobić. Ano destylację w próżni Pan zrobi tak i tak. Więc destylowałem ten kadm w próżni, możliwie dobrej jaką mogliśmy osiągnąć. Później szklarz zrobił naczynko, tymczasem prymitywne, kuliste z dziobkiem, żeby można było dołączyć do aparatury próżniowej. I tak można było destylować kadm, oczywiście trochę kadmu, przecież chodziło o parę kadmu. Potem ja już to na aparaturze tlenowym płomieniem zalutowałem. Jeszcze trzeba było naczynko hodować, tzn. wygrzewać w wysokiej temperaturze przez dwa tygodnie nieustannie, ciągle trzymając pod próżnią, żeby ono wydzieliło gazy, które były. Destylowałem więc trochę kadmu, który osiadał śladami srebrzystymi na ściankach, potem do piecyka ręcznie zrobionego z azbestu na nichromie, piecyka z okienkami, zagrzać to, naświetlić iskrą kadmową najprościej i z drugiej strony popatrzeć. Co za nadzwyczajne zjawisko! Prześliczna fluorescencja niebieska, błękit nieba tak intensywny, że chyba włoskie niebo przypomina. Oczywiście zaraz to zameldowałem Profesorowi — odpowiadam tu na drugie Pana pytanie — który interesował się najmniejszym powroźdzeniem doktoranta, studenta robiącego pracę. Dwa razy na dzień, albo przynajmniej raz, był u tego studenta i omawiał co słyhać, co się dzieje, oglądał zdjęcia szczegółowo, swoje uwagi robił. Więc gdy mu to zameldowałem rzucił wszystko co u siebie robił i zbiegł, w podziemiach to było, i patrzy jak uruchomiłem tę iskrę i jak ten błękit się pokazał, smuga błękitna. „Ach, rzeczywiście to się udało Panu nadzwyczajnie”. Zacząłem badać, fotografować. Mikrofotometr mieliśmy dobry, hollenderski, można było fotometrować rozkład natężeń w widmie. Podstawy fotometrii naturalnie mieliśmy. Spektrofotometria fotograficzna była wtedy prawie wyłącznie używana na świecie, m. in. w Utrechcie. Potem to się rozwinęło. Literaturę naturalnie przerzuciłem, czy przypadkiem nie ma, ale to była jeszcze zupełna nowość — widzialna fluorescencja. Uderzające, że ona jest tak pięknie kolorowa. Okazało się, że w RPA, w państwie Południowej Afryki, które jest teraz tak źle widziane, ktoś badał fluorescencję pary kadmu w nadfiolecie, zauważył pasmo prążkowane. Ja oczywiście sfotografowałem to co tam

<sup>3</sup> Chodzi zapewne o prof. W. Broniewskiego (przyp. Red.).

świeci także w nadfiolecie, tylko że tamten zaobserwował tylko to. Nie zaobserwował widzialnej fluorescencji, dlatego, że prawdopodobnie miał zanieczyszczone naczynie. Dlatego, że jak odrobina wodoru dostanie się do tego to niszczy fluorescencję widzialną. Ja otrzymałem nie tylko to wykryte przez niego pasmo, ale pomierzyłem położenia prążków. Żeby to było porządnie znane wzbudzałem najrozmaitszymi długościami fali. To się rozrosło i z tego praca doktorska była. Potem to już były inne sprawy też. Chodzi o to, że to co ja tam zacząłem przydało mi się bardzo w Holandii, jak Profesor mi wyrobił stypendium Rockefellera. Ornstein<sup>4</sup> ... powiedział mi, zupełnie jak prof. Kalinowski: niech Pan bada coś za pomocą tego interferometru Fabry'ego-Perota. Ale przecież trzeba było całej aparatury, żeby coś porządnego zrobić, do badania najsubtelniejszej struktury linii widmowych. Mówię więc: „Panie Profesorze, ja próbowałem badać widma pasmowe ale nie mieliśmy wtedy dużej dyspersji. Nie uważa Pan, że badanie rozkładu natężeń w widmie pasmowym byłoby ciekawe?”. Wtedy on powiada: „Doskonała myśl, niech Pan bada widma pasmowe”. Jego żydowska natura wyszła tutaj wtedy na dobre, to że Żydzi potrafią się entuzjasmować. Polski profesor powiedziałby: e... tak, rzeczywiście można by, a ten klepał się po kolanach, łapie za telefon i dzwoni do panny Eymers, coś mówi po holendersku, straszny język, coś jak najgorszy polsko-żydowski żargon. Przychodzi panna Eymers, wysoka, miała wtedy, jak się później dowiedziałem, 23 lub 24 lata, chuda, trochę taka jak Angielki rysują. Nie żeby to była piękność, wręcz przeciwnie, a całość robiła takie wrażenie: dziewczyna przestraszona... On mówi: „będziesz pracować z tym gościem”. Ja widzę jak ta dziewczyna po prostu zdrętwiała. Ja jeszcze nie widziałem takiej trwogi na żadnej damskiej twarzy. Coś takiego ... Później jej dokuczałem często, bośmy się ogromnie zaprzyjaźnili, czemu to Pani była taka przestraszona ... Do tej pory korespondujemy. Jestem jej winien w tej chwili odpowiedź na dwa kolejne listy. Pięćdziesiąt lat korespondujemy. Pracowaliśmy z nią wspólnie. Opublikowaliśmy łącznie cztery prace ... Fotometrowanie było robione stosem termoelektrycznym, widzialne widmo, musiał być bardzo czuły. To prof. Moll skonstruował. Badaliśmy widmo wodoru cząsteczkowego H<sub>2</sub>. Jeden Kanadyjczyk, nazwiska zapomniałem, ogłosił, że takie i takie linie powymierzał z grubsza, mówił że słaba, silna, słaba, silna itd. Trzeba było wymierzyć, porządnie zrobić, a przecież ja głównie po to przyjechałem. Jak mnie prof. Pieńkowski wysyłał, powiedział: „niech Pan zbada wszystkie arkana fotometrii fotoelektrycznej”. Najpierw tam zrobili źródło światła. Mieli tam zupełnie dobrą siatkę dyfrakcyjną, jeszcze rowlandowską, zmontowaną w podziemiu w oddzielnym pomieszczeniu. Siatka była nie nadzwyczajna ale do naszych celów zupełnie wystarczająca, z dyspersją dobrą. Z nią pracowaliśmy od tej jesieni do następnego lata. To było w dwóch częściach drukowane w *Proceedings of the Royal Society*. Bardzo dobre pismo, sławne wówczas. Obie prace były drukowane z moim nazwiskiem na pierwszym miejscu, a nie Ornsteina. On się przyłączył, bo to był jego pomysł.

Wracając jeszcze do prof. Pieńkowskiego, ale to było później, czysto moje badania — widmo pasmowe rtęci. Najpierw u nas w Zakładzie mierzył je Sołtan. Ten późniejszy jądrowiec wtedy zajmował się spektroskopią. Bardzo sumiennie pomierzył ale tylko to... W HgH wyższe linie rotacyjne nie występują. W widmie np. azotu czy tlenku węgla tych

<sup>4</sup> Ówczesny kierownik Zakładu Fizyki Uniwersytetu w Utrechcie (przyp. Red.).

linii rotacyjnych jest bardzo dużo, 20 czy ileś, które robią te prześliczne jakby sztachety kolorowe. A tu było cztery. Dlaczego? Cząsteczka bardzo nietrwała  $HgH$  rozpada się już przy czwartym wirowaniu. Siła odśrodkowa. Niestety rok przed tym Millikan wykrył to zjawisko i ogłosił dla jakiegoś widma gdzie wapń występuje, może tlenek wapnia. A to byłaby bardzo ładna rzecz gdyby można prześledzić rozrywanie się cząsteczki. Stwierdziliśmy, że w takiej rurce rozkład natężeń linii w pasmach wskazuje na temperaturę zupełnie niską, powiedzmy kilkadziesiąt stopni, a prąd dobieraliśmy słaby. Rozkład natężenia elektronów odpowiadał tam kilkuset stopniom, tak że nie ma równowagi termicznej w takim wyładowaniu. To było rzeczą przypuszczaną powszechnie, ale tu sprawdziliśmy na rozkładzie, że widmo było jakby zimne. Dlaczego? Cząsteczki nie rozgrzewają się tak łatwo, wodorowa ciężka cząsteczka. Wracając do prof. Pieńkowskiego. To jego pilnowanie i zadowolenie z pracy, następnie popieranie, gdzie mógł popierał. Na przykład Sołtan dwa razy wyjeżdżał za granicę, potem Szczeniowski. To się cenilo. Popierał też, że tak powiem, w domu tzn. na warszawskiej czy polskiej scenie. Jak szukano na docenta czy profesora, to „może niech tam spróbuje”, popierał jednym słowem, jeśli ktoś zasłużył. Jeśli ktoś nie zasłużył, to potrafił być pamiętny do śmierci...

Profesor Pieńkowski nigdy albo rzadko wpisywał się na pierwsze miejsce w publikacjach. Prawie cała rzecz zrobiona była pod jego kierunkiem a on się nie wpisywał. Chyba że już coś było całkowicie zrobione z jego pomysłu, z jego tematyki rodzonej, że tak powiem, i ten ktoś był tylko pomagierem. To on mu wtedy zdaje się coś wynagradzał, a po wtóre wspominał, że dziękuje za pomoc, że bez tej pomocy to by nie powstało itp., ale już nie było w tytule.

KS — Proponuję, żebyśmy się umówili jeszcze na drugą rozmowę<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup> Do następnej rozmowy niestety już nie doszło. Jak podaliśmy na wstępie, prof. Kapuściński zmarł 12 lipca 1979 r. (przyp. Red.).

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Krystyna Siegel, Krzysztof Sokalski*

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

## Doświadczenia wprowadzające do termodynamiki statystycznej

### Introductory Experiments to Statistical Thermodynamics

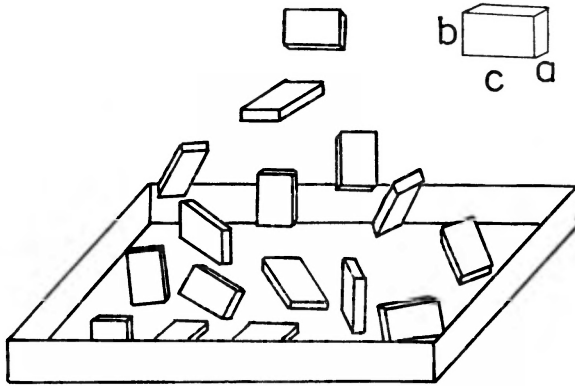
*Abstract:* Two introductory experiments to statistical thermodynamics are described. Starting from Piekara's idea of the „block gas”, the basic magnitudes and laws of the statistical mechanics have been derived. These experiments are intended for students of high schools and universities.

Jednym z poważnych problemów nauczyciela fizyki mającego zamiar wprowadzić elementy fizyki statystycznej jest brak prostych i jasnych doświadczeń czy demonstracji, na podstawie których uczniowie mogliby samodzielnie dojść do drugiej zasady termodynamiki. Poszukiwany eksperyment powinien wyjaśniać takie pojęcia jak temperatura, entropia czy ciepło właściwe. W niniejszym artykule przedstawimy taki eksperyment wraz z pewnymi uwagami metodycznymi. Problem, jak włączyć tego typu eksperymenty do programu szkolnego, pozostaje otwarty.

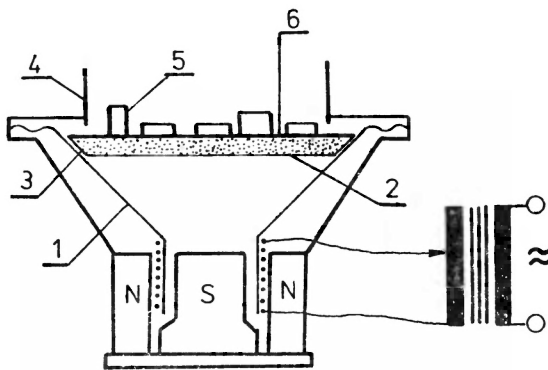
W artykule opisujemy doświadczenie oparte na idei prof. A. Piekary [1]. Może ono być użyteczne jako wstęp do termodynamiki statystycznej w szkole średniej. Jest ono proste, łatwe do odtworzenia w warunkach szkolnej pracowni a jednocześnie pogładowe; w sposób „naturalny” wprowadza wielkości termodynamiczne takie jak temperatura, entropia, ciepło właściwe, stała Boltzmannna.

Eksperyment nasz polega na badaniu własności układu  $N$  identycznych prostopadłościennych klocków o wymiarach  $a \times b \times c$  (rys. 1), traktowanych jako modelowy układ termodynamiczny. W celu symulowania ruchu termicznego umieszczamy klocki na specjalnie przygotowanej membranie głośnika. Na rys. 2 przedstawiona została w przekroju budowa takiego symulatora. Głośnik został po raz pierwszy zastosowany do tego typu doświadczeń przez Pierańskiego i jego współpracowników [2]. W opisywanym przez nas eksperymencie użyto głośnika o mocy 15 W; dalsza praktyka wskazuje na konieczność





Rys. 1. „Gaz klockowy” prof. A. Piekary [1]



Rys. 2. Symulator ruchu termicznego w przekroju: 1 — membrana głośnika, 2 — płytka styropianowa, 3 — miejsce sklejenia płytki z membraną, 4 — naczynie na „gaz”, 5 — element układu termodynamicznego (kłoczek), 6 — twardy papier przyklejony do płytki styropianowej

użycia głośnika o wyższej mocy, ok. 40 W. Cały zestaw przedstawia rys. 3. Zmieniając natężenie prądu zasilającego głośnik możemy regulować wielkość amplitudy drgań membrany, a tym samym amplitudę „ruchu termicznego”  $\theta$ . Podczas drgań membrany umieszczone na niej klocki zachowują się podobnie jak cząsteczki gazu, podskakują swobodnie, przy czym należy uważać, aby amplituda drgań nie była zbyt duża i aby klocki nie „wyparowały”, tzn. nie wyleciały poza naczynie (rys. 1).

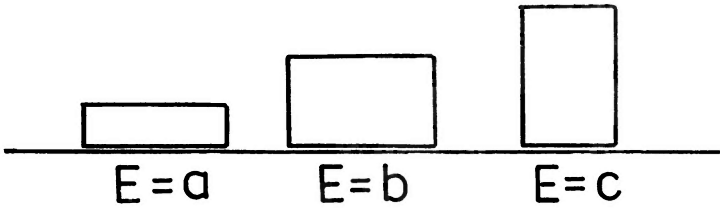
Pierwszym wnioskiem, jaki można wyciągnąć z obserwacji zachowania się takiego układu jest całkowita nieprzydatność mechaniki klasycznej do jego opisu. Można więc zasugerować uczniom podejście statystyczne.

Na początku ograniczamy się do opisu pojedynczego klocka. Łatwo zauważyć, że kłoczek posiada trzy stabilne stany energetyczne, scharakteryzowane odpowiednio przez energię potencjalną

$$E_a = \frac{mga}{2}, \quad E_b = \frac{mgb}{2}, \quad E_c = \frac{mgc}{2}, \quad (1)$$

gdzie  $m$  oznacza masę klocka, a  $g$  — przyspieszenie ziemskie. Zawsze możemy wybrać taki układ jednostek energetycznych w którym (rys. 4)

$$E_a = a, \quad E_b^* = b, \quad E_c = c. \quad (2)$$



Rys. 4. Stabilne stany energetyczne pojedynczego klocka

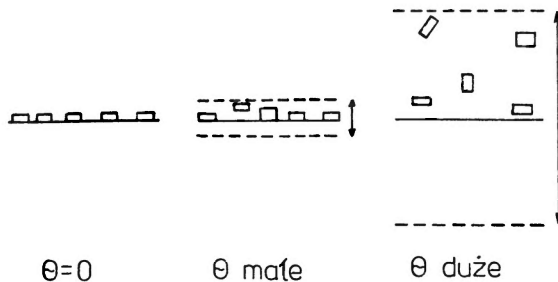
Wprowadzenie takiego układu jednostek nie jest jednak konieczne. W naszej praktyce stosujemy go z dwóch powodów: 1) aby zwrócić uwagę ucznia na pewną dowolność w wyborze jednostek fizycznych, 2) dla uproszczenia rachunków. W opisywanym przez nas doświadczeniu każdy z klocków miał wymiary  $4,0 \times 7,0 \times 10,0$  mm, stąd wartości energii, jakie mogły posiadać klocki wynosiły  $E_a = 4$  mm,  $E_b = 7$  mm,  $E_c = 10$  mm.

