
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 40
ZESZYT 3
1989

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesi

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Dr JAN KALINOWSKI — *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)

Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)

Doc. dr MIECZYŚLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)

Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)

Doc. dr Ewa DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-26-68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 40 ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1989

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Redaktor PWN — Wanda Lohman

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 1960+90 egz. Ark. wyd. 6,5. Ark. druk. 5 Papier druk. kl. V 70×100,
71 g. Oddano do składania w grudniu 1988. Podpisano do druku w czerwcu 1989.
Druk ukończono w czerwcu 1989. Zam. 603/88. Cena zł 200.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Marek S. Wartak

Instytut Fizyki
 Politechnika Wroclawska
 i
 Institute of Physics
 University of California
 Davis, USA

Jak wykorzystać magnetometr kwantowy do badania mechaniki kwantowej?

How to make use of SQUID to test quantum mechanics?

Abstract: In this paper, we review the macroscopic quantum effects: Macroscopic Quantum Tunnelling (MQT) and Macroscopic Quantum Coherence (MQC). We start with a description of rf-SQUID, and then go to detailed discussion of MQT and MQC, first without and then with dissipation. We also present some of the experimental data which have been obtained on isolated Josephson junction as well as on SQUID.

1. Wstęp

W artykule tym przedstawimy rezultaty teoretyczne oraz wstępne wyniki doświadczalne pozwalające odpowiedzieć na pytanie: Czy można zbadać w sposób bezpośredni założenie, że zmienna makroskopowa może być traktowana jako zmienna kwantowa? I dalej (w przypadku odpowiedzi pozytywnej): jaki to ma być układ oraz jaka zmienna?

Możliwość zaobserwowania zjawisk kwantowych w przypadku ciał makroskopowych dyskutowano już od wielu lat [1]. Jednakże dopiero w ostatnich latach stało się możliwe wykonanie eksperymentów ze złączami Josephsona, w których (jak się wydaje) zaobserwowano zachowanie kwantowe jednego ze stopni swobody. Podstawowe pytania, na które należy odpowiedzieć są następujące: a) czy mechanikę kwantową można stosować do ciał makroskopowych (dokładniej do jednego z makroskopowych stopni swobody), w których zawsze istnieje dysypacja? b) kiedy zmienną można traktować jako makroskopową, a stany (kwantowe), które reprezentuje, jako makroskopowe?

W pracy tej omówimy dwa eksperymenty nie posiadające odpowiedników klasycznych, przy pomocy których być może uda się rozstrzygnąć powyższe kwestie. Pierwszy, nazywany w literaturze makroskopowym tunelowaniem kwantowym (MQT od ang. *macroscopic quantum tunnelling*) albo rozpadem, jest makroskopowym odpowiednikiem rozpadu α . Rozważmy zatem układ znajdujący się w stanie metatrwałym w chwili $t = 0$. Prawdopodobieństwo znalezienia go w tym stanie po czasie t jest opisane wzorem

$$p(t) = \exp(-t/\tau), \quad (1.1)$$

gdzie τ jest pewnym czasem charakterystycznym, który może być obliczony, np. metodą WKB. Drugie zjawisko, określane jako makroskopowa koherencja kwantowa (MQC, od ang. *macroscopic quantum coherence*), jest odpowiednikiem efektu rezonansowego w amoniaku [2]. Rozważa się układ poruszający się w symetrycznej, podwójnej jamie potencjału. Załóżmy, że w chwili $t = 0$ znajduje się on w lewej jamie i może tunelować między lewą i prawą jamą. Prawdopodobieństwo znalezienia go w chwili t w lewej jamie wynosi

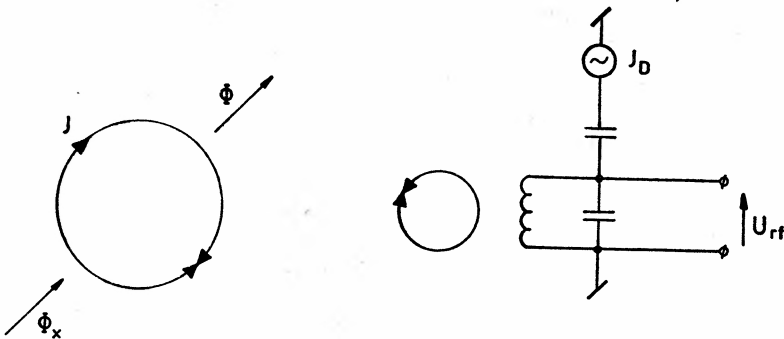
$$p(t) = \cos^2((1/2)\Gamma t), \quad (1.2)$$

gdzie Γ jest częstością tunelowania. Efekt MQC jest bardziej subtelny niż MQT, ponieważ dla MQT efekty kwantowe są ważne jedynie podczas przenikania bariery, gdy tymczasem MQC istnieje tylko dzięki subtelnej koherencji fazowej (którą łatwo zniszczyć) amplitud prawdopodobieństw znalezienia się w lewej lub prawej jamie. Jeżeli te dwa eksperymenty miałyby zostać zrealizowane w urządzeniu, w skład którego wchodzi złącze Josephsona, to z racji tego, że w złączu zawsze istnieją procesy dysypacji, konieczne staje się uwzględnienie jej przy dyskusji MQT i MQC (będzie to tematem dalszej części artykułu).

Zanim omówimy szczegółowo MQT i MQC oraz warunki w jakich są one realizowane, przedstawimy zasadę działania urządzenia zwanego rf-SQUID, w którym poszukuje się w/w. efektów. (Należy jednocześnie zaznaczyć, że MQT można też zrealizować w izolowanym złączu Josephsona).

2. Zasada działania SQUID-a

W pracy tej zajmiemy się procesami zachodzącymi w tzw. magnetometrze kwantowym zmiennoprądowym (w literaturze anglosaskiej nazywanym rf-SQUID od *Superconducting Quantum Interference Device* — tutaj będziemy używać skrótu SQUID rozumiejąc, że mamy do czynienia z urządzeniem na prąd zmienny). Schematycznie przedstawiono go na rys. 1



Rys. 1. SQUID zmiennoprądowy: a) schemat budowy, b) podstawowy schemat elektryczny

wraz z podstawowym schematem elektrycznym. Jest to nadprzewodzący pierścień zawierający tzw. słabe połączenie, którym w szczególności może być złącze Josephsona. Pierścień sprzężony jest z obwodem rezonansowym, który jest sterowany z zewnętrznego źródła prądowego I_D . Reakcja SQUID-a na zewnętrzny strumień pola magnetycznego Φ_x jest

zawarta w napięciu U_{rf} . Podstawowym elementem jest złącze Josephsona. Zakładając, że zasada jego działania jest znana, przytaczamy tylko podstawowy związek między superprądem a różnicą faz na złączu

$$I_S = I_0 \sin \Delta \alpha . \quad (2.1)$$

W dalszym ciągu omówimy kwantowanie strumienia pola magnetycznego w pierścieniu nadprzewodzącym ze złączem oraz najprostszy (ale realny) model SQUID-a.