Układ  $N$  klocków opisywać będziemy za pomocą konfiguracji, tzn. przez podanie liczby klocków znajdujących się w poszczególnych stanach energetycznych  $E_a$ ,  $E_b$ ,  $E_c$ . Aby otrzymać taką konfigurację, należałoby fotografować układ w różnych chwilach czasu. Praktycznie realizujemy to przez nagłe zatrzymanie ruchu, co w przybliżeniu odpowiada „zatrzymaniu czasu”, a następnie liczymy klocki znajdujące się w poszczególnych stanach.

W tym miejscu należy zrobić parę uwag natury technicznej:

- 1) głośnik musi być ustawiony w pozycji poziomej;
- 2) gęstość „klockowego gazu” nie może być zbyt duża, gdyż w przeciwnym razie niektóre klocki będą znajdowały się na innych klockach i wówczas takie stany nie dadzą się określić przez liczbę  $E_i$ ,  $i = a, b, c$ ;
- 3) proces „zatrzymywania czasu” musi być przeprowadzony raptownie; w przypadku powolnego zmniejszania prądu wszystkie klocki osiągną stan podstawowy  $E_a$ .

Pierwszym wnioskiem, jaki nasuwa się z analizy otrzymanych konfiguracji zamrożonego systemu jest zależność konfiguracji od amplitudy drgań membrany („amplitudy ruchu termicznego”). Wynika stąd konieczność wprowadzenia miary amplitudy ruchu termicznego  $\theta$ . Jej precyzyjna definicja zostanie podana później, natomiast poglądowo



Rys. 5. Intuicyjne wprowadzenie pojęcia amplitudy ruchu termicznego  $\theta$

pojęcie to wyjaśniamy na rys. 5. W celu znalezienia prawa rządzącego tą zależnością przeprowadzamy następujący eksperyment. Ustalamy określoną wartość amplitudy  $\theta$  i „zatrzymujemy czas”. Policzmy klocki znajdujące się odpowiednio w stanach  $E_a$ ,  $E_b$ ,  $E_c$ . Liczba klocków jest stała, wobec czego

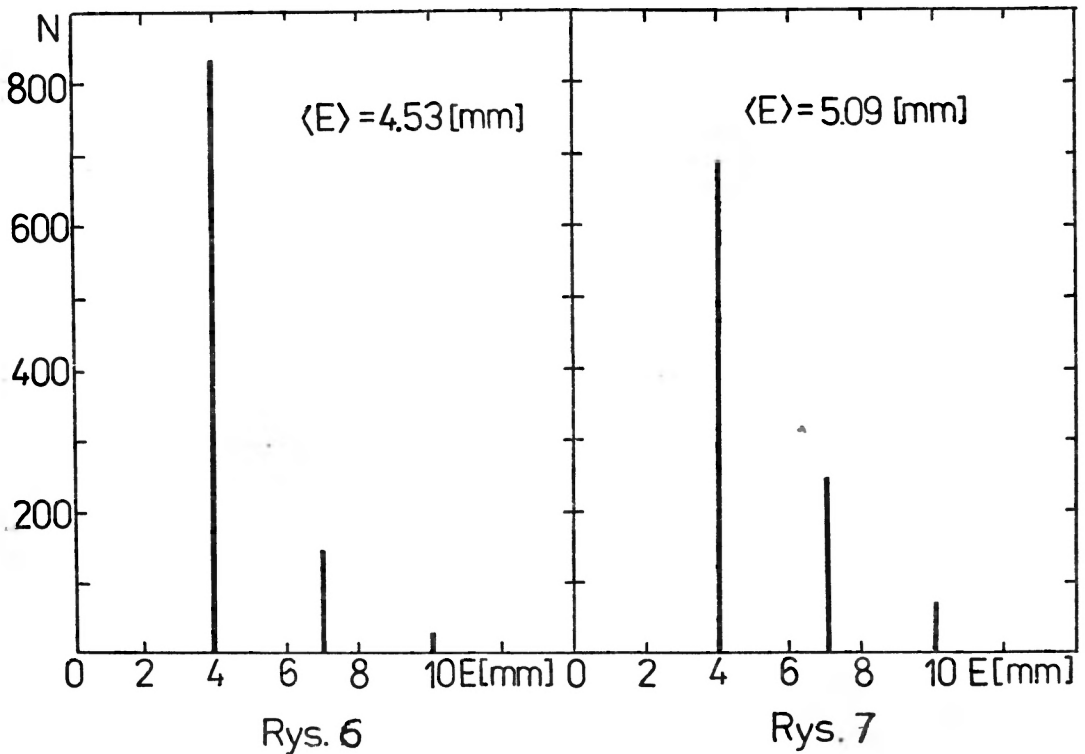
$$N_a + N_b + N_c = N. \quad (3)$$

W przypadku, gdy  $N$  jest dostatecznie duże, liczby  $N_i$  pozwalają nam wyliczyć rozkład prawdopodobieństwa znalezienia klocka o energii  $E_i$

$$p_i(\theta) = \frac{N_i}{N}. \quad (4)$$

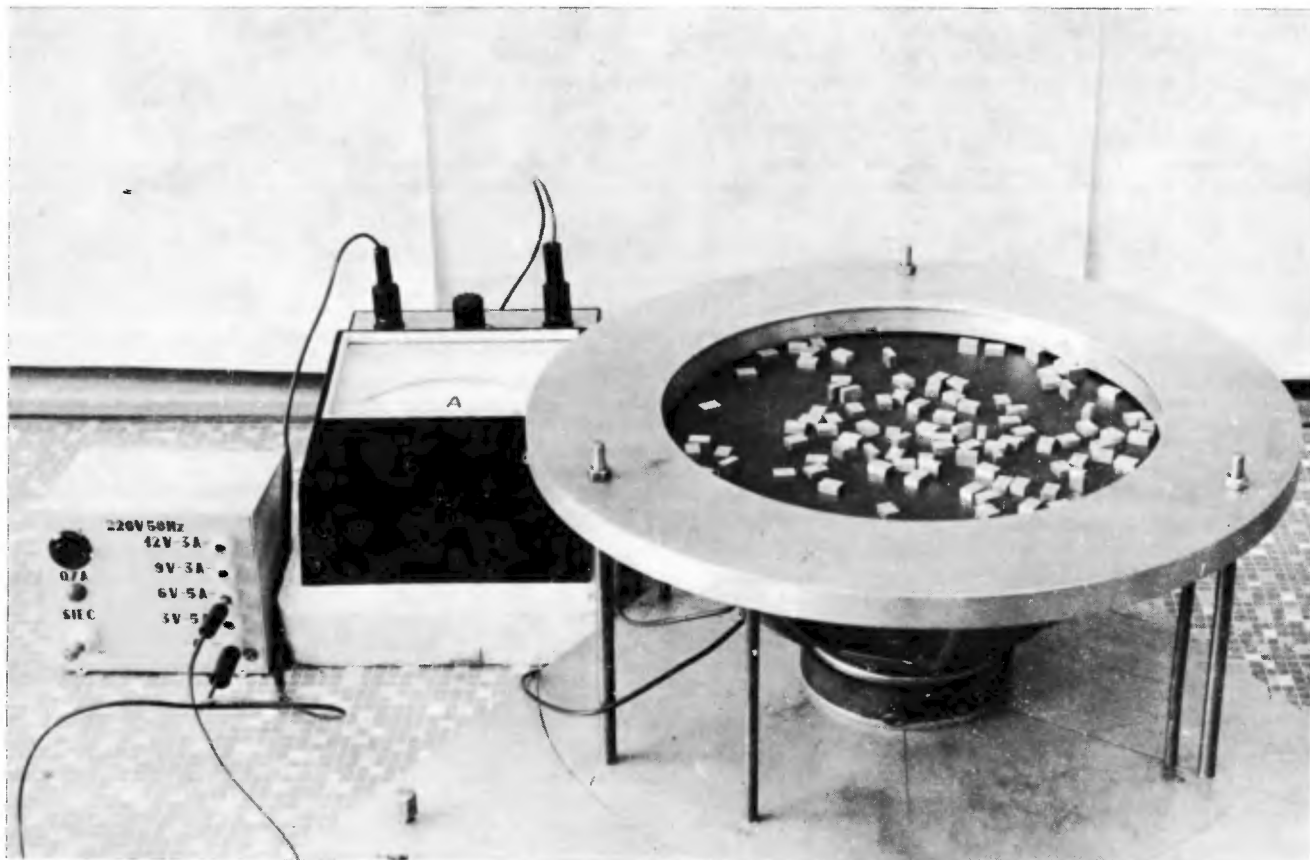
Gdy  $N$  nie jest zbyt duże (w naszym przypadku  $N = 100$ ), eksperyment należy powtórzyć wielokrotnie w identycznych warunkach i jako  $N_i$  wziąć liczbę klocków o energii  $E_i$  ze wszystkich pomiarów danej serii.

Na rys. 6 i 7 przedstawiono wyniki, jakie uzyskaliśmy dla dwóch wartości  $\theta$  (odpowiadały im następujące natężenia prądów zasilających głośnik:  $I = 2,15$  A,  $I' = 2,40$  A); każdy pomiar powtórzony był w identycznych warunkach dziesięciokrotnie, co pozwoliło uzyskać  $N = 1000$ .



Rys. 6. Populacja stabilnych stanów w funkcji energii stanu dla  $\langle E \rangle = 4,53$  mm

Rys. 7. Populacja stabilnych stanów w funkcji energii stanu dla  $\langle E \rangle = 5,09$  mm



Rys. 3. Kompletny zestaw do badania gazu klockowego

Rozkład prawdopodobieństwa (4) pozwala wyliczyć średnią energię przypadającą na jeden klocek dla ustalonej wartości  $\theta$ :

$$\langle E \rangle_{\theta} = \frac{N_a E_a + N_b E_b + N_c E_c}{N}. \quad (5)$$

W tabeli 1 przedstawiono wyniki liczbowe otrzymane dla obu serii.

Nasuwa się pytanie, czy otrzymane przez nas wyniki są powtarzalne np. po pewnym czasie? Czy zależą od konfiguracji początkowej (ustawienia klocków przed włączeniem głośnika)? Czy zależą od wyboru chwili, w której układ zostaje zatrzymany?

W celu znalezienia odpowiedzi na te pytania należy przeprowadzić wielokrotne pomiary, startując z różnych warunków początkowych i zmieniając moment zamrożenia układu. Rezultat jest jednoznaczny. Przyjmując, że czas, w którym klocki drgają jest odpowiednio długi (co najmniej 3—5 sek), wartości jakie uzyskaliśmy dla  $p_i$  i  $\langle E \rangle$  są zawsze **prawie takie same**. Oczywiście są pewne niewielkie fluktuacje, tak, jak należało się tego spodziewać. Niemniej nie widać w wynikach żadnej zależności od wymienionych na wstępie warunków początkowych.

Tabela 1. Wyniki eksperymentów z gazem jednoklockowym

$I[A]$	$N_a$	$N_b$	$N_c$	$\langle E \rangle [mm]$	$\theta [mm]$
2.15	830	144	26	4.53	0.36
2.40	689	245	66	5.09	0.51

Wyniki zamieszczone w tabeli 1 pozwalają nam wyznaczyć rozkłady prawdopodobieństw (4) w zależności od  $\theta$ . Wykreślając zależność populacji  $N_i$  w funkcji energii potencjalnej (rys. 6 i 7) możemy zauważyć, że w miarę wzrostu  $\theta$  populacje  $N_i$  stanów energetycznych  $E_i$  wyrównują się. W celu znalezienia analitycznej formy tej zależności przedstawimy rys. 6, 7 w skali logarytmicznej (rys. 8).

Otrzymaliśmy prostą, której nachylenie zależy od amplitudy drgań głośnika. Nachylenie to zmniejsza się w miarę wzrostu parametru  $\theta$ . Możemy teraz dokładnie zdefiniować parametr  $\theta$

$$\theta = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (6)$$

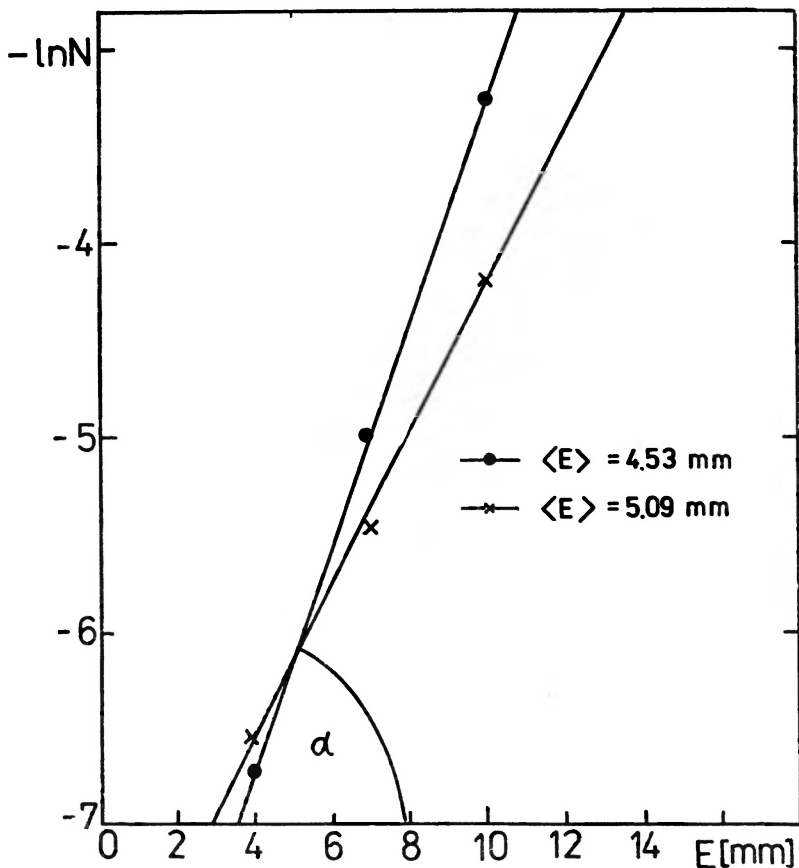
a z rys. 8 odczytać zależność

$$N_i \sim e^{-\frac{E_i}{\theta}} \quad (7)$$

Współczynnik proporcjonalności w związku (7) wyliczamy z warunku

$$\sum_i p_i = 1.$$

(W tym miejscu mamy okazję do wprowadzenia pojęcia funkcji rozkładu).



Rys. 8. Populacja stanów w skali logarytmicznej w zależności od energii stanów

Korzystając z wartości, jakie uzyskaliśmy dla średniej energii oraz odpowiadających im wartości  $\theta$  możemy wyliczyć pojemność energetyczną układu

$$C = \frac{\Delta \langle E \rangle}{\Delta \theta} = 3,73. \quad (8)$$

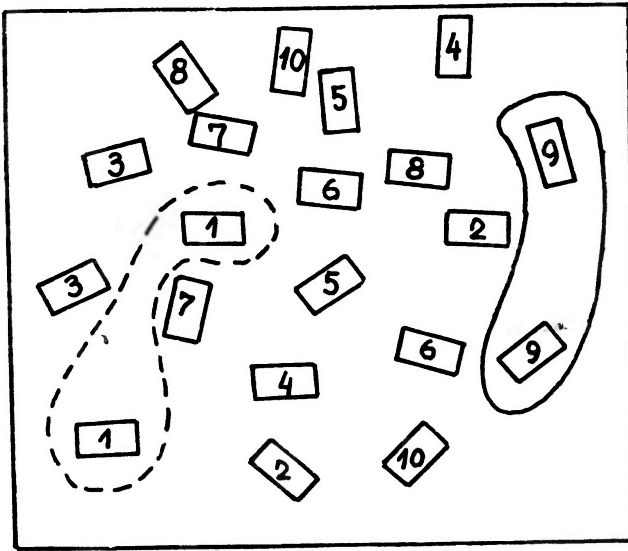
Łatwo rozpoznać w tej wielkości znaną skądinąd pojemność cieplną.

Pozostaje jeszcze problem pomiaru  $\theta$ . Wartości  $\theta$ , jakie znajdują się w tabeli 1 zostały uzyskane z rys. 8 przy użyciu wzoru (6). Czy można mierzyć  $\theta$  bezpośrednio, tak jak mierzymy temperaturę termometrem?

W trakcie wykonywania ćwiczenia studenci Robert Konieczny i Władysław Węglarz wykazali, że  $\theta$  jest proporcjonalne do czwartej potęgi natężenia prądu zasilającego głośnik

$$\theta = k \cdot I^4, \quad (9)$$

gdzie  $k$  odgrywa rolę analogiczną do stałej Boltzmanna i wynosi  $\frac{1}{13} \text{ mm A}^{-4}$ . Ten wymiar wynika z przyjętej poprzednio jednostki energii 1 [mm]. Dzięki tej zależności wartość parametru  $\theta$  można mierzyć bezpośrednio przy pomocy amperomierza.