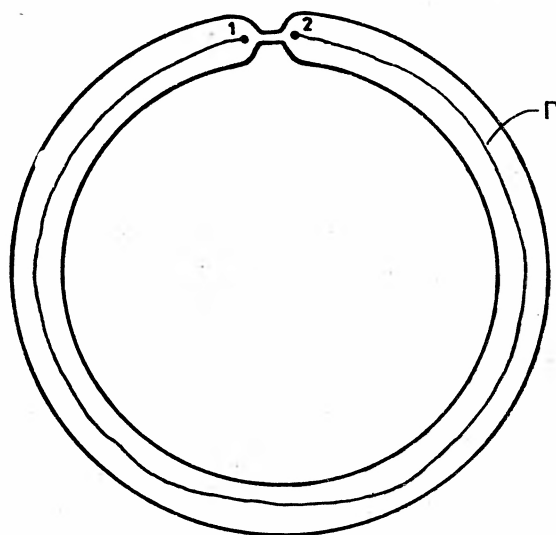
2.1. Kwantowanie strumienia pola magnetycznego w pierścieniu nadprzewodzącym ze złączem

Rozważmy „gruby” pierścień nadprzewodzący (o wymiarze poprzecznym dużo większym od głębokości wnikania Meissnera) ze słabym połączeniem (rys. 2). Jak wiadomo, nadprzewodzące elektrony można opisać korzystając z tzw. funkcji falowej kondensatu w postaci

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\varrho(\mathbf{r})} \exp[i\alpha(\mathbf{r})], \quad (2.2)$$

gdzie $\varrho(\mathbf{r})$ jest gęstością par Coopera, zaś $\alpha(\mathbf{r})$ fazą funkcji falowej. Superprąd jest dany przez

$$\mathbf{J}_S = (i\hbar e/2m)(\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*). \quad (2.3)$$



Rys. 2. Pierścień nadprzewodzący ze słabym połączeniem

W obecności potencjału wektorowego \mathbf{A} , ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) wymagana jest modyfikacja

$$\nabla \Rightarrow \nabla \pm (2ie/\hbar)\mathbf{A}, \quad (2.4)$$

przy czym plus odpowiada ∇ działającemu na Ψ^* , minus zaś, gdy ∇ działa na Ψ . Wykorzystując (2.2), wyrażenie na superprąd możemy zapisać w postaci

$$\mathbf{J}_S = (e\hbar/m)(\nabla\alpha - (2\pi/\Phi_0)\mathbf{A})\varrho(r), \quad (2.5)$$

gdzie Φ_0 jest kwantem strumienia,

$$\Phi_0 = h/2e \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}. \quad (2.6)$$

Obliczmy całkę z \mathbf{J}_s wzdłuż konturu Γ (rys. 2)

$$\int_{\Gamma} \mathbf{J}_s d\mathbf{l} = \hbar(e/m) \int_{\Gamma} \nabla \alpha d\mathbf{l} - \hbar(e/m)(2\pi/\Phi_0) \int_{\Gamma} A d\mathbf{l}. \quad (2.7)$$

Ponieważ założyliśmy, że mamy gruby nadprzewodnik, więc możemy wybrać kontur Γ głęboko wewnątrz nadprzewodnika, gdzie nie płynie prąd. Wtedy lewa strona równania (2.7) znika. Ponadto

$$\int_{\Gamma} A d\mathbf{l} = \int (\nabla \times A) ds \equiv \Phi, \quad (2.8)$$

gdzie Φ jest całkowitym strumieniem pola magnetycznego wewnątrz pętli, a druga całka wykonana jest po powierzchni rozpiętej na pętli. Całkę z fazy można przekształcić następująco

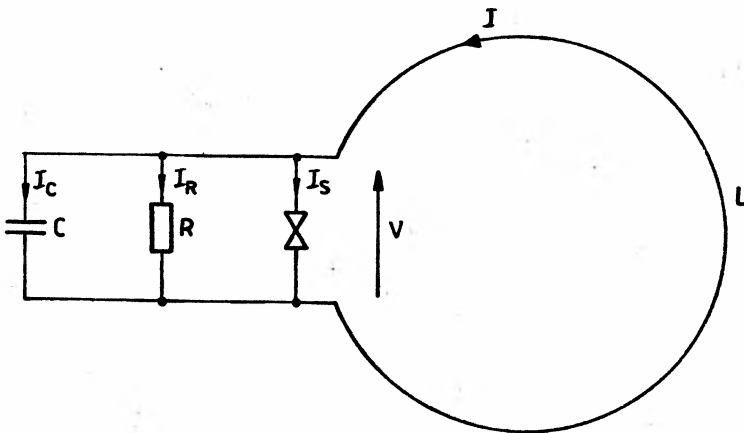
$$\int_{\Gamma} \nabla \alpha d\mathbf{l} = \oint \nabla \alpha d\mathbf{l} + \Delta \alpha = 2\pi n + \Delta \alpha, \quad (2.9)$$

gdzie $\Delta \alpha$ jest różnicą fazy po obu stronach słabego połączenia. Skorzystaliśmy ponadto z faktu, że faza jest zdefiniowana modulo 2π . Reasumując powyższe rezultaty, tj: równania (2.7)-(2.9), otrzymamy tzw. warunek kwantowania (*fluxoid quantization*), który ma postać

$$\Phi + (\Phi_0/2\pi) \Delta \alpha = n \Phi_0. \quad (2.10)$$

2.2. Model z opornością równoległą [3]

Przejdziemy teraz do omówienia najprostszego modelu SQUID-a. Na rys. 3 przedstawiono najprostszy możliwy schemat zastępczy złącza. Składa się on z pojemności C i oporności R kontaktu oraz „idealnego” złącza Josephsona. L jest indukcyjnością nadprzewo-



Rys. 3. Schemat zastępczy złącza

dzącego pierścienia. Całkowity strumień pola magnetycznego Φ , „uwięziony” w pierścieniu, jest związany z zewnętrznym strumieniem Φ_x zależnością

$$\Phi = \Phi_x + LI \quad (2.11)$$

Całkowity prąd I , płynący w pierścieniu, można zapisać w postaci sumy (rys. 3)

$$I = I_S + I_R + I_C. \quad (2.12)$$

Superprąd I_S jest dany wzorem (2.1), zaś prąd normalny I_R wynosi

$$I_R = V/R, \quad (2.13)$$

gdzie V jest napięciem indukowanym na złączu. Trzecia składowa I_C istniejąca na skutek skończonej pojemności C złącza jest dana przez

$$I_C = C\dot{V}. \quad (2.14)$$

Wykorzystując wzory (2.10)-(2.14) dostajemy (uwzględniając, że $V = -\dot{\Phi}$)

$$(\Phi_x - \Phi)/L = I_0 \sin(2\pi\Phi/\Phi_0) + \dot{\Phi}/R + C\ddot{\Phi}. \quad (2.15)$$

Powyższe równanie można interpretować jako klasyczne równanie ruchu cząstki o masie C w obecności tłumienia proporcjonalnego do prędkości ($\eta = 1/R$) i w polu potencjału $U(\Phi)$

$$C\ddot{\Phi} + \eta\dot{\Phi} + dU(\Phi)/d\Phi = 0. \quad (2.16)$$

Potencjał $U(\Phi)$ jest dany wzorem

$$U(\Phi) = (\Phi - \Phi_x)^2/2L - (\Phi_0 I_0/2\pi) \cos(2\pi\Phi/\Phi_0) \quad (2.17)$$

i jest przedstawiony na rys. 4 dla kilku wartości Φ_x . Ekstrema tego potencjału określone z warunku $dU/d\Phi = 0$ spełniają równanie

$$\Phi_x - \Phi = LI_0 \sin(2\pi\Phi/\Phi_0). \quad (2.18)$$

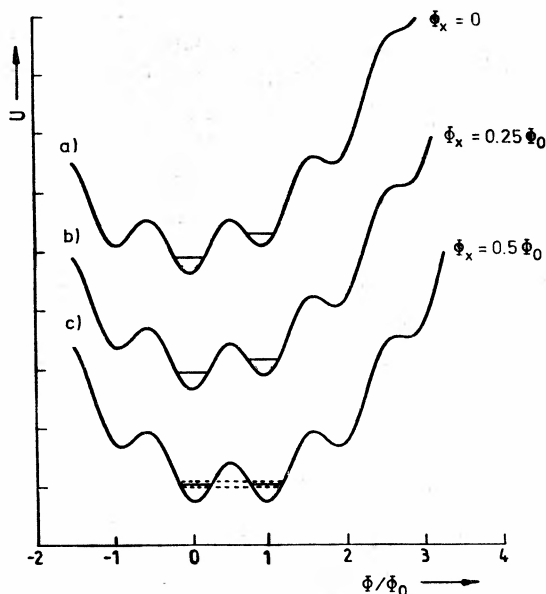
Celem wyselekcjonowania minimum, wymagane jest ponadto spełnienie warunku $d^2U/d\Phi^2 > 0$, co daje

$$1 + \beta_L \cos(2\pi\Phi/\Phi_0) > 0, \quad (2.19)$$

gdzie $\beta_L = 2\pi LI_0/\Phi_0$. Dla $\beta_L > 1$ (tzw. reżym z histerezą) istnieje więcej niż jedno minimum, zaś dla $\beta_L \leq 1$ (reżym bez histerezy) dokładnie jedno. Wyprzedzając nieco dalszą dyskusję można powiedzieć, że działanie SQUID-a opisywanego równaniem ruchu (2.16) odbywa się w tzw. warunkach quasi-statycznych, tj. gdy spełnione są równania (2.18) i (2.19) oraz $\beta_L > 1$. Problem ten omówimy bardziej szczegółowo w rozdziale następnym.

2.3. Praca SQUID-a przy braku fluktuacji termicznych

Analizę pracy SQUID-a przeprowadzimy w warunkach quasi-statycznych zmian strumienia zewnętrznego. Dla właściwego działania wymagane jest ponadto aby złącze było przetłumione, tj. aby $C < (\Phi_0/2\pi I_0)/R^2$. Przy określaniu reakcji SQUID-a na pole zewnętrzne można wtedy zaniedbać człon związany z pojemnością. Ponadto w warunkach,



Rys. 4. Potencjał $U(\Phi)$ dla kilku wartości Φ_x

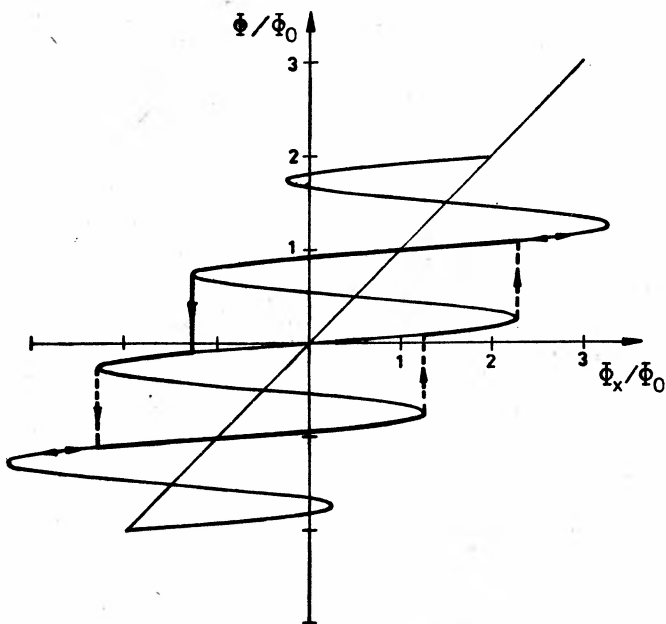
gdy nie ma fluktuacji termicznych (oraz kwantowych) i w granicy $\Phi_x/\Phi_0 \ll R/L$, całkowity prąd I płynący w pierścieniu jest równowagowym superprądem I_S . W tych warunkach równ. (2.15) redukuje się do postaci

$$\Phi = \Phi_x - LI_0 \sin 2\pi\Phi/\Phi_0. \quad (2.20)$$

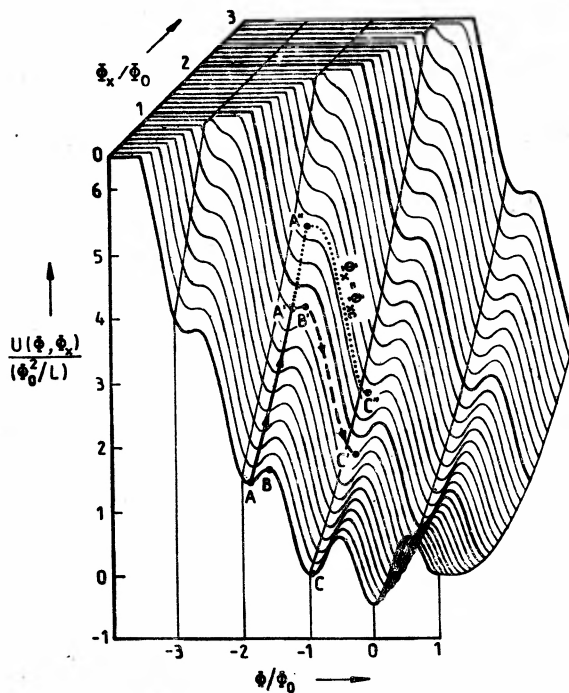
Jest to właśnie równanie (2.18) zadające ekstremum. W dalszym ciągu będziemy się zajmować pracą SQUID-a w reżymie z histerezą, tj. zakładając, że $\beta_L > 1$. Zależność $\Phi(\Phi_x)$ jest wtedy określona krzywą z rys. 5. Dodatnie nachylenia krzywej odpowiadają obszarom gdzie występują lokalne minima potencjału, zaś obszary o ujemnym nachyleniu odpowiadają lokalnym wartościom maksymalnym potencjału. Jest to pokazane wyraźnie na rys. 6. Jeżeli np. początkowo założymy, że $\Phi = -2\Phi_0$ oraz $\Phi_x = 0$ (rys. 6), następnie zaś w nieobecności fluktuacji termicznych zaczniemy zwiększać Φ_x , Φ będzie zmieniać się wzdłuż minimum określonego wzorem (2.20) (krzywa AA'' na rys. 6), aż do momentu, gdy bariera potencjału będzie równa zero (punkt A''). W tym momencie układ dokona szybkiego przejścia do stanu o niższej energii (linia kropkowana $A''C''$). Sytuacja powtórzy się, gdy będziemy w dalszym ciągu zwiększać Φ_x . Korzystając z rys. 6 można łatwo prześledzić ruch układu również w warunkach, gdy Φ_x jest oscylującą funkcją czasu. Wędrowkę układu w płaszczyźnie (Φ, Φ_x) przedstawiono na rys. 5 dla $\beta_L = 4\pi$. Porusza się on wzdłuż nieciągłej drogi z histerezą.