Rys. 9. Formalny podział gazu na elementy dwuklockowe

Konstrukcja wzoru (7) opiera się na prostej przechodzącej przez trzy punkty. Może się to wydawać mało wiarygodne. Dla potwierdzenia słuszności wzoru korzystniej byłoby mieć prostą, którą wyznaczałoby więcej punktów. Doświadczenie można tak zmodyfikować, aby czyniło zadość tym wymaganiom. Podzielmy zbiór  $N$  klocków na rozłączne podzbiory zawierające po dwa klocki każdy. Potraktujmy taki dwuklockowy podzbiór jako elementarny składnik naszego gazu. Praktycznie realizujemy to przez numerowanie podzbiorów od 1 do  $\frac{N}{2}$  (rys. 9). W naszym doświadczeniu posługiwaliśmy się 80 klockami,

o wymiarach  $3,93 \times 7,00 \times 10,40$  mm, ponumerowanymi od 1 do 40. Każdy taki dwuklockowy element posiada sześć stabilnych stanów. Na rys. 10 przedstawiono wartości energii potencjalnej dla każdego takiego stanu oraz jego degenerację  $d_i$ .

Z tabelki widać, że możemy mieć do czynienia z dwoma rodzajami degeneracji: właściwą i przypadkową. Ponieważ nie uwzględniamy symetrii pojedynczego klocka, stany „1”, „4” i „6” są niezdegenerowane, stany „2”, „3” i „5” są zdegenerowane dwukrotnie i jest to degeneracja właściwa. Gdybyśmy jednak stany określali nie poprzez ich konfiguracje, a poprzez wartości ich energii potencjalnych, to wówczas stany „3” i „4” należałoby traktować jako jeden, potrójnie zdegenerowany. (W naszym przypadku mamy dla stanów „3” i „4” niewielkie rozszczepienie; gdyby wymiary klocków były dokładnie równe  $4,0 \times 7,0 \times 10,0$  mm, to wówczas dla trzech stanów energia wynosiłaby dokładnie 14 mm). Byłaby to degeneracja przypadkowa.

Podobnie jak dla gazu jednoklockowego, ustalamy wartość amplitudy drgań i powtarzamy wszystkie pomiary. Oczywiście teraz pomiary są bardziej pracochłonne, gdyż najpierw trzeba odnaleźć dwa klocki o tym samym numerze, a następnie przyporządkować im jeden z sześciu stanów.

Pomiary wykonano dla  $N = 80$  klocków, ponumerowanych od 1 do 40, dla dwóch

$i$	konfiguracja stanu	$E_i$ [mm]	degeneracja
1		7.86	1
2		10.93	2
3		13.97	2
4		14.00	1
5		17.04	2
6		20.08	1

Rys. 10. Stabilne konfiguracje elementów dwuklockowych

wartości amplitudy drgań, przy czym dla każdego  $\theta$  wykonano 50 serii pomiarowych. Wyniki zostały przedstawione w tabeli 2. Wynik 0 dla  $N_6$  w przypadku  $I = 1,8$  A świadczy o tym, że uzyskano jeszcze zbyt małą statystykę i należałoby zwiększyć liczbę serii pomiarowych. Niemniej jednak materiał, jaki uzyskano, pozwala otrzymać wzór na populację stanu „ $i$ ”. Podobnie jak w przypadku gazu jednoklockowego, możemy nasze wyniki przedstawić w postaci wykresu (rys. 11). Otrzymujemy prostą o nachyleniu  $\alpha$

$$\theta = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha},$$

przechodzącą przez 6 punktów. A więc

$$N_i \sim d_i e^{-\frac{E_i}{\theta}}. \quad (10)$$

Tym samym potwierdziliśmy nasze poprzednie przypuszczenia co do charakteru funkcji rozkładu stanów dla pojedynczego klocka. Jest to rozkład Boltzmanna, przy czym parametr  $\theta$  pełni rolę temperatury statystycznej.

Nieco inne opracowanie wyników naszych eksperymentów może służyć do wyprowadzenia drugiej zasady termodynamiki i wprowadzenia pojęcia entropii.

Tabela 2. Wyniki eksperymentów z gazem dwuklockowym

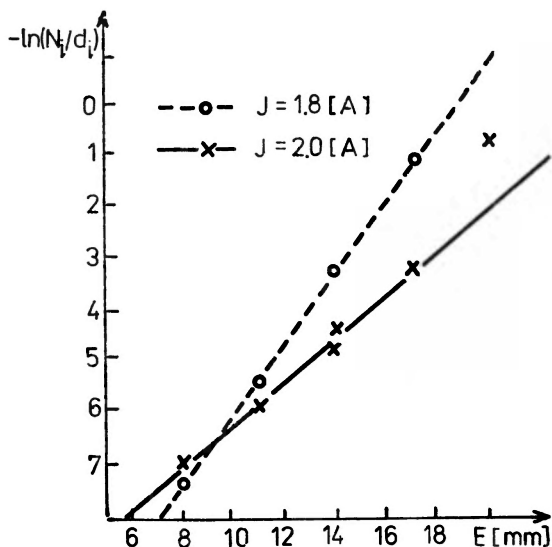
$I$ [A]	$N_1$	$N_2$	$N_3$	$N_4$	$N_5$	$N_6$
1.8	1492	437	44	22	5	0
2.0	1010	642	160	150	24	2



Ograniczmy się do konkretnej wartości parametru  $\theta$  i odpowiadającej jej średniej wartości energii

$$\langle E \rangle_\theta = \frac{N_a E_a + N_b E_b + N_c E_c}{N}, \text{ gdzie } N_a + N_b + N_c = N = \text{const.} \quad (11)$$

Posługując się kalkulatorem lub minikomputerem możemy wyliczyć wszystkie konfiguracje odpowiadające średniej energii  $\langle E \rangle_\theta$ . Dzięki warunkom (11) szukane konfiguracje zależą tylko od jednej zmiennej, np.  $N_b$ . Analizując jeszcze raz wyniki eksperymentów łatwo można zauważyć, że spośród wszystkich wyliczonych teoretycznie konfiguracji, pewne



Rys. 11. Populacja stanów w skali logarytmicznej w zależności od energii stanów dla gazu dwuklockowego

konfiguracje pojawiają się najczęściej. Co więcej, jeżeli na początku eksperymentu ustawimy klocki w kilku krańcowo różnych konfiguracjach (ale w dalszym ciągu są to konfiguracje związane z tą samą energią  $\langle E \rangle_\theta$ ), a następnie „uruchomimy” czas czyli włączymy głośnik, to po powtórnym „zamrożeniu” układu otrzymamy znowu naszą wyróżnioną konfigurację. A więc nasz układ wyraźnie ewoluuje w określonym kierunku. Ta najczęściej pojawiająca się konfiguracja wyróżnia się tym, że populacja stanów energetycznych jest najmniej zróżnicowana (przy ustalonej średniej energii). Oznacza to, że układ dąży do stanu, w którym klocki znajdują się w największym nieporządku.

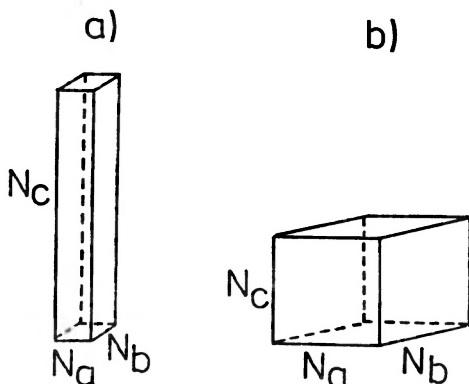
Aby ilościowo opisać przebieg zjawiska, należy wprowadzić pojęcie miary chaosu. Wzrost chaosu będzie charakteryzował się wyrównywaniem prawdopodobieństw dla różnych stanów. Przeciwnością chaosu jest uporządkowanie polegające na wyróżnieniu pewnych stanów.

W naszym konkretnym przypadku wszystkie konfiguracje określone są za pomocą trzech liczb  $N_a$ ,  $N_b$ ,  $N_c$ . Maksymalny chaos uzyskujemy dla konfiguracji  $N_a = N_b = N_c$ , wówczas wszystkie stany są równo prawdopodobne:  $p_i = \frac{1}{3}$ .

Sugerowałoby nam to przyjęcie jako próbnej definicji miary chaosu wielkości

$$\eta' = N_a \cdot N_b \cdot N_c. \quad (12)$$

Miara taka miałaby również prostą interpretację geometryczną (rys. 12). Objętość prostopadłościanu o bokach  $N_a \times N_b \times N_c$  przyjmuje wartość maksymalną w przypadku sześcianu  $N_a = N_b = N_c$  dla  $N_a + N_b + N_c = \text{const}$ . Okazuje się jednak, że taki iloczyn ma pewną osobliwość; jeżeli jedna z liczb  $N_i = 0$ , to niezależnie od pozostałych czynników  $\eta' = 0$ .



Rys. 12. Geometryczna interpretacja miary chaosu  $\eta'$

Można tak poprawić naszą definicję, aby pozbyć się tej osobliwości, a równocześnie by były spełnione warunki miary chaosu. Poprawiona miara chaosu ma postać

$$\tilde{\eta} = N_a^{-N_a} \cdot N_b^{-N_b} \cdot N_c^{-N_c}. \quad (13)$$

Oprócz intuicyjnego wyprowadzenia  $\tilde{\eta}$  podajemy podejście kombinatoryczne. Interesują nas wszystkie możliwe konfiguracje odpowiadające średniej energii  $\langle E \rangle_\theta$ . Każda taka konfiguracja określona jest trójką liczb  $N_a, N_b, N_c$ . Ale każda z tych konfiguracji może być realizowana na wiele sposobów, gdyż nie wiemy, które z  $N$  klocków znajdują się w stanie „a”, które w stanie „b”, a które w stanie „c”, jakkolwiek wiemy, ile ich znajduje się w każdym z tych stanów. Liczba tych sposobów dana jest wzorem

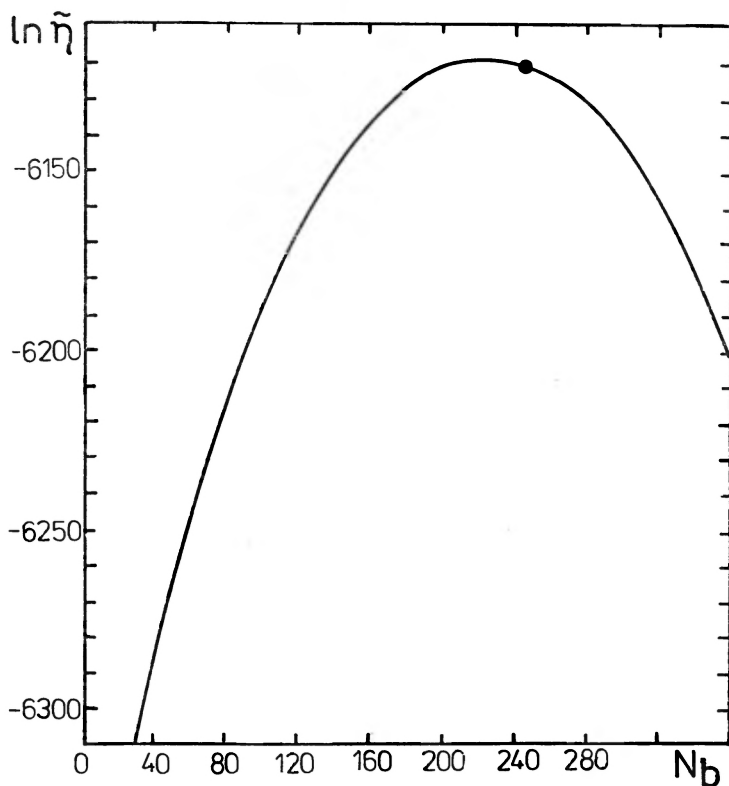
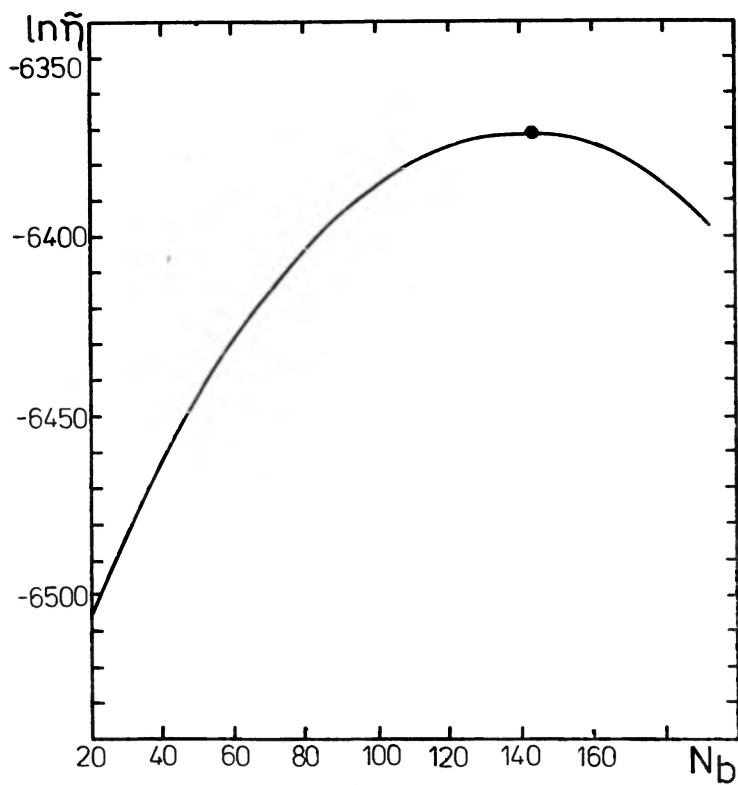
$$K = \frac{N!}{N_a! N_b! N_c!}. \quad (14)$$

Ta wielość sposobów realizacji danej konfiguracji może stanowić miarę chaosu. Korzystając z przybliżenia Stirlinga dla  $N!$

$$N! \approx \left(\frac{N}{e}\right)^N \quad (15)$$

otrzymujemy

$$K = N^N \cdot N_a^{-N_a} \cdot N_b^{-N_b} \cdot N_c^{-N_c}. \quad (16)$$



Rys. 13 a, b. Miara chaosu  $\tilde{\eta}$  w skali logarytmicznej dla wszystkich możliwych wartości  $N_b$ , dla a)  $\langle E \rangle = 4.53 \text{ mm}$ , b)  $\langle E \rangle = 5.09 \text{ mm}$

A więc z dokładnością do stałej  $N^N$  otrzymaliśmy podaną formułę (13). Ponieważ logarytm jest funkcją rosnącą, więc zarówno  $K$ , jak i  $\ln K$  lub  $\frac{1}{N} \ln K$  możemy przyjąć za miarę chaosu. Niech nasza miara chaosu  $\eta$  będzie dana wyrażeniem

$$\eta = \frac{1}{N} \ln K. \quad (17)$$

Wykonując kilka niezbędnych przekształceń matematycznych oraz korzystając z warunku  $N = N_a + N_b + N_c$ , a także z definicji (4) otrzymujemy ostateczny wzór na miarę chaosu w postaci wzoru na entropię Gibbsa

$$\eta = -\sum_i p_i \ln p_i. \quad (18)$$

Obliczamy entropię dla uzyskanych konfiguracji o tym samym  $\langle E \rangle$  i robimy wykres  $\ln \tilde{\eta} = \ln \tilde{\eta}(N_b)$  (rys. 13a, 13b). Zauważamy, że obserwowanym eksperymentalnie konfiguracjom odpowiada maksimum entropii. To znaczy, że jeżeli na początku doświadczenia ustalimy inną konfigurację, to układ zawsze (prawie zawsze) będzie dążył do osiągnięcia maksimum  $\tilde{\eta}$ . Powróćmy do naszych doświadczeń z „ewoluowaniem” układu. Naszą obserwację możemy sformułować następująco: niezależnie do warunków początkowych układ z ustaloną energią ewoluuje w taki sposób, aby jego entropia zwiększała się. W ten sposób eksperymentalnie wykazujemy słuszność II zasady termodynamiki.

Opisany eksperyment jest wykorzystywany w nauczaniu termodynamiki statystycznej w IV klasie liceum o profilu matematyczno-fizycznym, jak również stanowi zestaw ćwiczeniowy w I Pracowni Fizycznej dla studentów I roku fizyki.