2.4. Analiza pracy SQUID-a przy uwzględnieniu fluktuacji termicznych. Możliwość pojawienia się przejść kwantowych

W skończonej temperaturze na skutek fluktuacji termodynamicznych układ może wykonać przejście do stanu o niższej energii, nawet gdy istnieje bariera potencjału (na rys. 6 krzywa $A'B'C'$). Przejścia te są rozłożone stochastycznie w całym obszarze zmien-



Rys. 5. Całkowity strumień pola magnetycznego Φ w pętli w funkcji strumienia zewnętrznego Φ_x dla $\beta_L > 1$ w warunkach zmian quasi-statycznych (wg [4])



Rys. 6. Zmiana całkowitego strumienia pola magnetycznego Φ w potencjale $U(\Phi)$ przy powolnych zmianach Φ_x , dla $\beta_L = 4\pi$ (wg [5])

ności przyłożonego strumienia Φ_x . Eksperyment [5] polegał na pomiarach rozkładu prawdopodobieństwa przejścia $P_c(\Phi_x)$ w funkcji Φ_x . Teorię tych przejść opracował Kurkijärvi [6]. Analizował on dynamikę przejść pomiędzy różnymi stanami SQUID-a i wyznaczył postać $P_{cl}(\Phi_x)$. Zanim przejdziemy do omówienia teorii Kurkijärvi, wyrazimy interesujące wielkości fizyczne poprzez parametr kontrolowany eksperymentalnie, mianowicie Φ_x ; dokładniej $\Delta\Phi_x = \Phi_{xc} - \Phi_x$, gdzie Φ_{xc} jest wartością zewnętrznego strumienia pola magnetycznego, przy którym znika bariera potencjału (rys. 6). Zakładając, że przejścia termiczne dominują w pobliżu Φ_{xc} , możemy wyznaczyć interesujące nas wielkości fizyczne w niższym rzędzie w $\Delta\Phi_x$. Oznaczmy przez Φ_m jedno z minimów $U(\Phi)$. Jest ono oczywiście funkcją Φ_x , tj. $\Phi_m = \Phi_m(\Phi_x)$. Rozkładając potencjał $U(\Phi)$ (równanie (2.17)) w szereg wokół Φ_m otrzymujemy

$$U(\Phi) = U(\Phi_m) + (1/2)C\omega^2(\Phi - \Phi_m)^2 + (1/6)C\lambda(\Phi - \Phi_m)^3 + \dots, \quad (2.21)$$

gdzie

$$\omega^2 = (1/C)(d^2U/d\Phi^2)|_{\Phi_m} = \omega_{LC}^2(1 + \beta_L \cos 2\pi\Phi_m/\Phi_0) \quad (2.22)$$

jest częstością małych drgań wokół Φ_m , $\omega_{LC}^2 = 1/(LC)$ jest klasyczną częstością rezonansową, zaś

$$\lambda = (1/C)(d^3U/d\Phi^3)|_{\Phi_m} = -(2\pi/\Phi_0)^2 I_0 \sin 2\pi\Phi_m/\Phi_0. \quad (2.23)$$

Niech Φ_{mc} oznacza punkt przegięcia potencjału $U(\Phi)$ osiągnany, gdy $\Phi_x = \Phi_{xc}$. W punkcie tym $(dU/d\Phi)|_{\Phi_{mc}} = 0$ oraz $(d^2U/d\Phi^2)|_{\Phi_{mc}} = 0$, co daje

$$\Phi_{xc} - \Phi_{mc} = LI_0 \sin 2\pi\Phi_{mc}/\Phi_0, \quad (2.24)$$

$$\cos 2\pi\Phi_{mc}/\Phi_0 = -1/\beta_L. \quad (2.25)$$

Odejmując stronami (2.24) oraz (2.18), a następnie rozkładając w szereg do drugiego rzędu w $\Delta\Phi_m = \Phi_{mc} - \Phi_m$ otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_x &= \Delta\Phi_m + LI_0(\sin 2\pi\Phi_{mc}/\Phi_0 - \sin \Phi_m/\Phi_0) = \\ &= \frac{1}{2}LI_0(2\pi/\Phi_0)^2(\Delta\Phi_m)^2 \sin 2\pi\Phi_{mc}/\Phi_0 = \\ &= \frac{1}{2}LI_0(2\pi/\Phi_m)^2(\Delta\Phi_m)^2(1 - 1/\beta_L^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

W celu otrzymania ostatniej równości wykorzystano (2.25). Dla $\beta_L \gg 1$ wyrażenia te znacznie się upraszczają. Otrzymujemy wtedy

$$\Delta\Phi_m \approx (\Phi_0/2\pi)(2\Delta\Phi_x/(LI_0))^{1/2}. \quad (2.27)$$

Jeśli rozwiniemy wyrażenia (2.22) i (2.23) wokół Φ_m i wykorzystamy wzór (2.27), w granicy $\beta_L \gg 1$ otrzymamy

$$\omega = \omega_{LC}(2\pi\sqrt{2})^{1/2}(LI_0/\Phi_0)(\Delta\Phi_x/\Phi_0), \quad (2.28)$$

$$\lambda = (I_0/C)(2\pi/\Phi_0)^2. \quad (2.29)$$

Wykorzystując dotychczasowe wyniki możemy również wyrazić barierę potencjału za pomocą $\Delta\Phi_x$. Definiujemy różnicę potencjałów w punktach A i B (rys. 6) jako

$$\begin{aligned} \Delta U(\Delta\Phi_x) &= U(\Phi_B) - U(\Phi_A) = \\ &= (4/3L)[\Phi_0/2\pi]\{2/[LI_c(1 - 1/\beta_L)^{1/2}]\}^{1/2}(2\pi\Delta\Phi_x/\Phi_0) = U_0(2\pi\Delta\Phi_x/\Phi_0). \end{aligned} \quad (2.30)$$

Możemy teraz przejść do szczegółowego omówienia teorii Kurkijärvi. Podstawą tej teorii były wyrażenia wyprowadzone przez Kramersa [7] dla czasu życia w metatrwałej jamie potencjału. W przypadku małej pojemności kontaktu albo dużego tłumienia, czas życia w jamie metatrwałej redukuje się do postaci

$$1/\tau = (\omega_A \omega_B / 2\pi\eta) \exp[-\Delta U / (kT)], \quad (2.31)$$

gdzie ω_A i ω_B są krzywiznami w punktach A i B (rys. 6). Prawdopodobieństwo, że rozpad układu ze stanu w punkcie A nie nastąpił aż do chwili t jest dane przez

$$W_{cl}(t) = \exp\left[-\int_{-\infty}^t ds (\Delta\Phi_x(s)) / \tau\right]. \quad (2.32)$$

Zmiana strumienia zewnętrznego odbywa się z częstością ω_x , małą w porównaniu z częstościami wszystkich innych procesów (warunki quasi-statyczne)

$$d/dt(\Phi_x / \Phi_0) = \omega_x / (2\pi). \quad (2.33)$$

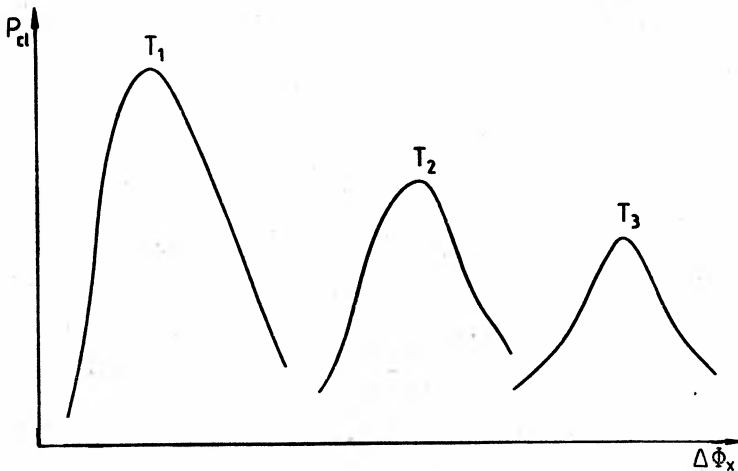
W ten sposób

$$(d/dt)\Delta\Phi_x = (d/dt)(\Phi_{xc} - \Phi_x) / \Phi_0 = -\omega_x / (2\pi). \quad (2.34)$$