Autorzy dziękują panu inż. Andrzejowi Kaczmarowskiemu za pomoc w budowie aparatury.

#### Literatura

- [1] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1968.
- [2] P. Pierański, J. Małecki, W. Kuczyński, K. Wojciechowski, *Phil. Mag.* **37**, 107 (1978).

## NOWOŚCI NAUKOWE

*Antoni Ciszewski, Adam Kiejna*

Institut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Wrocławski  
Wrocław

## Skaningowa mikroskopia tunelowa

### Scanning Tunnelling Microscopy

*Abstract:* The principles of the scanning tunnelling microscope, and a review of the results obtained with this novel experimental technique are given.

Jak doniosło *Europhysics News* [1], nagrodę Hewletta-Packarda za 1984 rok, przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia w dziedzinie badań fizyki ciała stałego, otrzymali Gerd Binnig i Heinrich Rohrer z Laboratorium Badawczego IBM w Rüschlikon koło Zurychu (Szwajcaria). Nagroda została przyznana „za zbudowanie skaningowego mikroskopu tunelowego”. W odróżnieniu od wszelkich innych metod badania powierzchni ciał stałych zastosowanie tego przyrządu pozwala na jednoczesne badanie zmian pracy wyjścia oraz trójwymiarowego obrazu powierzchni umożliwiającego rozróżnienie wysokości rzeźby powierzchni ze zdolnością rozdzielczą ok. 0,1-0,2 Å. Obrazy powierzchni uzyskane przy pomocy skaningowego mikroskopu tunelowego (SMT) są rzeczywiście fascynujące. Nic więc dziwnego, że od chwili pojawienia się SMT próżniowa spektroskopia tunelowa jest żelaznym punktem programu wszystkich ważniejszych konferencji dotyczących ciała stałego. Ze względu na duże możliwości jakie dają pomiary przy pomocy tego przyrządu, SMT zbudowano już w kilku innych ośrodkach zagranicznych (Cavendish Laboratory — Anglia, Bell Laboratories i Stanford University—USA). Wynika z tego, że w najbliższym czasie będzie to jedna z ważniejszych metod badań powierzchni ciała stałego. Z tego względu celowym wydaje się przybliżenie tej metody czytelnikowi polskiemu.

Zasada działania SMT oparta jest na zjawisku tunelowania elektronów przez barierę próżniową, doskonale znanym z klasycznej emisji polowej [2]. Zasadniczymi częściami SMT jest metalowe ostrze stanowiące elektrodę skaningową oraz badana próbka stanowiąca drugą elektrodę. Podobnie jak w klasycznym mikroskopie polowym, jeżeli do jednej z dwu elektrod znajdujących się w próżni (niezbyt odległych od siebie lecz nie stykających się

ze sobą) przyłożymy napięcie, to następuje przepływ elektronów pomiędzy elektrodami. Jeżeli odstęp pomiędzy elektrodami wynosi  $s$  a barierę potencjału pomiędzy elektrodami przybliżymy barierą prostokątną o wysokości  $\Phi$  i szerokości  $s$ , to współczynnik przejścia elektronów przez barierę wynosi [3],

$$D = \frac{4k^2\kappa^2}{(k^2 + \kappa^2) \sin h^2\kappa + 4k^2\kappa^2},$$

gdzie

$$\kappa = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(\Phi - E)}, \quad k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE}.$$

Stąd można pokazać [4], że prąd tunelowy  $I_T$  przez prostokątną barierę o wysokości  $\Phi$  i szerokości  $s$  wynosi

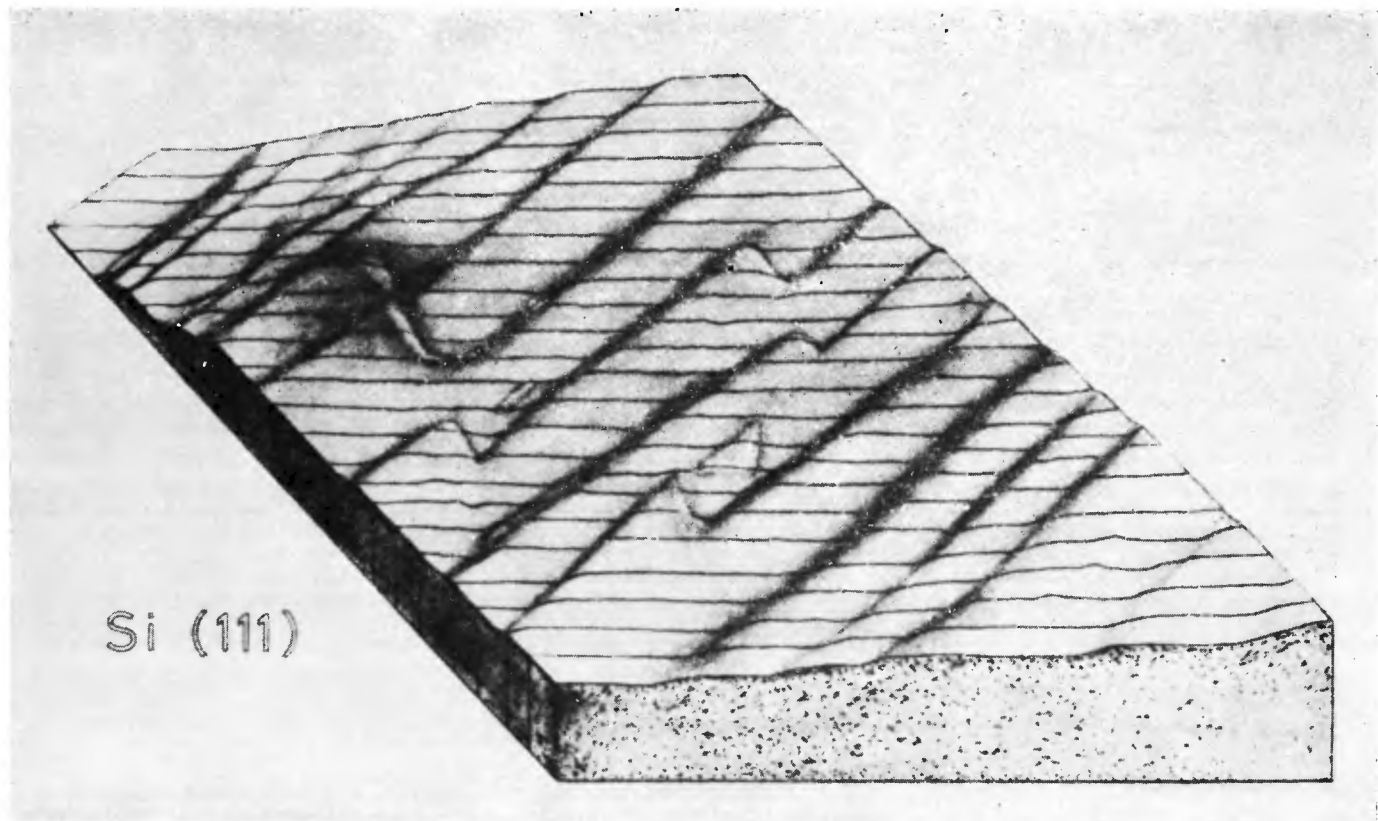
$$I_T \sim \exp(-A\Phi^{1/2}s),$$

gdzie  $A$  jest stałą bliską jedności dla  $\Phi$  mierzonyj w eV i odległości  $s$  w Å. Dla typowych wartości wysokości bariery (lub średniej pracy wyjścia)  $\Phi$  rzędu kilku eV, zmiana szerokości bariery tunelowej odpowiadająca wysokości monoatomowego stopnia (2-5 Å) prowadzi do zmiany prądu tunelowego do 3 rzędów wielkości, co umożliwia dużą zdolność rozdzielczą mikroskopu [5-8].

Metalowe ostrze skaningowe jest przymocowane do standardowego piezo-manipulatora, składającego się z trzech wzajemnie prostopadłych piezokryształów. Tak skonstruowany piezo-manipulator umożliwia zmianę położenia ostrza w trzech kierunkach na odległości ponad 1000 Å z dokładnością do 0,2 Å. Napięcia sterujące piezo-manipulatorem są przykładane niezależnie do każdego z piezokryształów, co zapewnia jednakowe możliwości przemieszczania w każdym z trzech kierunków. Napięcie  $V_z$  przykładane do piezokryształu kierującego ruchem w kierunku prostopadłym do powierzchni jest sterowane poprzez jednostkę kontrolną tak, aby przy stałym napięciu na przerwie utrzymać stały prąd tunelowy  $I_T$  w czasie ruchu ostrza w kierunkach  $x$  i  $y$ . Przy stałej pracy wyjścia  $\Phi$ , zachowanie stałego prądu  $I_T$  wymaga zachowania stałej przerwy  $s$  pomiędzy ostrzem a próbką. A więc zmiany napięcia  $V_z(V_x, V_y)$  przykładanego w kierunku  $z$  i zapewniającego stałą odległość  $s$  odzwierciedlają zmiany topografii powierzchni. Metoda SMT pozwala nie tylko na określenie wysokości detali rzeźby powierzchni lecz również ich szerokości. Pozioma zdolność rozdzielcza zależy od kształtu i rozmiarów ostrza skanującego. Dla ostrza sferycznego o promieniu  $R$  pozioma zdolność rozdzielcza  $\delta$  wyniesie [9]

$$\delta \approx 3 \left( \frac{2R}{A\Phi^{1/2}} \right)^{1/2} = 3 \sqrt{R(\text{Å})}.$$

W przypadku, gdy na powierzchni znajdują się zanieczyszczenia zmieniające wartość pracy wyjścia, przy zachowaniu warunku stałości prądu, zmiany pracy wyjścia są kompensowane zmianami szerokości przerwy próżniowej  $s$ . W ten sposób zmiany pracy wyjścia związane z zanieczyszczeniem na powierzchni dawałyby obraz zmienionej struktury powierzchni. Aby określić, jakie zmiany napięcia  $V_z$  są związane ze zmianami topografii,



Rys. 1. Topografia powierzchni Si (111) z zaznaczonymi monoatomowymi stopniami o wysokości 3 Å. Rysunek pochodzi z pracy [8]

a jakie ze zmianami pracy wyjścia, podczas skaningu dokonywano modulacji szerokości przerwy próżniowej o  $\Delta s$ . Wtedy, stosując związek

$$\frac{\Delta(\ln I_T)}{\Delta s} \approx \Phi^{1/2},$$

można określić zmianę pracy wyjścia, mierząc zmianę logarytmu prądu tunelowego. W ogólnym przypadku rozróżnienie zmian spowodowanych rzeźbą powierzchni i zmianami pracy wyjścia jest skomplikowane. Jednakże, ponieważ  $V_z$  oraz prąd modulacji zależą od  $\Phi$  i od  $s$  w różny sposób, rozróżnienie takie jest w dalszym ciągu możliwe [8].

Inne, obok realizacji precyzyjnego przesuwu ostrza i próbki, trudności technologiczne, które musieli pokonać konstruktorzy przyrządu związane były z koniecznością całkowitego odizolowania go od mechanicznych drgań zewnętrznych. W pierwszej wersji główne części przyrządu, tj. próbka i elektroda sterująca, umieszczone zostały na ławie przymocowanej do układu stałych magnesów lewitujących w polu magnesu nadprzewodnikowego. Ten, zdaniem autorów, bardzo skuteczny system był niewygodny w trakcie wykonywania pomiarów wymagających ultra-wysokiej próżni. W następnych wersjach zastąpiono go układem sprężyn, który okazał się wystarczająco efektywny. Inną trudność stanowiła i stanowi w dalszym ciągu preparacja elektrody skanującej. O tym, że problem jest nietrywialny świadczy fakt, że promień krzywizny ostrza, zapewniający podawaną przez autorów rozdzielczość winien w ich ocenie być równy ok.  $10 \text{ \AA}$ . Ze względu na możliwość wystąpienia wibracji nie można użyć tu typowych cienkich ostrzy stosowanych w mikroskopie polowym. Podana przez autorów [10] metoda przygotowania ostrza polega na prostym oszlifowaniu końca drutu wolframowego o średnicy  $1 \text{ mm}$ . Otrzymane w efekcie ostrze jest stosunkowo tępe, posiada jednak szereg nierówności w postaci mikroostrzy o promieniu około  $10 \text{ \AA}$ . Ponieważ natężenie prądu tunelowania bardzo silnie zależy od odległości, jedynie najbliższe powierzchni próbki mikroostrze daje znaczący wkład w wartość tego natężenia. W trakcie skanowania zdarza się, że inne mikroostrze znajdzie się bliżej powierzchni próbki i wówczas rejestrowany prąd przekazuje informację o innym obszarze powierzchni nie pozostającym w żadnym związku z obszarem badanym do tego momentu. Praktycznie efekt ten ogranicza obszar badanej powierzchni próbki do rozmiarów około  $200 \times 200 \text{ \AA}^2$ . Czas życia mikroostrzy jest krótki. Metoda preparacji nie gwarantuje powtarzalności.

W praktyce, możliwości SMT sprawdzono rejestrując obraz topograficzny powierzchni dla próbek o znanej strukturze. Przykład odwzorowania powierzchni krzemu zorientowanej płaszczyzną (111) uzyskanego za pomocą SMT przedstawia rys. 1. Stwierdzono, że przyrząd „widzi” monoatomowe stopnie na powierzchni kryształu  $\text{CaIrSn}_4$  zorientowanego płaszczyzną (011) i określono ich wysokość [6]. Podobne pomiary wykonano dla kryształu  $\text{GaAs}$  wyhodowanego techniką epitaksjalnego wzrostu z fazy ciekłej [11]. W tym przypadku wiadomo było, że tak przygotowany kryształ  $\text{GaAs}$  posiada powierzchnię złożoną z regularnych stopni utworzonych przez płaszczyzny typu  $\{\bar{1}\bar{1}\bar{1}\}$  o wysokości około  $10 \text{ \AA}$  (rezultat pomiarów optycznych). Otrzymana za pomocą SMT wysokość stopni  $6\text{--}7 \text{ \AA}$  odpowiada podwójnej wysokości monoatomowej warstwy  $d_{(111)}$ .

Ostatnio Binnig i współpracownicy [12] przedstawili uzyskaną za pomocą skaningo-



wego mikroskopu tunelowego mapę przestrzenną powierzchni krzemu ukazującą znaną rekonstrukcję  $7 \times 7$  płaszczyzny (111). Interesujące jest tutaj stwierdzenie niejednorodnego pofałdowania powierzchni. Innym ciekawym rezultatem jest mapa zrekonstruowanej powierzchni płaszczyzny (011) Au [13]. Średnie zmierzone amplitudy pofałdowania powierzchni wynoszą  $0,45 \text{ \AA}$  dla rekonstrukcji typu  $1 \times 2$  i  $1,4 \text{ \AA}$  dla rekonstrukcji  $1 \times 3$  i  $1 \times 4$ . Otrzymane wartości pozostają w zgodzie z wartościami wynikającymi z modeli teoretycznych [14, 15]. Z modeli tych wynika również, że przy założeniu zmierzonych wartości oporu złącza tunelowego  $10^7 \Omega$  i napięcia między elektrodą skanującą a próbką  $10 \text{ mV}$ , zarówno promień ostrza skanującego jak i odległość ostrze-próbka powinny być rzędu paru angstromów. Ten ostatni rezultat pozostaje w dobrej zgodności z oszacowaniem dokonany na podstawie rezonansowych oscylacji prądu tunelowego obserwowanych przez Binniga i współpracowników [10].

Wyniki otrzymane przy pomocy SMT pokazują jak duże potencjalne możliwości posiada ta technika badawcza. Szczególnie w przypadku badania struktur nieuporządkowanych lub o małym stopniu uporządkowania, kiedy metody dyfrakcyjne tracą swoją przydatność. Możliwości zastosowań mikroskopii widać bardzo wiele, zwłaszcza jeżeli chodzi o badanie zjawisk towarzyszących procesom wzrostu kryształów i cienkich warstw metali czy półprzewodników. Metoda SMT jest bardzo młodą techniką badawczą, stąd wiele zjawisk, na których się opiera, nie jest w pełni jeszcze poznanych. Wydaje się jednak, że dalszy jej rozwój pozwoli je wyjaśnić, w szczególności rozwiązać szereg problemów związanych z procesem tunelowania i zjawiskami towarzyszącymi.

#### Literatura

- [1] *Europhysics News* 15, No 1, 2 (1984).
- [2] J. Nikliborc, *Postępy Fizyki* 8, 23 (1957).
- [3] L. I. Schiff, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1977.
- [4] R. H. Fowler, L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc.* A119, 173 (1928).
- [5] G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Physica* 109—110B, 2075 (1982).
- [6] G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* 49, 57 (1982).
- [7] A. Baratoff, G. Binning, H. Rohrer, *J. Vac. Sci. Technol.* B1, 703 (1983).
- [8] G. Binning, H. Rohrer, *Surf. Sci.* 126, 236 (1983).
- [9] G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Appl. Phys. Lett.* 40, 178 (1982).
- [10] G. Binning, H. Rohrer, *Helv. Phys. Acta* 55, 726 (1982).
- [11] H. J. Scheel, G. Binning, H. Rohrer, *J. Cryst. Growth*, 60, 199 (1982).
- [12] G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* 50, 120 (1983).
- [13] G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Surf. Sci.* 131, L 379 (1983).
- [14] J. Tersoff, D. R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1998 (1983).
- [15] N. Garcia, C. Ocal, F. Flores, *Phys. Rev. Lett.* 50, 2002 (1983).

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### VII Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

W dniach 20-26 maja 1984 r. w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym odbyło się VII Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Problemów Jądrowych. W Sympozjum wzięło udział 44 fizyków z zagranicy (z CERN-u, ZIBJ, Czechosłowacji, Francji, Hiszpanii, Kanady, NRD, RFN, Szwajcarii, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii, Włoch i ZSRR) i 56 fizyków polskich (z Białegostoku, Katowic, Krakowa, Łodzi, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 54 referaty przeglądowe i komunikaty z prac własnych, w tym 11 wystąpień mieli uczestnicy polscy. Materiały Sympozjum zostały opublikowane przez Zakład Małej Poligrafii Uniwersytetu Warszawskiego.

Krótkie omówienie merytoryczne Sympozjum warto może zacząć od zacytowania następujących słów, które wypowiedział profesor Chan Hong Mo z Laboratorium Rutherforda (Wielka Brytania) w czasie wykładu zamykającego Sympozjum:

„...Przeżywamy jeden z tych rzadkich momentów w historii nauki, gdy istnieje teoria opisująca w zasadzie wszystkie obserwacje doświadczalne. Wprawdzie nasze rozumienie nie jest jeszcze wystarczająco głębokie i nie zawsze wiemy, jak uzyskać z teorii precyzyjne przewidywania ilościowe, jednak z drugiej strony nie znamy żadnych oczywistych sprzeczności z naszą teorią. Fizycy zwykle większość czasu poświęcają na korelowanie pozornie niezwiązanych i mylących urywków informacji. Obecnie, przynajmniej na jakiś czas, nasz dom wydaje się przynajmniej z grubsza uporządkowany. Możemy nawet znaleźć trochę czasu na zadawanie pytań, które zawsze chcieliśmy postawić, ale nigdy nie mieliśmy czasu.

... Nie dajmy się jednak uspić fałszywym poczuciem bezpieczeństwa. Przyroda często ukrywa przed nami swoje tajemnice i może zaskoczyć nas niespodziankami w najmniej oczekiwanej chwili. Wszyscy zapewne znamy wypowiedź lorda Kelvina z początku tego wieku, że podstawowe prawa fizyki są mniej więcej ustalone z wyjątkiem dwóch niewielkich chmur na horyzoncie. Lord Kelvin potrafił dobrze wybrać te chmury: doświadczenie Michelsona-Morleya i promieniowanie ciała doskonale czarnego. Doprowadziły one później odpowiednio do teorii względności i mechaniki kwantowej. Wydaje się więcej niż prawdopodobne, że na pozór drobne niezgodności z naszą teorią mogą okazać się zarodkami rewolucji w przyszłości...”

Ten długi cytat oddaje w pełni przebieg Sympozjum. Było ono zdominowane przez doniesienia doświadczalne, które w zasadzie w całości są zgodne z chromodynamiką kwantową i teorią Glashowa-Salamy-Weinberga, choć porównanie ilościowe z teorią (szczególnie w wypadku chromodynamiki) jest wciąż dalekie od jednoznaczności. Zadawano też pytania, które „zawsze chcieliśmy zadać, ale nigdy nie mieliśmy na to czasu”. Na przykład, pewien renesans przeżywa fizyka oddziaływań silnych w obszarze małych pędów poprzecznych oraz fizyka zderzeń hadronów z jądrami, zaś po stronie teorii odżywa idea, że nukleony są solitonami w chiralnej teorii pionów. Rozmyśla się nad znaczeniem teorii Kaluzy-Kleina, istnieniem monopoli magnetycznych czy też coraz wyraźniejszym powiązaniem teorii cząstek elementarnych z astrofizyką. Wreszcie, dyskutuje się możliwość istnienia nieodkrytych jeszcze symetrii: supersymetrii i supergrawitacji.

Na Sympozjum dowiedzieliśmy się także o „chmurach” roku 1984: są nimi bardzo zagadkowe przypadki zaobserwowane w CERN-ie, które nie dają się wytłumaczyć w ramach modelu standardowego. Sugerują one istnienie nowych typów oddziaływań i „mogą okazać się zarodkami rewolucji”. Teoretycy szukają w nich potwierdzenia swoich pomysłów: jedni — teorii supersymetrycznych, drudzy — dowodu złożoności kwarków i leptonów, jeszcze inni...

Zakończymy to sprawozdanie ponownie słowami profesora Chana: „... Na szczęście doświadczalnicy są mądrzy. Mogą oni dostrzec się do teoretyków zafascynowanych nowymi pomysłami, ale udają tylko, że szukają przewidywanych efektów. Ich oczy w rzeczywistości zwrócone są ku horyzontowi w poszukiwaniu chmur lorda Kelvina ... w nadziei, że otworzą one drogę ku wielkiej nowej fizyce, całkiem poza granicami naszej wyobraźni...”

*Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## **Międzynarodowe Sympozjum „Społeczno-kulturowe problemy rozwoju nauki i cywilizacji”**

W 50 rocznicę śmierci Marii Skłodowskiej-Curie Uniwersytet Jej imienia zorganizował interdyscyplinarne sympozjum: „Społeczno-kulturowe problemy rozwoju nauki i cywilizacji”. Sympozjum odbyło się w Lublinie w dniach 31. V-2.VI.1984 r. Miejszem obrad była sala teatralna „Chatki Żaka” i aula Instytutu Fizyki. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był rektor UMCS prof. J. Szymański, przewodniczącym Komisji Programowej — prof. M. Subotowicz, sekretarzem — doc. Z. Rychlik. Sympozjum zgromadziło przedstawicieli wielu specjalności naukowych, od humanistów (historyków i filozofów) poprzez przedstawicieli ekonomii i nauki o organizacji po reprezentantów nauk ścisłych: fizyki, chemii i biologii molekularnej. Jest to zrozumiałe, samo bowiem dzieło M. Skłodowskiej-Curie stało u początku kilku dyscyplin naukowych i stosowanych. Uczestnicy Sympozjum otrzymali streszczenia 24 referatów, które będą opublikowane w postaci Księgi Sympozjum.

Z dwóch referatów wprowadzających, jeden noszący tytuł „Dzieło Marii Skłodowskiej-Curie po pięćdziesięciu latach” został opracowany przez fizyka dra W. Kamińskiego, w drugim zaś historyk prof. W. Śladkowski przedstawił stanowisko uczonej wobec najważniejszych problemów jej epoki i zilustrował związku jej dzieła ze światem współczesnym. Kilka referatów dotyczyło ogólnych aspektów działalności poznawczej człowieka, postępu naukowego i rozwoju cywilizacyjnego. Wymienić należy tu następujące problemy: czy i jak rozwijać naukę (M. Subotowicz), koszt rozwoju wiedzy ludzkiej (Z. Cackowski), poszukiwanie ukrytych przyczyn i głębokich związków między zjawiskami (A. Grzegorzczak), pojęcie prawdy w filozofii klasycznej i w fizyce współczesnej (S. Mazierski), zadania uniwersytetów w służbie współczesnego społeczeństwa i nauki — z punktu widzenia nauk przyrodniczych (G. Bazsa, G. Nowak), problemy organizacyjne naszej cywilizacji (J. Kurnal) i prognozowanie społeczne w świetle perspektyw rozwoju (T. Przechowski).

Z pasją i swadą o tradycjach szkoły naukowej M. Skłodowskiej-Curie w polskich badaniach jądrowych mówił prof. J. Hurwic, profesor Uniwersytetu Prowansalskiego w Marsylii. Znaczenie jej odkryć dla współczesnej chemii radiacyjnej przedstawił prof. J. Kroh.

Ważnymi wystąpieniami na Sympozjum były wykłady fizyków, zwłaszcza pracujących w zakresie fizyki jądrowej. Współczesna fizyka jądrowa jest bowiem bezpośrednią kontynuacją i rozwinięciem prac naszej Rodaczki nad promieniotwórczością. Dyscyplina ta spowodowała też rewolucyjne przemiany w naszej współczesnej wizji świata. Obecny stan badań nad jądrami najcięższymi (synteza, identyfikacja i własności tych jąder) zreferował prof. A. Sobczewski. Odkrywca samorzutnego rozszczepienia uranu, a także odkrywca kilku transuranowców, akad. G. N. Flerow z ZIBJ w Dubnej, mówił o syntezie jąder z  $Z = 107-109$  i poszukiwaniu jąder superciężkich. W referacie prof. J. A. de Voigta z Kernfysisch Versneller Instituut w Groningen przedyskutowane zostały problemy współczesnej spektroskopii jądrowej (kolektywne i niekolektywne ruchy jąder atomowych oraz zachowanie się materii jądrowej przy szybkim jej obrocie).

Referaty fizyków lubelskich dotyczyły zastosowań pozytonów w różnych dziedzinach fizyki (T. Goworek) i izotopowych metod wyznaczania wieku skał ziemskich oraz meteorytów (J. Zinkiewicz). Referaty fizyków rumuńskich z Uniwersytetu A.I.Cuza w Jasi przedstawiły ostatnie badania dotyczące pozostałości

magnetycznej zespolów drobnych cząstek (C. Papousoi) i ostatnie postępy w dziedzinie półprzewodników organicznych (G. I. Rusu). Organizatorzy Sympozjum zaprosili także specjalistów z zakresu biologii molekularnej, medycyny i ochrony środowiska. O historii, stanie obecnym i perspektywach biologii molekularnej mówił prof. M. Chorąży, o problemach współczesnej medycyny w świetle odkrycia promieniotwórczości radu — prof. L. Smajkiewicz, zaś o nauce i technice w aspekcie zagrożeń biośrodowiska — prof. I. Pollo.

To wielodyscyplinarne Sympozjum uwypukliło fundamentalne znaczenie odkryć M. Skłodowskiej-Curie, a także ważność i aktualność norm, zasad i wartości, które wyznawała nasza wielka Uczona. Jej dzieło było punktem wyjścia do refleksji nad najważniejszymi problemami współczesności. Sympozjum pokazało, że w naukach przyrodniczych zachodzi proces głębokiej wewnętrznej integracji, dzięki stworzeniu teorii mikroświata, u podstaw której leżą koncepcje fizyczne M. Skłodowskiej-Curie, jej badania nad promieniotwórczością i fizyką jądrową, jej epokowe odkrycia naukowe. Z drugiej strony uzmysłowiło ono uczestnikom symptomy kryzysu wartości humanistycznych, dobrodziejstwa i niebezpieczeństwa nauki, trudności, przed jakimi stanęła nasza cywilizacja i ludzkość.

Uczestnicy Sympozjum złożyli kwiaty pod pomnikiem Marii Skłodowskiej-Curie w miasteczku uniwersyteckim, zwiedzili Instytut Fizyki UMCS i wzięli udział w otwarciu wystaw biograficznej i filatelistycznej w Bibliotece Głównej UMCS, poświęconych dwukrotnej laureatce nagrody Nobla. Obejrzeni oni także biograficzny film „Maria Curie-Skłodowska”. Zagraniczni uczestnicy obejrzeni także okolice Lublina: Nałęczów, Puławy i Kazimierz.

Sympozjum zorganizowane w 50 rocznicę śmierci M. Curie-Skłodowskiej i 40 rocznicę powstania UMCS przypomniało i przybliżyło postać i dzieło M. Curie-Skłodowskiej, która uważała, że „nauka leży u podstaw każdego postępu, który ułatwia życie ludzkie i zmniejsza jego cierpienia”. Słowa te stanowiły motto Sympozjum.

*Józef Pomorski*

Instytut Fizyki UMCS  
Lublin

## RECENZJE

Zbigniew Sorbjan: *Turbulencja i dyfuzja w dolnej atmosferze*, PWN, Warszawa 1983, str. 338, nakład 1000 egz., cena zł 200.—

Na palcach jednej ręki można policzyć książki z zakresu fizyki atmosfery, które ukazały się w Polsce po drugiej wojnie światowej. Z radością należałoby więc przyjąć wydanie książki Z. Sorbjana poświęconej turbulencji i dyfuzji turbulencyjnej. Niestety, po przeczytaniu książki radość ta zupełnie zanika i pojawia się żal, że wysiłek włożony w wydanie tej książki idzie w znacznej mierze na marne.

Nieokreślony jest charakter tej książki a co za tym idzie i adresat. Student, który chciałby potraktować ją jako podręcznik napotka na duże trudności wynikające z tego, że zapowiedziane we wstępie systematyczne przedstawienie materiału pozostaje tylko obietnicą. I tak w rozdz. 2, który ma w założeniu zawierać podstawowe równania bliżej nieokreślonej „dolnej atmosfery” przytoczono bez wyprowadzenia szereg formuł dotyczących dysypacji energii kinetycznej i wyrazów zawierających fluktuacje ciśnienia. Znaczenia tych formuł oraz wprowadzonych tam przybliżeń nie sposób zrozumieć bez znajomości struktury ruchu turbulencyjnego. Niepełne i powierzchowne informacje na ten temat znajdziemy dopiero w rozdz. 4. Wiele istotnych spraw pozostawiono bez wyjaśnienia, jak np. kwestię uśredniania i wyboru właściwego czasu uśredniania w rozdz. 2, czy wpływu stratyfikacji termicznej na rozkład widmowy energii w rozdz. 4.

Nie można też uznać tej książki za monografię, ponieważ jak na taki typ wydawnictwa zawiera zbyt wiele prostych rachunków (str. 68, str. 233), czy elementarnych wiadomości, np. o transformacji Fouriera (str. 269). Poza tym, ze względu na burzliwy rozwój badań w dziedzinie turbulencji i dyfuzji turbulencyjnej w ostatnich dwóch dziesięcioleciach, ilość informacji tak wzrosła, że trudno w jednym tomie zawrzeć szkic monograficzny tak szeroko ujętego zagadnienia.

Tak więc książka momentami przypomina podręcznik, momentami monografię, ale nie jest ani jednym ani drugim. Nie może także służyć jako poradnik dla inżyniera, który chciałby znaleźć praktyczne wskazówki i gotowe do użytku formuły pozwalające bez zbyteknych kłopotów na obliczanie koncentracji zanieczyszczeń.

Książka składa się poza wstępem z dziesięciu rozdziałów, z których siedem poświęcono charakterystyce ruchu turbulencyjnego w warstwie granicznej, dwa dyfuzji turbulencyjnej, a ostatni rozdział ma charakter dodatku, w którym omówiono własności cząstkowych równań różniczkowych oraz numeryczne metody rozwiązywania tych równań.

Pierwsze trzy rozdziały zawierają wyprowadzenie równań termo- i hydrodynamiki stosowanych w opisie ruchu turbulencyjnego, opis struktury tego ruchu oraz metody pomiarów prędkości i innych wielkości podlegających fluktuacjom. Następne cztery rozdziały to opis modelowania ruchu turbulencyjnego oraz zastosowanie teorii podobieństwa do badania ruchu w warstwie przyziemnej i granicznej. Z dwóch rozdziałów poświęconych dyfuzji, pierwszy zawiera opis metod stosowanych do badania dyfuzji turbulencyjnej a w drugim dokonano przeglądu modeli rozprzestrzeniania się zanieczyszczeń w granicznej warstwie atmosfery.

Generalnym mankamentem książki jest zwrócenie uwagi głównie na formalną stronę zagadnienia, strona fizyczna została potraktowana bardzo skąpo. Widać to szczególnie wyraźnie w części książki poświęconej modelowaniu turbulencji, gdzie nie wskazano interpretacji fizycznej czynionych założeń i uproszczeń, natomiast mamy w niej np. trzy strony (159—161) wypełnione równaniami i formułami.

Obowiązkiem recenzenta jest możliwie pełne wyszczególnienie błędów. Niestety jest ich w książce sporo i trudno byłoby wliczyć wszystkie, dlatego też ograniczę się tylko do błędów w pierwszym (poza wstępem) rozdziale. Błędy są różnej wagi, od takich, które wynikają z braku precyzji w formułowaniu zdań i nieporadności językowej do poważnych.