W warunkach quasi-statycznych całkę (2.32) można obliczyć [6]

$$W_{cl}(u) = \exp(-Xe^{-u^{3/2}}), \quad (2.35)$$

gdzie $u = [U_0 / (kT)]^{2/3} \Delta\Phi_x$, oraz $X = (2/3\omega_x) [\omega_{cL}^2 / 2\pi\eta] (kT / U_0)$. U_0 jest zdefiniowane poprzez różnicę potencjałów w punktach A i B , równ. (2.30). Różniczkując $W_{cl}(u)$ wzglę-



Rys. 7. Prawdopodobieństwa przejść termicznych dla trzech różnych temperatur $T_1 < T_2 < T_3$

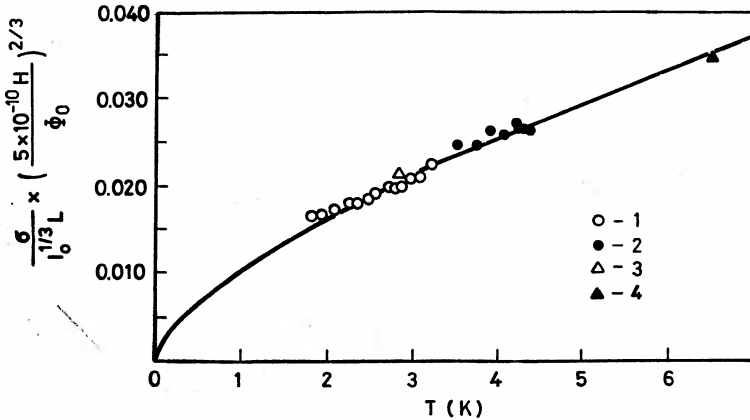
dem u , co odpowiada $P_{cl}(\Phi) = dW_{cl}(\Phi_x) / d\Phi_x$, znajdujemy istotną wielkość P_{cl} , prawdopodobieństwo przeskoku przy zadanym $\Delta\Phi_x$. Na rys. 7 pokazano P_{cl} dla kilku wartości temperatury. Dla dużych temperatur przejścia mogą zachodzić dla względnie wysokiej bariery potencjału; gdy zaś temperatura dąży do zera, P_{cl} dąży do funkcji delta, co ozna-

cza, że przejścia mogą zachodzić tylko dla $\Phi_x = \Phi_{xc}$. Kurkijärvi obliczył także wariancję $\sigma^2 = \langle (u - \langle u \rangle)^2 \rangle$. Dla $\beta_L \gg 1$, σ wynosi

$$\sigma = \sigma_u L I_0 [2\pi k T / (\Phi_0 I_0)]^{2/3} [3/4 \sqrt{2}]^{2/3} \propto I_0^{1/3} L T^{2/3}. \quad (2.36)$$

Jedyną próbą doświadczalnego sprawdzenia zależności (2.36) została przeprowadzona przez Jackela i in. [5]. Wyniki przedstawiono na rys. 8 (dla czterech różnych kontaktów). Zgodność z teorią Kurkijärvi jest zadowalająca.

Jednakże oprócz ww. mechanizmu przejść termicznych można rozważać możliwość kwantowego przejścia pod barierą do stanu o niższej energii. Jest to możliwe, ponieważ



Rys. 8. Zależność temperaturowa wariancji (wg [5]). Linia ciągła przedstawia zależność teoretyczną daną wzorem (2.36)

układ (SQUID) posiada elektrostatyczną energię kinetyczną $(1/2)C\Phi^2$, z czego wynika, że tunelowanie będzie najłatwiej zachodzić w układach z bardzo małą pojemnością złącza. Wtedy szerokość bariery potencjału będzie mniejsza niż długość fali de Broglie'a. Proces tunelowania można próbować zaobserwować w złączach o pojemności rzędu 10^{-11} F i temperaturach już rzędu 1 K. Ogólnie oczekujemy, że przy przejściach od stanu meta-trwałego do trwałego tunelowanie będzie dominować nad fluktuacjami termodynamicznymi gdy $kT \ll \hbar\omega$. Na koniec należy podkreślić, że w SQUID-zie (oraz złączach Josephsona, *vide* dalej) w odróżnieniu od tunelowania mikroskopowego np. elektronu, dysypacja odgrywa bardzo ważną rolę i nie może być zaniedbywana. Przejdziemy teraz do szczegółowego omówienia MQT i MQC bez dysypacji.

3. Tunelowanie i koherencja

Przypomnijmy najpierw, że stan pierścienia nadprzewodzącego bez złącza z płynącym prądem jest stanem metatrwałym w tym sensie, że zawsze istnieje różne od zera prawdopodobieństwo przejścia do stanu o niższej energii swobodnej i mniejszej wartości płynącego prądu. Oczywiście jest, że jednym z mechanizmów mogących wywołać przejścia są fluktuacje termiczne. Te jednakże zmniejszają się w miarę obniżania temperatury. Fluktuacje kwan-

towe nie zależą od temperatury, jednakże dla pierścienia nadprzewodzącego bez złącza prawdopodobieństwo przejścia ze stanu metatrwałego na skutek tunelowania jest zaniedbywalne (czas życia w jamie metatrwałej jest astronomicznie długi. Dopiero wprowadzenie złącza do nadprzewodzącego pierścienia pozwala na realistyczną z punktu widzenia doświadczenia dyskusję problemu.

Zanik superprądu na skutek fluktuacji termodynamicznych w SQUID-zie został już omówiony w rozdziale 2. W tym rozdziale zajmiemy się zanikiem superprądu na skutek efektów kwantowych (tunelowanie). Możliwość taka była rozważana po raz pierwszy przez Scalapina [8] dla czystego złącza Josephsona i następnie omówiona dla SQUID-a przez Caldeirę [9] i Leggetta [10]. Problem fluktuacji kwantowych różnicy faz na złączu Josephsona omówimy w drugiej części.

Przed przystąpieniem do wyliczeń wielkości, które mogą być zmierzone eksperymentalnie musimy jednakże sformułować analog kwantowy równania (2.16). Jeżeli zaniedbamy dysypację, wtedy lagranżjan opisujący układ ma postać

$$L(\Phi, \dot{\Phi}) = (1/2)C\dot{\Phi}^2 - U(\Phi), \quad (3.1)$$

gdzie potencjał $U(\Phi)$ jest dany wzorem (2.17). Definiując w zwykły sposób pęd uogólniony

$$P_{\Phi} = \partial L / \partial \dot{\Phi} = C\dot{\Phi},$$

znajdujemy regułę komutacyjną

$$[P_{\Phi}, \Phi] = -i\hbar, \quad (3.2)$$

lub

$$P_{\Phi} \Rightarrow -i\hbar \partial / \partial \Phi. \quad (3.3)$$

Kwantowym analogiem klasycznego równ. (2.16) jest zatem

$$\{-\hbar^2/(2C)\partial^2/\partial\Phi^2 + U(\Phi)\}\Psi(\Phi) = i\hbar\dot{\Psi}(\Phi). \quad (3.4)$$

Rozwiązania powyższego równania zadają amplitudę $\psi(\Phi, t)$ opisującą układ, w którym strumień pola w chwili t ma wartość Φ . Tak sformułowany problem jest typowym zagadnieniem pojawiającym się w mechanice kwantowej. Należy zauważyć, że pomijamy dyskusję słuszności powyższej procedury kwantowania.