W równaniu 2.1 (str. 17) wektor  $P$  nazwano wektorem sił powierzchniowych. Jest to błąd ponieważ

zprzyspieszenie elementu cieczy wywołują nie siły powierzchniowe ale ich zmienność (dokładniej, tensor napięć reprezentujący siły powierzchniowe musi mieć nieznikającą dywergencję).

Układ równań 2.9—2.14 na str. 19 „... opisuje stan cieczy nieściśliwej w przepływie laminarnym...”, tymczasem jest to układ opisujący dużą klasę ruchów, w tym także ruch turbulencyjny i laminarny.

Ze wzoru 2.23 na str. 22 wynika, że wartość funkcji uśrednionej po czasie jest funkcją momentu czasu, od którego liczymy okres uśredniania. W tym przypadku wzór 2.24 jest nieprawdziwy. Następnie na rys. 2.1 zaznaczano „za krótki” i „właściwy” okresy uśredniania bez podania jakiegokolwiek kryterium klasyfikacji tych okresów.

Str. 24: „... Tensor, który nie zmienia swych składowych przy zmianie układu odniesienia nazywany jest tensorem izotropowym...”. Jest to błędne określenie, właściwe przedstawiono na str. 28.

Sens fizyczny wyrazów równań 2.35 i 2.52 podano w sposób niewiele mówiący, a w przypadku równania 2.52 także błędny mówiąc o zmianie  $R_{ij}$  „pod wpływem ruchu średniego” gdy w istocie, w trzecim i czwartym wyrazie prawej strony tego równania chodzi o zmiany wywołane zmianami prędkości średniej.

Str. 30: „... W szczególności równanie  $R_{ii}(0, t) = 2b$  jest równaniem bilansu energii turbulencyjnej pola jednorodnego...” Podana zależność wynika natychmiast z określenia tensora  $R_{ij}$  i nie ma nic wspólnego ani z bilansem energii ani z polem jednorodnym.

Str. 39: „... i pomijając ruchy pionowe powietrza...” — powinno być: „... pomijając średni ruch pionowy...”

Str. 40: „... gdzie  $\delta_\mu, \delta_\tau$  dowolne liczby mniejsze od jedności...” — powinno być „... małe w porównaniu z jednością...”

Str. 41 „... Na rys. 2.6 przedstawiono zależność krytycznej liczby Reynoldsa od stopnia burzliwości napływającej cieczy w stanie laminarnym...”. Wynika z tego zdania że przepływ laminarny może być jednocześnie burzliwy!, a poza tym w tekście brak definicji „stopnia burzliwości”.

Str. 46: „... pominięto przy tym czynniki laminarne...” Jest to uwaga całkowicie niejasna nawet jeśli weźmie się pod uwagę to, że Autor ma nieznośną manierę nazywania wyrazów równań czynnikami. Prowadzi to do takich dziwolągów jak: „... wyrażenie  $\pi_{ij}$  powinno zawierać dwie grupy składników — czynniki włączające gradienty prędkości średniej oraz czynniki...” (str. 34).

Str. 46: „... Charakterystyczną cechą warstwy przyziemnej są bardzo duże gradienty temperatury...” W warstwie przyziemnej są często sytuacje, przy których gradienty temperatury są małe.

Styl i język miejscami są fatalne np. coś wynika „... z odejścia od przybliżenia Boussinesqa...” (str. 29), „... przy czym indeksy oznaczone literami greckimi nie sumują się...” (str. 25), „... (i się sumuje)...” (str. 29), w obydwu przypadkach chodzi o sumowanie lub nie sumowanie wielkości z odpowiednimi wskaźnikami. Na str. 21 mamy „... pola chwilowe parametrów meteorologicznych...” a na str. 30 „... Wielkość ta nie może być ani źródłem ani upustem energii turbulencyjnej...”.

Książkę wydano w nakładzie 1000 egzemplarzy, ilość ta wydaje się wystarczająca. Pomimo podlego papieru druk i rysunki są bardzo czytelne. Korekta bardzo staranna np. w rozdziale drugim zauważyłem tylko jeden błąd drukarski (brak kreski — znaku uśredniania nad  $u_i!u_j!$  na str. 27).

Autor podjął się bardzo trudnego zadania i szkoda, że ambitne jego zamierzenia nie zostały uwieńczone sukcesem.

Janusz Borkowski

Institut Geofizyki PAN  
Warszawa

Jan Gaj: *Laboratorium fizyczne w domu*, WNT, Warszawa 1982, str. 174, nakład 30 000 egz., cena zł 130.—

Na polskim rynku księgarskim nie było do tej pory książki poświęconej doświadczeniom fizycznym, które można wykonać przy użyciu bardzo prostych elementów takich jak igła do szycia, korek, kawałek rurki szklanej, żarówka itp., oraz za pomocą urządzeń domowych (lodówki, odbiornika radiowego, przedłużacza). Opis tego typu doświadczeń zawiera książka Jana Gaja *Laboratorium fizyczne w domu*. Jest ona

adresowana w zasadzie do uczniów szkół średnich. Wydaje mi się, że może być pomocna również nauczycielom fizyki w szkołach podstawowych i średnich.

Autor, dr hab. Jan Gaj jest znany czytelnikom popularnego miesięcznika matematyczno-fizycznego *Delta*. Przez kilka lat prowadził on w tym czasopiśmie dział „Laboratorium w domu”. Można się domyślić, że omawiana książka powstała na podstawie opracowań opublikowanych w *Delcie*.

Książka składa się z następujących rozdziałów: Światło widzialne i niewidzialne; Prądy i pola; Na granicach fizyki; Ruch i siła; Ciepło i cząsteczki. Autor zadbał o to, aby z dydaktycznego punktu widzenia każdy rozdział stanowił pewną całość. Polega ona w dużej mierze na tym, że kolejny paragraf skutecznie zachęca do przeczytania następnego.

Książka jest pisana w formie swobodnej rozmowy z czytelnikiem. Autor pokazał w niej, w jaki sposób można łatwo dostępnymi środkami zbudować przyrządy pomiarowe a następnie za pomocą tych przyrządów przeprowadzić doświadczenie. Doświadczenia są przedstawiane jako zadawanie pytań przyrodzie i traktowane jako środek do pokazania istoty myślenia fizycznego. Książka jest znakomita również dlatego, że uczy fizyki poprzez zabawę.

Po zbadaniu wybranego zjawiska fizycznego, Autor zwykle zwraca uwagę na różnorodność jego przejawy w otaczającym świecie oraz, jeśli to możliwe, na wykorzystanie go w technice.

Materiał zawarty w książce jest przedstawiony w sposób interesujący i jest przejrzysto ilustrowany.

W kilku miejscach Autor stawia przed czytelnikiem problemy do samodzielnego rozwiązania. Moim zdaniem, książce dobrze zrobiłoby podanie literatury, która pomogłaby czytelnikowi w jego samodzielnym zmaganiach, szczególnie jeżeli jest nim uczeń.

Spośród innych uwag, wydaje mi się, że przedstawiając funkcję wykładniczą (str. 99) Autor przecenił możliwości percepcyjne swoich czytelników (jeśli przyjmie się, że są to uczniowie szkół średnich). Funkcja ta jest niezbędna do opisu wielu zjawisk. Znacznie przystępniejsze jej objaśnienie można znaleźć w materiałach dla nauczyciela programu Nuffield (Anglia) a mianowicie w książce *Electricity, electrons and energy levels*. Poza tym znalazłam w tekście kilka usterek różnej natury:

- 1) Analizując siły działające na naładowaną kulkę wahadła umieszczonego w polu magnetycznym autor pisze: „W płaszczyźnie poziomej na ciężarek będą działały trzy siły: składowe ciężaru o wartości  $F_g = mg \operatorname{tg} \alpha \dots$ ” (str. 116). Siła, którą Autor nazywa składową siły ciężkości jest w rzeczywistości składową siły naciągu nitki. W płaszczyźnie poziomej składowa siły ciężkości jest równa zero.
- 2) Wzór przedstawiający zasadę zachowania energii poruszającej się cieczy jest zapisany w postaci  $p = \frac{1}{2} \rho v^2$  (str. 149). Powinno być  $p + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{const}$ .
- 3) Na rys. 2.2 (str. 13) pomylono promień padający z promieniem odbitym.

Żadna z wymienionych usterek nie zmniejsza w istotnym stopniu wartości książki.

Omawiana książka ukazała się w nakładzie 30 000 egzemplarzy. Biorąc pod uwagę szeroki krąg czytelników i wartość książki, nie jest to ilość wystarczająca. O szerokim zainteresowaniu książką świadczy fakt, że jej nakład został już całkowicie wyczerpany. Pozostaje nadzieja na następne wydanie.

*Wiera Oliferuk*

Institut Podstawowych  
Problemów Techniki PAN  
Warszawa

## List do Redakcji

Szanowny Panie Redaktorze,

Po przeczytaniu przedmowy prof. Arkadiusza Piekary do fragmentów pism Władysława Natansona oraz po otrzymaniu listów z cennymi wiadomościami biograficznymi od córek Władysława Natansona, pań Natalii Grodzińskiej i Julii Kamieńskiej, stwierdziłem, że w moim artykule opublikowanym w *Postęпах Fizyki* (z. 3/84) o Władysławie Natansonie znalazł się jeden błąd rzeczowy i jedna kontrowersyjna opinia:

1. Nazwałem Mariana Smoluchowskiego starszym kolegą Władysława Natansona. W rzeczywistości Marian Smoluchowski był o osiem lat młodszy.

2. Przytoczyłem za Leopoldem Infeldem opinię o pewnej rezerwie Władysława Natansona w stosunku do ludzi. Może ta opinia dotyczyła ostatniego — naznaczonego chorobami — okresu życia Władysława Natansona. Liczne fakty biograficzne przemawiają przeciw tej opinii. Władysław Natanson przyjaźnił się z wieloma ludźmi i przywiązywał do przyjaźni wielkie znaczenie. Prowadził w Krakowie dom gościnny i otwarty. Do przyjaciół Natansona zaliczali się m. in. fizyk August Witkowski, historyk Karol Potkański, filozof ks. Stefan Pawlicki, poeta Konstanty Górski, lekarz Kazimierz Kostanecki, malarz Jacek Malczewski.

Będę zobowiązany za zamieszczenie w *Postęпах Fizyki* niniejszego sprostowania.

Przepraszam Czytelników.

Z poważaniem

*Przemysław Zieliński*



## KRONIKA

## IUPAP

W dniach od 8 do 11 października 1984 r. odbyło się na terenie Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście Walne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). W skład delegacji polskiej wchodził prof. J. Werle — przewodniczący i doc. A. Kujawski. Na Zgromadzeniu tym, które zamknęło okres trzyletniej kadencji władz i komisji naukowych IUPAP, omówiono sprawozdania komisji naukowych i komitetu wykonawczego, dokonano też przyjęcia nowych członków, m. in. Chińskiej Republiki Ludowej. Wybrano nowe władze Unii oraz członków komisji naukowych, łącznie z nowoutworzoną Komisją Astrofizyki. Prezesem IUPAP został prof. D. A. Bromley (Yale University, USA), a prezesem desygnowanym dotychczasowy Sekretarz Generalny prof. L. Kerwin (Université Laval, Québec, Kanada). Nowym Sekretarzem Generalnym wybrano prof. J. S. Nilssona (Chalmers University of Technology, Göteborg, Szwecja).

Niestety, z powodu redukcji do połowy liczby wpłacanych przez Polskę udziałów do budżetu IUPAP, Komitet Wykonawczy ograniczył odpowiednio liczbę polskich kandydatów na swojej liście zaleconej przed głosowaniem. Stało się to zgodnie z przyjętą procedurą, ale ograniczyło liczbę polskich fizyków w komisjach do pięciu. Ponieważ zakończyli swoje kadencje prof. L. Sosnowski w Komitecie Wykonawczym (Past-President) oraz prof. A. Trautman i doc. A. Kujawski jako delegaci IUPAP do afiliowanych międzynarodowych komisji grawitacyjnej i optycznej, udział polskich przedstawicieli w pracach IUPAP istotnie zmniejszył się. Członkami komisji naukowych IUPAP w obecnej kadencji ze strony polskiej są: prof. J. Wdowczyk (Komisja promieni kosmicznych), prof. A. Śliwiński (Komisja akustyki), prof. M. Grynberg (Komisja półprzewodników), prof. J. A. Morkowski (Komisja Magnetyzmu), prof. R. Rączka (Komisja fizyki matematycznej).

Postanowiono, że następne Walne Zgromadzenie IUPAP odbędzie się w 1987 r. w USA w Waszyngtonie.

Prof. J. Werle uczestniczył ponadto w (odbywającej się częściowo podczas a częściowo po zakończeniu Walnego Zgromadzenia IUPAP) międzynarodowej konferencji „Physics for Development”, w której organizowaniu aktywnie uczestniczył od 1983 r. Zgodnie z tradycją Walnych Zgromadzeń IUPAP odbyły się sesje naukowe. W bieżącym roku rolę tę pełniły niektóre organizowane łącznie sesje konferencji „Physics for Development”.

*Adam Kujawski*

## ICO

Na Zebraniu Ogólnym Międzynarodowej Komisji Optycznej (ICO) we wrześniu 1984 w Saporu wybrano nowy zarząd na kadencję 1984—87 w następującym składzie: prezes — S. Lowenthal, poprzedni prezes — J. Tsujiuchi, sekretarz generalny — H. J. Frankena, skarbnik — J. N. Howard, wiceprezesa — H. H. Arsenault, K. Biedermann, E. Byckling, J. W. Goodman, P. Hariharan i M. P. Petrov.

ICO przyjęła nowych członków: Brazylię, Irlandię i Singapur.

## Nowi profesorowie

Następujące osoby otrzymały od Rady Państwa tytuły naukowe profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych: Tomasz Goworek (UMCS, Lublin), Marek Rytel (WSP, Rzeszów), Kazimierz Stępień (UW, Warszawa), Andrzej Woszczyk (UMK, Toruń) i Andrzej Zastawny (PŚI, Gliwice).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 17 października 1984 r.

## Nagroda Nobla 1984

Laureaci Nagrody Nobla z fizyki za rok 1984, Włoch Carlo Rubbia i Holender Simon van der Meer, otrzymali to najwyższe wyróżnienie za swój wkład do badań, które doprowadziły do odkrycia bozonów pośredniczących  $W$  i  $Z$ . Odkrycia tego dokonano przy użyciu zderzających się wiązek antyprotonów i protonów w Europejskim Ośrodku

by wytworzyć bozony pośredniczące należało przyspieszyć zarówno antyprotony jak i protony, z którymi miały się one zderzać, do bardzo wielkich energii (każda z wiązek musiała mieć energię 270 GeV). Rubbia zaproponował, by wykorzystano do tego celu istniejący w CERN-ie supersynchrotron (SPS) przekształcając go w akcelerator zdolny do przyspieszania nie tylko protonów, ale i antyprotonów (*SppS Collider*).



Carlo Rubbia



Simon van der Meer

Badań Jądrowych CERN w Genewie, odgrywającym w ostatnich latach czołową rolę w badaniach oddziaływania słabego. Nagroda stanowi zarazem uhonorowanie ośrodka, dla którego to odkrycie stanowi najwspanialsze osiągnięcie w jego trzydziestoletniej historii.

A oto w wielkim skrócie historia zdarzeń prowadzących do odkrycia bozonów pośredniczących. Jeszcze w 1972 r. van der Meer, znakomity fizyk akceleratorowy, opublikował pracę na temat swego pomysłu (chłodzenie stochastyczne) umożliwiającego zmniejszenie przypadkowego ruchu cząstek w wiązce, prowadzące do ich koncentracji wokół pożądaných wartości pędu i rozmiarów wiązki. Pomysł ten podchwycił Rubbia wskazując wraz z McIntyrem i Clinem w roku 1976 na możliwość zastosowania go dla uzyskania wiązki antyprotonów o wielkim natężeniu. Sprawdziany doświadczalne przeprowadzone w CERN-ie w latach 1977–78 wykazały realność tego pomysłu. Na to jednak,

Projekt nowego kompleksu akceleratorowego, zatwierdzony przez CERN w roku 1978, został zrealizowany w imponującym tempie — pierwsze wyniki świadczące o zachodzeniu zderzeń antyprotonów z protonami wielkich energii uzyskano już w połowie 1981 roku! Stało się tak dzięki niezwykle wysiłkowi i podporządkowaniu wszystkiego w CERN-ie temu nadrzędnemu celowi, jakim było stworzenie możliwości wytworzenia i zaobserwowania poszukiwanych bozonów pośredniczących. Duszą projektu był od początku Rubbia, będący zarazem kierownikiem jednego (UA1) z dwóch wielkich eksperymentów zainstalowanych w pomieszczeniach podziemnych (*Underground Area*) w pobliżu punktów zderzeń antyprotonów z protonami. Kierownikiem drugiego (UA2) był Pierre Darriulat, fizyk francuski. W eksperymentach tych uczestniczyło: w pierwszym — ok. 130 fizyków z 12 współpracujących laboratoriów; w drugim — ok. 60 z 6 laboratoriów. Podstawowymi częściami aparatury były w obu eksperymentach wielkie

kalorimetri — detektory pozwalające wyznaczać energie cząstek oddziałujących elektromagnetycznie lub silnie (z polem magnetycznym w części centralnej w wypadku UA1, aparatura UA2 nie miała w tej części pola magnetycznego). Głównym zadaniem eksperymentalnym była detekcja elektronów o dużym pędzie poprzecznym (a także mionów w eksperymencie UA1, dysponującym bardziej uniwersalnym układem detekcyjnym).

Odbyły się dwa seanse doświadczalne: pierwszy w październiku i listopadzie 1982 ujawnił istnienie bozonów naładowanych  $W^\pm$  (pisał o tym K. Rybicki w *Postęпах Fizyki* 35, 305 (1984)); drugi — w maju i czerwcu 1983 doprowadził do odkrycia bozonu neutralnego  $Z^0$  (uczestniczyłem w tym seansie jako członek zespołu UA2 i opiszę jego wyniki w obszerniejszym artykule w *Postęпах Fizyki*). W obu wypadkach dane z eksperymentu UA1 zostały ogłoszone nieco wcześniej niż z UA2. W sumie zaobserwowano 115 rozpadów bozonów  $W^\pm$  elektron/pozyton i na antyneutrino/neutrino elektronowe. Dodatkowo, w eksperymencie UA1, zarejestrowano 14 rozpadów  $W^\pm$  na mion ujemny/dodatni i antyneutrino/neutrino mionowe. W przypadku bozonu  $Z^0$ , zaobserwowano 10 rozpadów na parę elektron-pozyton oraz dwa — na taką parę oraz foton; w eksperymencie UA1 zarejestrowano ponadto 4 rozpady  $Z^0$  na parę mion ujemny-dodatni oraz jeden — na taką parę oraz foton. Zezwoliło to na wyznaczenie masy bozonów pośredniczących z dużą dokładnością (z wykorzystaniem „najlepszych” przypadków):  $m(W) = 80,8 \pm 2,7 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m(Z) = 92,9 \pm 1,6 \text{ GeV}/c^2$ , w doskonałej zgodzie z przewidywaniami jednolitej teorii oddziaływania elektroslabego Glashowa-Salama-Weinberga. Także i inne własności bozonów pośredniczących zaobserwowane w eksperymentach UA1 i UA2, zwłaszcza asymetria ładunkowa w rozpadzie bozonu  $W$  świadcząca o tym, że istotnie rejestrowany proces jest wynikiem oddziaływania słabego, są zgodne z przewidywaniami tej teorii, za którą ich autorzy otrzymali nagrodę Nobla z fizyki w roku 1979 (por. *Postępy Fizyki* 31, 193 (1980)). Jest to piękny przykład współgrania teorii z eksperymentem, stanowiący „kulminację głębokiej inspiracji teoretycznej, doskonałości technicznej, eksperymentowania i pracy zespołowej na skalę nigdy dotąd nie widzianą w zakresie nauki czystej”.

Janusz Zakrzewski

## Nowi członkowie zagraniczni Royal Society

Towarzystwo Królewskie w Londynie dokonało wyboru nowych członków zagranicznych. Wśród nich jest 2 fizyków: P. G. de Gennes, profesor Collège de France i C. Rubbia, profesor Uniwersytetu Harvarda.

P. G. de Gennes został wybrany w uznaniu „wielu poważnych innowacji w fizyce teoretycznej — w dziedzinie magnetyzmu, nadprzewodnictwa, ciekłych kryształów, polimerów i teorii przepływów”, Rubbia — w uznaniu „jego dokonań jako inicjatora ważnych eksperymentów w nowych działach fizyki wysokich energii”. Wybór na członka Royal Society znacznie wyprzedził przyznanie Rubbii nagrody Nobla 1984.

*Phys. Today* 37, No 10 (1984)

B.W.

## Dziesiąta rocznica śmierci Rubinowicza

Dnia 13 października 1984 r. minęła dziesiąta rocznica śmierci Wojciecha Rubinowicza. W związku z tym Polskie Towarzystwo Fizyczne, Instytut Fizyki PAN i Instytut Fizyki Teoretycznej UW urządziły 16 października 1984 wspólne uroczyste seminarium poświęcone pamięci wielkiego fizyka.

Seminarium odbyło się w Instytucie Fizyki PAN. Po krótkim przemówieniu prezesa PTF Tadeusza Skalińskiego, przypominającym zasługi Rubinowicza dla naszego Towarzystwa, referaty wygłosili: Roman S. Ingarden (IF UMK) — „Wojciech Rubinowicz jako fizyk matematyczny”, Wojciech Królikowski (IFT UW) — „Wojciech Rubinowicz — wielki fizyk okresu przełomu”, Adam Kujawski (IF PAN) — „Fala krawędziowa w teorii Younga-Rubinowicza”. Teksty tych referatów opublikujemy w jednym z najbliższych zeszytów.

W sali, gdzie odbywało się seminarium, były wyłożone publikacje książkowe Rubinowicza oraz oryginał jego pracy doktorskiej, który uprzejmie wypożyczył jego syn p. Jan Rubinowicz.

B.W.

## XXXIII Olimpiada Fizyczna

W XXXIII Olimpiadzie Fizycznej, w roku szkolnym 1983/84, wzięło udział w stopniu wstępnym — 1185 zawodników z 269 szkół

w stopniu I	— 1069 zawodników z 305 szkół
w stopniu II teor.	— 766 zawodników z 229 szkół
w stopniu II dośw.	— 275 zawodników ze 155 szkół
w stopniu III	— 80 zawodników z 56 szkół.

Ogólna liczba przystępujących do Olimpiady w porównaniu z rokiem ubiegłym wzrosła o ok. 20%. Jednak przy porównaniu danych z XXX Olimpiady Fizycznej i obecnej XXXIII zwraca uwagę znaczne zmniejszenie liczby uczestników stopnia wstępnego i pierwszego (z 2514 do 1185 i 2054 do 1069) oraz liczby szkół, których uczniowie biorą udział w Olimpiadzie (z 457 do 305).

Spośród 80 finalistów, Komitet Główny wyłonił na posiedzeniu w dniu 7 maja 1984 r. 26 laureatów z 25 szkół, którzy uzyskali powyżej 40 punktów na 100 możliwych. Najlepszy zawodnik uzyskał 72 punkty.

Wśród finalistów i laureatów (liczby w nawiasach) udział uczestników z poszczególnych klas był następujący:

	kl. II	kl. III	kl. IV	kl. V	Suma
lic. ogólnokształ- cące	4 (3)	22 (6)	46 (15)	—	72 (24)
technika zawo- dowe	—	—	4 (2)	4 (—)	8 (2)

Najwięcej laureatów było z okręgu warszawskiego i łódzkiego (po 5). W szczególności, należy podkreślić sukces XIV LO im. K. Gottwalda w Warszawie, z którego zakwalifikowało się do finału sześciu uczniów, a dwóch z nich zostało laureatami. Podajemy nazwiska pierwszych 7 laureatów i ich nauczycieli: Wojciech Zabołotny (XLVIII LO im. E. Dembowskiego, Warszawa, nauczyciel — mgr Waldemar Kopacz), Krzysztof Mnich (I LO im. Kopernika, Łódź, naucz. — mgr Hanna Szbur-ska), Wojciech Derkowski (LO im. Wojska Pol-skiego, Kluczbork, naucz. — mgr Ryszard Filip-czyk), Adam Strzeboński (II LO im. króla Jana Sobieskiego, Kraków, naucz. — mgr Bolesław Luba), Jarosław Bogusz (LO im. 2 Pułku Nocnych Bombowców „Kraków”, Garwolin, naucz. — mgr Leopold Tukendorf), Janusz Wróbel (Techn. Elektroniczne im. I. T. Koronikowa, Sosnowiec, naucz. — mgr Stefania Szczepanik), Przemysław Siemion (XIV LO im. Polonii Belgijskiej, Wrocław, naucz. — mgr Marian Bąk).

Warto podkreślić, że dwóch spośród laureatów — Janusz Wróbel i Zbigniew Płuciennik (21-sze miejsce) z IV LO im. E. Szanieckiej w Łodzi

(naucz. mgr Barbara Plesiewicz) zostali laureatami Olimpiady po raz trzeci, a pięciu spośród laureatów było już laureatami w roku ubiegłym.

Adam Strzeboński (4 miejsce) i Piotr Hajłas (22 miejsce) z LO Gottwalda w Warszawie byli również laureatami tegorocznej Olimpiady Mate-matycznej.

Pięciu najlepszych laureatów uzyskało prawo reprezentowania Polski na Międzynarodowej Olim-piadzie Fizycznej w Szwecji.

*Krystyna Pniewska*

## XV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna dla uczniów szkół średnich odbyła się w Sigtunie (Szwecja) w dniach 24. 6 — 1.7. 1984. Uczestniczyły w niej ekipy z 18 państw: Austrii, Bułgarii, Czecho-słowacji, Finlandii, Holandii, Islandii, Jugosławii, Kuby, Norwegii, NRD, Polski, RFN, Rumunii, Szwecji, Węgier, Wielkiej Brytanii, Wietnamu i ZSRR. Ponadto obecni byli obserwatorzy z Chin i Kanady. Polskę reprezentowali laureaci pierw-szych pięciu miejsc XXXIII Olimpiady Fizycznej (patrz poprzednia notatka). Opiekunami naszej drużyny byli dr Andrzej Kotlicki i niżej podpisany.

Uczniowie mieli do rozwiązania 3 zadania teore-tyczne i 2 zadania doświadczałne. Poziom zadań był dobrany właściwie. Nasi uczestnicy zdobyli jedną trzecią nagrodę (W. Zabołotny) oraz dwa wyróżnienia (J. Bogusz i A. Strzeboński). Warto tu wspomnieć, że w Międzynarodowych Olimpiadach Fizycznych nie prowadzi się klasyfikacji zespołowej.

Podczas zawodów Komisja Międzynarodowa składająca się z opiekunów wszystkich drużyn biorących udział rozpatrzyła, poza sprawami ściśle związanymi z przebiegiem zawodów i kla-syfikacją, także sprawy dotyczące statutu i zatwier-dziła nowy statut. Należy podkreślić bardzo sprawny przebieg dyskusji nad statutem, co należy przy-pisać przede wszystkim bardzo dobremu przygo-towaniu materiałów do dyskusji przez organiza-torów (prof. E. Y. Bengt Svensson, doc. Lars Silverberg) i niezwykle sprawnemu prowadzeniu zebrań. Nowy statut różni się od starego nie-wieloma, ale za to dość istotnymi dla państw organizujących, szczegółami, np. zmniejszono liczbę języków roboczych Komisji międzynarodowej. Nie zmienia on jednak istoty sposobu rozgrywania za-wodów.

Oprócz części oficjalnej, podczas każdej Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej jest i część nieoficjalna: wycieczki, imprezy, zwiedzanie szkół itp. Obie części były zorganizowane bardzo dobrze i pobyt naszej drużyny w Szwecji był bardzo miłym dla wszystkich przeżyciem.

Na zakończenie warto dodać, że na wicesekretarza Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych wybrano dra Andrzeja Kotlickiego, dotychczasowego kierownika organizacyjnego polskiej krajowej Olimpiady Fizycznej. Zawody następnej Międzynarodowej Olimpiady odbędą się w dniach 23-30 czerwca 1985 w Portorożu w Jugosławii.

*Waldemar Gorzkowski*

### Fizyka dla Przemysłu

W dniach 20-22 września 1984 odbyła się w Gdańsku IV Konferencja „Fizyka dla Przemysłu” zorganizowana przez Politechnikę Gdańską oraz Uniwersytet Gdański pod protektorem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Komitetu Fizyki PAN. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. O. Gzowski. Na Konferencji poza referatami plenarnymi przedstawiono 119 komunikatów plakatowych. Zawierały one oryginalne rozwiązania aparaturowe, opracowania na temat nowych materiałów oraz informacje o nowych metodach pomiarowych. Można stwierdzić, iż była to poważna oferta fizyków skierowana pod adresem przemysłu. Ten ostatni niestety był bardzo skromnie zaprezentowany i to wyłącznie przez instytucje stanowiące zaplecze naukowe przemysłu. W czasie Konferencji oprócz problematyki związanej z hasłem „fizyka dla przemysłu” dyskutowano zagadnienie „przemysł dla fizyki”. Była tu mowa o realizowanej w ramach problemu węzłowego produkcji aparatury naukowej. W trosce o dalsze zbliżenie fizyki do przemysłu, omówiono działalność Domu Handlowego Nauki Sp. z o.o. PAN, którego celem jest wyłowienie nowych rozwiązań i ułatwienie realizacji krótkich serii proponowanej aparatury. Dyskutowano potrzebę, a raczej konieczność, formy wymiany informacji fizyka—przemysł i przemysł—fizyka. Wydaje się, iż najlepszym rozwiązaniem będzie założenie odpowiedniego czasopisma adresowanego głównie do przedstawicieli przemysłu oraz fizyków technicznych. Ponadto postanowiono wszcząć starania w resortach o stypendia dla doktorantów finansowane przez przemysł, a me-

rytorycznie skierowane na rozwiązywanie konkretnych problemów zakładów produkcyjnych.

Ustalono, iż następna Konferencja odbędzie się w Poznaniu, gdzie 10 lat temu nieżyjący już prof. Mieczysław Frąckowiak zainicjował pierwsze spotkanie fizyków współpracujących z przemysłem. Trudnym a ważnym zadaniem organizatorów będzie sprowokowanie większego zainteresowania inżynierów tą konferencją.

Należy stwierdzić, iż IV Konferencja Fizyka dla Przemysłu była udaną imprezą, przyczyniającą się do dalszej konsolidacji fizyków technicznych. Omówione trudności oraz sugestie ich rozwiązań niewątpliwie przyczynią się do dalszego zbliżenia fizyki do przemysłu. Ufundowane przez PTF oraz Organizatorów Konferencji nagrody za najlepsze osiągnięcia były miłym i zachęcającym akcentem kończącym Konferencję.

*Andrzej Oles*

### Symposium oddziaływań międzymolekularnych

W dniach 7-8 maja 1984 r. odbyło się w Wieżycy symposium „Oddziaływania międzymolekularne w luminescujących układach organicznych”, zorganizowane w ramach problemu międzyresortowego MR.I.5. Symposium zorganizował i prowadził prof. Alfons Kawski (IFD UG). Jednogodzinne wykłady miały dać przegląd najnowszych wyników badań dotyczących międzymolekularnych oddziaływań w organicznych układach nieuporządkowanych, ze szczególnym uwzględnieniem prac fizyków polskich. Dyskusja toczyła się wokół następujących problemów (wykładów): 1) migracja i transfer energii w układach organicznych (Cz. Bojarski), 2) wewnątrz-molekularne oddziaływania i transfer energii wzbudzenia w układach dwuchromoforowych i oligopeptydach (I. Gryczyński), 3) fluorescencja dualna (J. Grzywacz), 4) wpływ termicznych obrotów molekuł na anizotropię fluorescencji w izotropowych ośrodkach (A. Kawski), 5) nowe możliwości fluorometrii fazowo-modulacyjnej (H. Cherek).

W niewielkim i skromnym Symposium wzięło udział 32 uczestników (z Uniwersytetu Gdańskiego, Politechniki Gdańskiej, Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu i z WSP w Słupsku).

Wymienione wyżej referaty zostaną m. in. opublikowane przez Wydawnictwo Ossolineum w pracy

zbiorowej pt. *Międzymolekularne oddziaływania w stanach wzbudzonych* pod redakcją Cz. Bojarzkiego i A. Kawskiego.

Jerzy Czajko

### Fizycy przeciw „wojnom gwiazdowym”

Hans A. Bethe (Nagroda Nobla 1967), Richard L. Garwin, Kurt Gottfried i Henry W. Kendall ogłosili w październikowym (1984 r.) zeszycie *Scientific American* obszerny artykuł na temat planów rozwoju środków obrony przeciw atakowi nuklearnemu. Chodzi o wykorzystanie przestrzeni pozaziemskiej do przechwytywania i niszczenia międzykontynentalnych pocisków balistycznych w czasie ich lotu między wyrzuceniem z wyrzutni a osiągnięciem celu.