3.1. Tunelowanie kwantowe w SQUID-zie i warunki, w jakich ono zachodzi

Celem przedstawienia istoty problemu ograniczymy się do potencjału trzeciego stopnia („kubicznego”)

$$U(q) = \frac{1}{2}m\omega_0^2(q^2 - \text{const}q^3), \quad (3.5)$$

gdzie ω_0 jest częstością małych drgań w jamie. W granicy WKB ($\hbar\omega_0 \ll U_0$) i dla $T = 0$ prawdopodobieństwo przejścia na jednostkę czasu wynosi [11].

$$P_{\text{QM}} = \text{const}\omega_0[U_0/(\hbar\omega_0)]^{1/2} \exp\left\{-2 \int_0^{q_0} [2mU(q)]^{1/2} dq/\hbar\right\}. \quad (3.6)$$

Dla większości potencjałów wyrażenie to można zapisać jako funkcję zmiennej $aU_0/(\hbar\omega_0)$, gdzie a jest wielkością bezwymiarową rzędu 2π będącą funkcją kształtu bariery. Dla potencjału trzeciego stopnia mamy [9, 11]

$$P_{QM}(\text{kub.}) = \omega_0 [60U_0/(\hbar\omega_0)]^{1/2} [18/(5\pi)]^{1/2} \exp[-(36/5)U_0/(\hbar\omega_0)]. \quad (3.7)$$

Ażeby uzyskać dostępne doświadczalnie czasy tunelowania, np. jedno przejście na sekundę, musi zostać spełniony warunek

$$U \text{ niezbyt duże w porównaniu z } \hbar\omega_0. \quad (3.8)$$

Ażeby przejścia kwantowe dominowały nad klasycznymi, musi być ponadto spełniony warunek $P_{QM} \gg P_{cl}$, co daje

$$kT \ll \hbar\omega_0/a. \quad (3.9)$$

W praktyce jednakże nie obserwuje się P , lecz σ . Wartość σ_{cl} została już obliczona wcześniej, równ. (2.36). Możliwe jest (choć mniej proste, więc pomijamy) obliczenie również σ_{QM} [9], [11]

$$\sigma_{QM} = \text{const } \frac{1}{2} \{ (5\pi/12) \hbar\omega / (\Phi^2/L) \}^{4/5} (LI_0/\Phi_0)^{1/5} \Phi_0. \quad (3.10)$$

Warunek $\sigma_{QM} \gg \sigma_{cl}$ określa warunki obserwowalności przejść kwantowych

$$kT \ll 0.15 [\hbar\omega / (I_0 \Phi_0)]^{1/5} \hbar\omega \equiv 0.15 c \hbar\omega, \quad (3.11)$$

gdzie stała c wynosi ok. 0,2. Dla spotykanych wartości parametrów oznacza to, że celem zaobserwowania MQT powinniśmy osiągnąć temperaturę T^* rzędu 0,1 K, co nie jest warunkiem zbyt trudnym do spełnienia w praktyce. Oszacowanie T^* przy uwzględnieniu dysypacji będzie dokonane w dalszej części artykułu. Nie dyskutujemy również wyników doświadczalnych (istotna obecność dysypacji) ograniczając się do stwierdzenia, że w świetle powyższych oszacowań zaobserwowanie MQT jest zupełnie realne. Przejdziemy teraz do omówienia MQC.

3.2. MQC bez dysypacji

Efekt ten po raz pierwszy był dyskutowany przez Leggetta [12]. W przypadku SQUID-a może być zrealizowany, gdy $\Phi_x = 0,5\Phi_0$ (rys. 4). Jest on odpowiednikiem oscylacji cząsteczki azotu w molekuale amoniaku NH_3 . Ogólnie, można rozważyć układ, np. cząstkę o masie m , która w chwili $t = 0$ jest zlokalizowana w jednej z jam (powiedzmy lewej) podwójnej studni potencjału. Stan podstawowy takiej cząstki jest w przybliżeniu symetryczną kombinacją stanów w obu jamach oddzielnie. Zachodzenie na siebie funkcji falowych z obu jam prowadzi do oscylacji cząstki między jamami z częstością Γ daną wzorem

$$\Gamma = \text{const } \omega_0 \{ \exp - \int (1/\hbar) [2mU(q)]^{1/2} dq \}, \quad (3.12)$$

gdzie ω_0 jest częstością małych drgań w jednej z jam, całka zaś jest liczona między minimumami. Wielkość $\hbar\Gamma$ jest rozszczepieniem poziomu podstawowego cząstki w podwójnej

studni potencjału. Oznaczmy przez $|1\rangle$ i $|2\rangle$ dwa najniższe (symetryczny i antysymetryczny) stany cząstki w podwójnej jamie potencjału zadanej wzorem

$$U(q) = \frac{1}{2}U_0(q^2 - q_0^2)^2, \quad (3.13)$$

wraz z odpowiadającymi im wartościami własnymi E_1 i E_2 , $\hbar\Gamma = E_2 - E_1$. Stany te w przybliżeniu można zapisać jako

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |+\rangle + |-\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \\ |2\rangle &= |+\rangle - |-\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

gdzie $|+\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ i $|-\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ odpowiadają stanom zlokalizowanym odpowiednio w prawej i lewej jamie. Niech

$$H_0 = p^2/(2m) + U(q)$$

będzie hamiltonianem cząstki w potencjale danym wzorem (3.13). Ogólnie można napisać:

$$H_0|n\rangle = E_n|n\rangle$$

lub

$$H_0 \sum_n |n\rangle \langle n| = \sum_n E_n |n\rangle \langle n|. \quad (3.15)$$

W tym miejscu wykonujemy istotne uproszczenie, tzw. redukcję jamy podwójnej do układu dwupoziomowego. Mianowicie, w rozkładzie (3.15) ograniczamy się do dwóch składników, tj.

$$H_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| = E_1\hat{n}_1 + E_2\hat{n}_2. \quad (3.16)$$

Macierze Pauliego σ_x wprowadzamy w zwykły sposób

$$\hat{n}_1 = 1/2(1 + \sigma_x), \quad \hat{n}_2 = 1/2(1 - \sigma_x),$$

co pozwala zapisać równ. (3.16) w postaci ($\Delta = E_1 - E_2$)

$$H_0 = \text{const} - \frac{1}{2}\Delta\sigma_x, \quad (3.17)$$

a to jest właśnie hamiltonian układu dwupoziomowego. Taki zapis H_0 wykorzystamy później, gdy przejdziemy do opisu układu sprzężonego ze zbiornikiem ciepła.

W tym miejscu powstaje pytanie, jak zaobserwować rozszczepienie stanu podstawowego. Wydaje się, na pierwszy rzut oka, że metoda rezonansowa stosowana przy badaniu molekuł będzie tu również przydatna. Okazuje się jednak, że nie, a to dlatego, że w spektroskopii atomowej mamy do czynienia z olbrzymią liczbą cząsteczek i moc absorbowana jest duża. W przypadku pojedynczej cząstki, jaką jest SQUID, nie wydaje się, aby była nadzieja na zaobserwowanie pochłoniętej mocy. Trzeba użyć innych metod. Aby zrozumieć jedną z nich przejdźmy do opisu dynamiki naszego układu dwupoziomowego.