System, który stanowiłby niezawodną tarczę chroniącą terytorium kraju, pozbawiłby broń jądrową wartości i doprowadziłby zapewne do jej likwidacji. Taki wynik byłby oczywiście ogromnie pożądany jako zakończenie obecnego okresu, w którym pokój oparty jest na chwiejnej „równowadze odstraszania”. Jednakże autorzy omawianego artykułu bardzo mocno przestrzegają przed podejmowaniem intensywnego programu prac w tym kierunku, wskazując na związane z tym niebezpieczne następstwa.

Wnikliwie analizując rozmaite rozważane koncepcje, autorzy dochodzą do przekonania, że wytworzenie skutecznego i niezawodnego systemu obrony antynuklearnej w skali krajowej nie jest możliwe przy obecnym poziomie technologii, a nawet przy założeniu, że technologia poczyni w najbliższych latach znaczące postępy. Podjęcie przez jedno z supermocarstw takiego programu spowodowałoby niechybnie kontrakcję drugiego supermocarstwa polegającą na wzmocnieniu swojego arsenału ofensywnych broni jądrowych pod względem jakości i ilości. Pociski zdolne do przenoszenia głowic jądrowych starano by się udoskonalić, aby zwiększyć ich zdolność przenikania zapór stawianych przez obronę. Zapewne znalazłby masowe zastosowanie obiekty pozorujące, aby obronę wprowadzić w błąd i zdezorientować. Ilościowe wzmocnienie arsenału ofensywnych broni jądrowych miałyby na celu skompensowanie strat spowodowanych przez środki obronne przeciwnika. A więc wdrożenie na wielką skalę prac w zakresie obrony przeciw atakowi nuklearnemu przez jedno

z supermocarstw na pewno doprowadziłoby do zaostrzenia tempa wyścigu zbrojeń i do wzrostu napięcia.

Autorzy artykułu zalecają zawarcie układu, w którym oba supermocarstwa zobowiązałyby się do zaniechania wszelkich działań o charakterze militarnym w przestrzeni pozaziemskiej poczynając od pewnej uzgodnionej, niezbyt wielkiej, wysokości. Dotrzymanie takiego układu byłoby łatwo sprawdzalne, bo jakkolwiek eksperyment w przestrzeni pozaziemskiej nie mógłby być ukryty przed drugą stroną.

Wydaje się, że artykuł, pobieżnie streszczony powyżej, zawiera trafną i trzeźwą ocenę sytuacji. Uczeni mają prawo, a nawet obowiązek, swobodnego i otwartego wyrażania swoich poglądów w fundamentalnych kwestiach politycznych, społecznych i moralnych.

Sprawa odpowiedzialności uczonych nie jest nowa. Niedawno upłynęło 60 lat od czasu, kiedy Władysław Natanson na II Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie w 1924 r. wypowiedział słowa, które warto dziś przypomnieć: „Milczeniem i pozorą zgodą nauka szkodzi często swej wysokiej godności. Nauka ma przecież wiele do powiedzenia narodom; kiedyż przemówi? Kiedyż znajdzie dość natchnienia i mocy, ażeby przestrzedz, powstrzymać, przekonać?”.

B.W.

### *Research Fields in Physics*

Brytyjski Instytut Fizyki przy poparciu Stałej Konferencji Profesorów Fizyki opracował i wydał w 1984 r. informator *Research Fields in Physics at United Kingdom Universities and Polytechnics*. Jest to już siódme wydanie tej pożytecznej publikacji. Pierwsze ukazało się w 1970 r. i wznowienie jego następuje co 2, a ostatnio co 3 lata.

W książce liczącej 350 stron podany jest zakres badań fizycznych prowadzonych w poszczególnych uniwersytetach i wyższych szkołach technicznych Zjednoczonego Królestwa. Uwzględniono przy tym nie tylko same zakłady fizyki lecz również zakłady prowadzące badania pokrewne, jak fizyka matematyczna, chemiczna, medyczna, astrofizyka, badania inżynierjno-materiałowe itd. Dane dotyczą ok. 140 placówek uniwersyteckich i 19 technicznych.

Typowa informacja obejmuje nazwę wyższej uczelni i wydziału oraz wykaz zakładów (grup



P. A. M. Dirac



Dirac w czasie wykładu



zajmujących się problematyką fizyczną z podaniem: kierunku i programu badań, nazwiska kierownika, spisu samodzielnych pracowników naukowych oraz liczby wszystkich pracowników naukowych. Podana jest wreszcie osoba (zwykle kierownika wydziału), do której należy zwracać się we wszelkich sprawach związanych z wydziałem, jej dokładny adres i telefon. Często podane są stopnie naukowe i dyplomy, jakie na wydziale można otrzymać, a także stypendia, jakie mogą być przyznane.

Informator zaopatrzony jest w indeks nazwisk (prawie 2500 osób) i indeks przedmiotowy. Jest on niewątpliwie bardzo użytecznym źródłem informacji o fizyce uprawianej w Zjednoczonym Królestwie. Wydaje nam się jednak, że jeszcze by zyskał, gdyby włączono do niego informacje o laboratoriach nie objętych szkolnictwem wyższym, jak np. Laboratorium Rutherforda (Rutherford and Appleton Laboratories, Chilton) czy Laboratorium w Harwell (Atomic Energy Research Establishment).

W porównaniu z *Informatorem Nauki Polskiej*, *Research Fields in Physics* podaje na ogół szersze omówienie programu badań poszczególnych placówek. Było to naturalnie możliwe dzięki jego węższemu, specjalistycznemu charakterowi.

*Adam Sobiczewski, Barbara Wojtowicz*

### *Dokłady i Uspiechy w USA*

Amerykański Instytut Fizyki rozszerzył listę tłumaczonych na angielski wydawnictw radzieckich. W 1984 rozpoczęto wydawanie dwóch nowych czasopism: *Soviet Physics — Dokłady* (przekład z czasopisma *Dokłady AN SSSR serya fizicheskaya*) i *Soviet Physics — Uspiechy*.

*Phys. Today* 37, No 10 (1984)

*B.W.*

### *Nowe Abstracts*

Zaczął ukazywać się nowe czasopismo referencyjne *General Physics Advance Abstracts*, wydawane przez Amerykański Instytut Fizyki (AIP). Zawiera ono streszczenia prac przyjętych do publikacji w ok. 40 czasopismach wydawanych przez AIP, a wśród nich: *Applied Physics Letters*, *The Astronomical Journal*, *Journal of Applied Physics*, *Journal of the Acoustical Society of America*, *Journal of*

*Chemical Physics*, *Journal of Mathematical Physics*, *Medical Physics*, *Physics of Fluids*, *Review of Scientific Instruments*. Podawane są również streszczenia prac z czasopism radzieckich wydawanych przez AIP w języku angielskim.

*General Physics Abstracts* nie będą natomiast zawierać streszczeń prac mających się ukazać w *Physical Review*, *Physical Review Letters* i *Reviews of Modern Physics*, gdyż te streszczenia ukazują się w czasopiśmie *Physical Review Abstracts*, które ma ponad 15 000 odbiorców.

Nowe czasopismo ma objętość ok. 48 stron i ukazuje się dwa razy w miesiącu.

*Phys. Today* 37, No 9 (1984)

*B.W.*

### **P.A.M. Dirac (1902-1984)**

Dnia 20 października 1984 zmarł w Tallahassee na Florydzie, gdzie mieszkał od 1969 r. (po przejściu na emeryturę w Cambridge), Paul Adrien Maurice Dirac — jeden z najwybitniejszych fizyków wszystkich czasów.

P.A.M. Dirac urodził się 8 sierpnia 1902 r. w Bristolu. Ojciec jego był Francuzem, matka zaś Angielką. Studiował początkowo inżynierię elektryczną na Uniwersytecie Brytyjskim (1918—1923), a dopiero później poświęcił się fizyce. Doktorat z fizyki teoretycznej uzyskał w Cambridge w 1926 r. na podstawie rozprawy doktorskiej poświęconej (oczywiście!) mechanice kwantowej i napisanej pod kierunkiem wybitnego brytyjskiego fizyka teoretyka R. H. Fowlera. Uczniami Fowlera byli także: Chandrasekhar, Hartree, Lennard-Jones, Peierls i wielu innych. Po uzyskaniu doktoratu, w ciągu czterech lat, dokonał swoich największych odkryć, które wstrząsnęły fizyką.

W 1927 r. stworzył podstawy elektrodynamiki kwantowej, podając pełny kwantowy opis promieniowania elektromagnetycznego. W 1928 r. podał swoje słynne równanie opisujące ruch relatywistycznego elektronu w mechanice kwantowej, zaś w 1930 r. uzupełnił to równanie interpretacją rozwiązań o ujemnej energii — teorią dziur. Na podstawie tej teorii przewidział Dirac istnienie antycząstek i antymaterii. Odkrycia te wykazały istnienie głębokiego związku między mechaniką kwantową i teorią względności i stały się podwaliną współczesnej fizyki cząstek elementarnych. Otrzymał za nie Dirac w 1933 r. (wspólnie z Erwinem Schrödingerem) Nagrodę Nobla.

Wymienione wielkie odkrycia nie wyczerpują bynajmniej listy dokonań Diraca. Listę tę Dirac stale uzupełniał w ciągu swojego długiego i do końca aktywnego życia. Należy na niej jeszcze niewątpliwie umieścić odkrycie (niezależnie od Fermiego) praw statystyki kwantowej dla fermionów (1926), opis niezwyklej własności monopoli magnetycznych w teorii kwantowej (1931), wysunięcie hipotezy o zmienności w czasie stałej grawitacyjnej (1937), wyprowadzenie równań ruchu dla klasycznej cząstki relatywistycznej z uwzględnieniem reakcji promieniowania (1938) oraz opracowanie ogólnej kanonicznej teorii pól w przypadku występowania więzów i zastosowanie jej do teorii grawitacji (1950). Nie można też nie wspomnieć książki Diraca *Podstawy mechaniki kwantowej*, której pięknem i głębią fascynowały się i nadal fascynują kolejne pokolenia fizyków.

Na przypomnienie zasługuje też głoszona przez Diraca „filozofia fizyki”, której koronnym hasłem zawsze było: „Physical law should have mathematical beauty”. Jakże szczęśliwym drogowskazem okazała się ta maksyma w badaniach Diraca.

Z licznych anegdot obrazujących legendarną powściągliwość Diraca w słowach można by wnioskować, iż Dirac był odludkiem i unikał wszelkich kontaktów z ludźmi. Tak jednak nie było. Dirac brał żywy udział w międzynarodowym życiu naukowym. Lubił bardzo podróże, które łączył z wykładami na wielu uniwersytetach i referatami na licznych konferencjach. Zjeździł prawie cały świat; wykładał w Australii i Nowej Zelandii oraz w krajach Dalekiego Wschodu, odwiedzał wiele razy Związek Radziecki. Gościliśmy go w Polsce na konferencji zorganizowanej w 1962 r. przez Leopolda Infelda. Widziałem Diraca ostatni raz w 1979 r. w Izraelu na międzynarodowej konferencji zorganizowanej dla uczczenia stulecia urodzin Alberta Einsteina. Utkwiła mi w pamięci jego wysoka i szczupła, lekko przygarbiona sylwetka, gdy w czterdziestostopniowym upale metodycznie zwiedzał ruiny twierdzy Masada na wysokiej skale górującej nad Morzem Martwym.

*Iwo Białynicki-Birula*

#### UWAGA CZŁONKOWIE PTF

Prenumerata roczna *Postępów Fizyki* na rok 1986 wynosi 540.— zł, a dla członków PTF 405.— zł. Opłatę za prenumeratę należy uiszczać w Oddziałach PTF do 15 października 1985 r.

## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1985

#### **9—11 września 1985, Warszawa**

**4th Int. Workshop on Plasma Focusing Research.** IPJ i IFPLM, dr Z. Jankowicz, IPJ, 05-400 Świerk, tel. 79-86-78  
P, U: 70, ang., O: 4000 zł.

#### **17—19 września 1985. Gdańsk**

**VI Krajowa Konferencja Miernictwa Elementów Półprzewodnikowych i Układów Scalonych.** Naukowo-Produkcyjne Centrum Półprzewodników CEMI. Dr J. Kuchta, ITE Pol. Gd., ul. Majakowskiego 11/11, 80-952 Gdańsk, tel. 47-17-79.  
Z: 84.12.31, A: 84.11.15, O: 4000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

#### **17—20 września 1985, Jabłonna**

**Euromech — Colloquium No 192 on Finite Rotation in Non-Linear Structural Mechanics.** Dr. W. Pietraszkiewicz, Inst. Maszyn Przepływowych PAN, ul. Fiszer-  
ra 14, 80-952 Gdańsk.

#### **19—21 września 1985, Kraków**

**3rd Conference on Electrostatics (ELSTAT '85).** SEP, ul. Straszewskiego 28, 31-113  
Kraków.

#### **19—22 września 1985, Gocławice k. Warszawy**

**Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne 85”.** Instytut Fizyki PAN. Prof. Jerzy Prochorow. IF PAN, Al. Lotników 32/46. 02-668 Warszawa  
P, U: 100

#### **24—27 października 1985, Poznań**

**32nd Open Seminar on Acoustics.** Polskie Towarzystwo Akustyczne, ul. Matejki  
48/49, 60-769 Poznań.

**SZKOŁY 1985**

**19—26 września 1985, Ustroń Zawodzie**

**Quantum Optics— 6th International School on Coherent Optics.** Instytut Fizyki PAN, prof. A. Kujawski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-67-04.  
P, U: 180, ang., ok. 12 000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

**SZKOŁY 1986**

**18 lutego — 3 marca 1986, Karpacz**

**21st Winter School on Theoretical Physics: Symmetry Breaking in Physics.** Prof. J. Mozrzyk, IFT UWr., ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

**maj 1986. Wieżyca**

**3rd Int. Spring School on Acoustooptics and Applications.** Prof. A. Śliwiński, UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

SZKOLY 1985

**19—26 września 1985, Ustroń Zawodzie**

**Quantum Optics— 6th International School on Coherent Optics.** Instytut Fizyki PAN, prof. A. Kujawski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-67-04.  
P, U: 180, ang., ok. 12 000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

SZKOLY 1986

**18 lutego — 3 marca 1986, Karpacz**

**21st Winter School on Theoretical Physics: Symmetry Breaking in Physics.** Prof. J. Mozrzyk, IFT UWr., ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

**maj 1986. Wieżyca**

**3rd Int. Spring School on Acoustooptics and Applications.** Prof. A. Sliwiński, UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty czasopisma:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 240.—  
rocznie zł 480.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

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

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

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, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

### 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.

## SPIS TREŚCI

I. Białynicki-Birula — Entropowe zasady nieoznaczoności . . . . .	103
K. Zalewski — Oddziaływania cząstek przy wysokich energiach . . . . .	111
P. J. Dean — Głębokie poziomy w półprzewodnikach (tłum. <i>J. Majewski</i> ) . . . . .	119
S. Chandrasekhar — O gwiazdach, ich ewolucji i stabilności (tłum. <i>L. M. Sokolowski</i> ) . . . . .	129
ROZMOWY	
Fragmety rozmowy z Władysławem Kapuścińskim . . . . .	151
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
K. Siegel, K. Sokalski — Doświadczenia wprowadzające do termodynamiki statystycznej . . . . .	161
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Ciszewski, A. Kiejna — Skaningowa mikroskopia tunelowa . . . . .	173
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	177
RECENZJE . . . . .	181
LIST DO REDAKCJI . . . . .	185
KRONIKA . . . . .	187

## CONTENTS

I. Białynicki-Birula — Entropic Uncertainty Relations . . . . .	103
K. Zalewski — High-Energy Particle Interactions . . . . .	111
P. J. Dean — Deep Levels in Semiconductors . . . . .	119
S. Chandrasekhar — On Stars, their Evolution and their Stability . . . . .	129
DEBATES	
Excerpts from an Interview with Władysław Kapuściński . . . . .	151
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
K. Siegel, K. Sokalski — Introductory Experiments to Statistical Thermodynamics . . . . .	161
SCIENTIFIC NEWS	
A. Ciszewski, A. Kiejna — Scanning Tunnelling Microscopy . . . . .	173
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	177
REVIEWS . . . . .	181
LETTER TO THE EDITOR . . . . .	185
CHRONICLE . . . . .	187