Dowolny stan $\langle s|$ obiektu (niekoniecznie mikroskopowego) przedstawimy w postaci superpozycji stanów bazy $|1\rangle$ i $|2\rangle$

$$\langle s| = \langle s|1\rangle\langle 1| + \langle s|2\rangle\langle 2|, \quad (3.18)$$

lub

$$\langle s| = C_1\langle 1| + C_2\langle 2|.$$

Amplitudy C_1 i C_2 spełniają równania [2]

$$-i\hbar\dot{C}_1 = H_{11}C_1 + H_{12}C_2, \quad (3.19)$$

$$-i\hbar\dot{C}_2 = H_{21}C_1 + H_{22}C_2. \quad (3.20)$$

Dla uproszczenia założymy, że $H_{11} = H_{22} = E_0$ oraz $H_{12} = H_{21} = -\Gamma$. Rozwiązując powyższy układ równań z warunkiem początkowym, że w chwili $t = 0$ układ znajdował się w stanie $|1\rangle$ (lewa jama) znajdujemy

$$\begin{aligned} C_1(t) &= \exp[(i/\hbar)E_0 t] \cos(\Gamma t/\hbar), \\ C_2(t) &= -i \exp[(i/\hbar)E_0 t] \sin(\Gamma t/\hbar). \end{aligned} \quad (3.21)$$

Z powyższego wynika, że prawdopodobieństwo znalezienia układu w chwili t w stanie $|1\rangle$ jest równe

$$p(t) = |C_1(t)|^2 = \cos^2(\Gamma t/\hbar) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2\Gamma t/\hbar)). \quad (3.22)$$

Jest oczywiste, że aby zaobserwować powyższe oscylacje nie możemy prowadzić obserwacji układu w sposób ciągły, gdyż prowadziłoby to do zniszczenia subtelnej interferencji między lewą i prawą jamą, niezbędnej do wystąpienia oscylacji. Można jednak dokonywać obserwacji w sposób wyrwykowy, tj. włączać aparaturę tylko na przeciąg krótkiej chwili, rejestrować, w której jamie znajduje się cząstka i następnie wyłączać ją na długi czas, by potem znowu powtórzyć zabieg. Proces ten należy powtarzać tak długo, aż zgromadzi się odpowiednią liczbę danych. Eksperymentalne aspekty omówimy dokładniej w dalszej części artykułu.

4. Model złącza spolaryzowanego prądowo

W pierwszej części artykułu skoncentrowaliśmy się głównie na magnetometrze kwantowym i na jego przykładzie omówiliśmy zasadę MQT i MQC. Należy podkreślić jednak, że najbardziej przekonujące wyniki doświadczalne zostały osiągnięte w izolowanym złączu Josephsona. Dlatego naszą obecną dyskusję rozpoczniemy od omówienia modelu złącza Josephsona spolaryzowanego prądowo (tzw. model CBJ-current biased junction). Model ten (rys. 9) jest podobny do wprowadzonego w rozdz. 2.2 (rys. 3), ale dodatkowo zawiera on źródło prądowe I_B . Prąd I_B jest dany przez

$$I_B = C\dot{V} + I_0 \sin \delta + V/R, \quad (4.1)$$

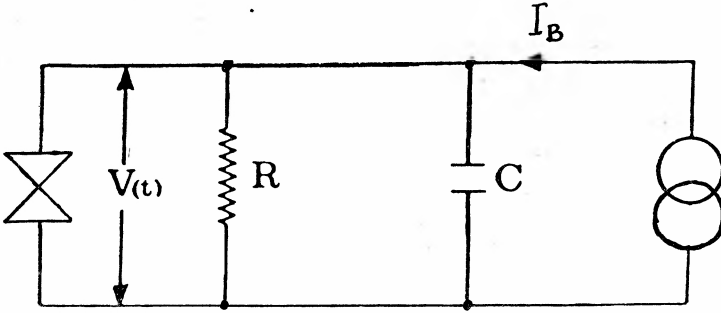
gdzie δ jest różnicą faz na złączu i jest związana z napięciem V na złączu relacją Josephsona

$$V = \Phi_0 \dot{\delta}/(2\pi), \quad (4.2)$$

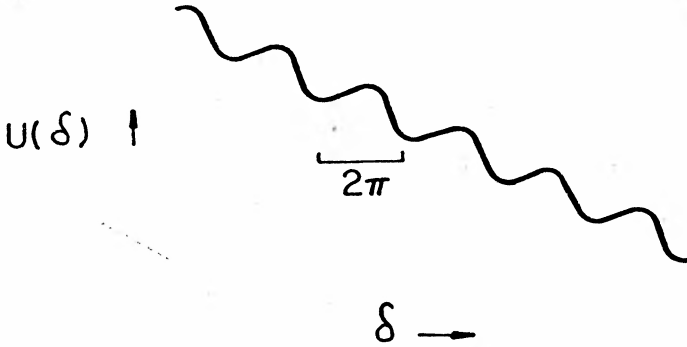
gdzie $\Phi_0 = h/2e$ jest kwantem strumienia. Zastępując w równaniu (4.1) potencjał V różnicą faz δ , otrzymujemy równanie ruchu dla złącza

$$((C\Phi_0/2\pi))\ddot{\delta} + (\Phi_0/(2\pi R))\dot{\delta} + \partial/\partial\delta(I_0 \cos\delta + I_B\delta) = 0. \quad (4.3)$$

Potencjał $U = U(\delta)$ pojawiający się w powyższym równaniu przedstawiono na rys. 10 (tzw. washboard potential). Jest on tylko częściowo podobny do potencjału magnetometru



Rys. 9. Model złącza Josephsona spolaryzowanego prądowo



Rys. 10. Potencjał w równaniu ruchu złącza Josephsona; δ jest różnicą faz na złączu

kwantowego (rys. 4). Główna różnica polega na tym, że potencjału nie można uczynić symetrycznym, w związku z czym w izolowanym złączu Josephsona można przeprowadzić tylko eksperyment tunelowania, a nie koherencji.

Stan złącza o napięciu równym zero istnieje wtedy, gdy układ (złącze) jest zlokalizowany w jednym z minimum potencjału. Wyjście z tego minimum będzie prowadzić do (ciągłego) ruchu w dół, a zatem do niezerowej różnicy potencjału na złączu, zgodnie ze wzorem (4.2).

W granicy wysokich temperatur prawdopodobieństwo wyjścia z jamy metatrwałej będzie zdominowane przez przejścia termiczne. Zostało to po raz pierwszy potwierdzone doświadczalnie przez Fultona i Dunklebergera [14]. Przy ochładzaniu układu, w granicy niskich temperatur, przejścia będą zdominowane przez MQT. Jak już wspomniano poprzednio istotną rolę odgrywa dysypacja. Wprowadzimy ją w rozdziale następnym.

5. Fenomenologiczny model dysypacji. Wyniki doświadczalne MQT dla izolowanego złącza Josephsona

Naszą dyskusję rozpoczniemy od magnetometru kwantowego. Działanie jego jest opisane poprzez zmienną makroskopową Φ — całkowity strumień w pierścieniu, i dlatego każdy opis musi uwzględniać sprzężenie do stopni swobody odpowiedzialnych za dysypację. Problem ten był podkreślony przez Leggetta jeszcze w końcu lat siedemdziesiątych i jest szeroko dyskutowany w pracy Caldeiry i Leggetta [15].

Rozważmy obiekt makroskopowy posiadający wiele stopni swobody. Wyróżnijmy jeden z nich, X (w przypadku magnetometru będzie to całkowity strumień Φ). W celu opisanego naszego układu musimy uwzględnić mikroskopowe stopnie swobody ξ_i ($i = 1, 2, \dots, N$). Typowym przykładem jest dwuwymiarowe wahadło, gdzie X jest współrzędną środka masy, zaś ξ_i są współrzędnymi atomowymi względem środka masy, zaś ζ_i są współrzędnymi atomowymi względem środka masy. Podstawowe pytanie, na które należy odpowiedzieć jest następujące: czy jest możliwe spełnienie takich warunków, aby ruch (kwantowy) we współrzędnej X był niezależny od współrzędnych ξ_i ? W zasadzie nie, i dlatego należy rozważać hamiltoniany ze sprzężeniem między X oraz ξ_i . Jeżeli częstości charakteryzujące ruch mikroskopowy (opisany przez zmienne ξ_i) są znacznie większe niż częstość charakteryzująca ruch makroskopowy (zmienna X), wtedy możemy zastosować przybliżenie Borna-Oppenheimera (adiabaticzne). Ogólnie jest to jednak niemożliwe. Z drugiej strony jednakże nie znamy dokładnego hamiltonianu opisującego zachowanie się zmiennych X i ξ_i , i musimy korzystać z rozważań modelowych. Zanim przejdziemy do sformułowania modelu zbiornika oraz jego sprzężenia z badanym układem przypomnijmy, że naszym celem jest opisanie układu scharakteryzowanego przez zmienną makroskopową q , której klasyczne równanie ruchu jest dane przez (por. równ. (2.16))

$$M\ddot{q} + \eta\dot{q} + \partial/\partial\delta U = F_{\text{ext}}(t), \quad (5.1)$$

gdzie $F_{\text{ext}}(t)$ jest zewnętrzną siłą działającą tylko na układ. Uzasadnienie modelu zbiornika dającego w granicy klasycznej równanie ruchu (5.1) było szeroko dyskutowane w pracy [15] (większość rozważań w tej pracy dotyczy przypadku $T = 0$ i przypadek niezerowych temperatur wymaga oddzielnej dyskusji). Opiera się ono na założeniu, że zbiornik jest słabo zaburzany przez układ i dlatego można pominąć wpływ efektów nieliniowych. Można wtedy przedstawić zbiornik jako zbiór oscylatorów harmoniczych

$$L_B = 1/2 \sum_{\alpha=1}^N m_{\alpha}(\dot{x}_{\alpha}^2 - \omega_{\alpha}^2 x_{\alpha}^2). \quad (5.2)$$

Sprzężenie układu ze zbiornikiem scharakteryzowane przez stałą c_{α} można założyć w postaci liniowej, tj.

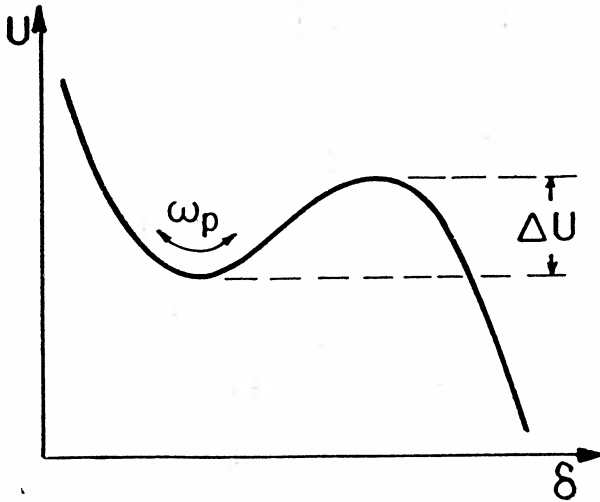
$$L_{\text{int}} = -q \sum_{\alpha=1}^N c_{\alpha} x_{\alpha} + \Phi(q). \quad (5.3)$$

Funkcja $\phi(q)$ została wprowadzona w celu wyeliminowania efektu renormalizacji potencjału układu na skutek oddziaływania ze zbiornikiem. Przy odpowiednim wyborze

funkcji $\phi(q)$, całkowity lagranżjan opisujący układ i zbiornik ma postać

$$L = \frac{1}{2M} \dot{q}^2 - U(q) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} (\dot{x}_{\alpha}^2 - \omega_{\alpha}^2 x_{\alpha}^2) - q \sum_{\alpha} c_{\alpha} x_{\alpha} + \frac{1}{2} M q^2 \Delta \omega^2, \quad (5.4)$$

gdzie $\Delta \omega^2 = -1/M [\sum_{\alpha} (c_{\alpha}^2 / (m_{\alpha} \omega_{\alpha}^2))] < 0$. Narzucając odpowiednie ograniczenia na zbiornik, z lagranżjanu (5.4) można otrzymać klasyczne równanie ruchu (5.1). Znając zatem ograniczenia, przy których otrzymamy opis klasyczny, można użyć lagranżjanu (5.4) do



Rys. 11. Jama trzeciego stopnia; ω_p jest częstością małych drgań w jamie

dyskusji układu w granicy kwantowej. Odpowiednich wyprowadzeń nie będziemy tu przedstawiać. Przytoczymy tylko (z pracy [15]) wyrażenie dla prawdopodobieństwa tunelowania z jamy trzeciego stopnia dla cząstki sprzężonej ze zbiornikiem (rys. 11)

$$\Gamma_{kw} = A e^{-B}, \quad (5.5)$$

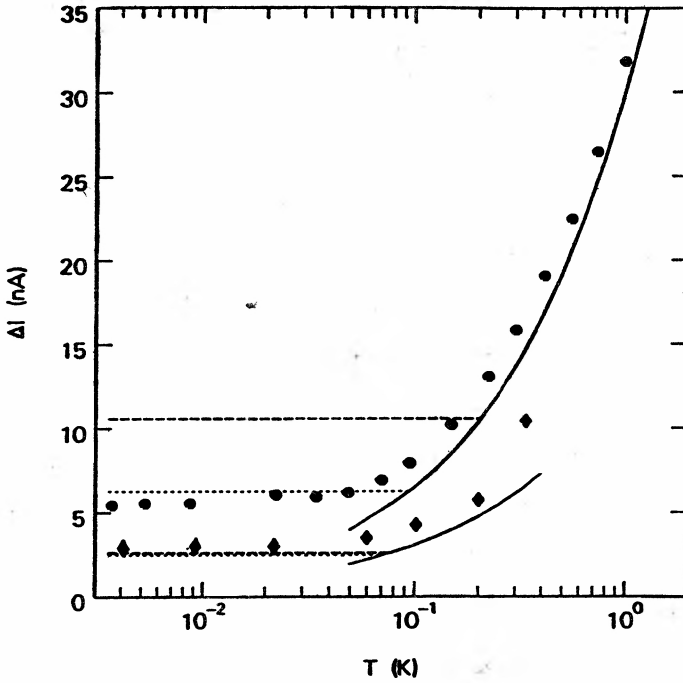
gdzie

$$B = -(\Delta U / \hbar \omega_p) 7.2 [(1 + 0,87/Q) + \dots], \quad (5.6)$$

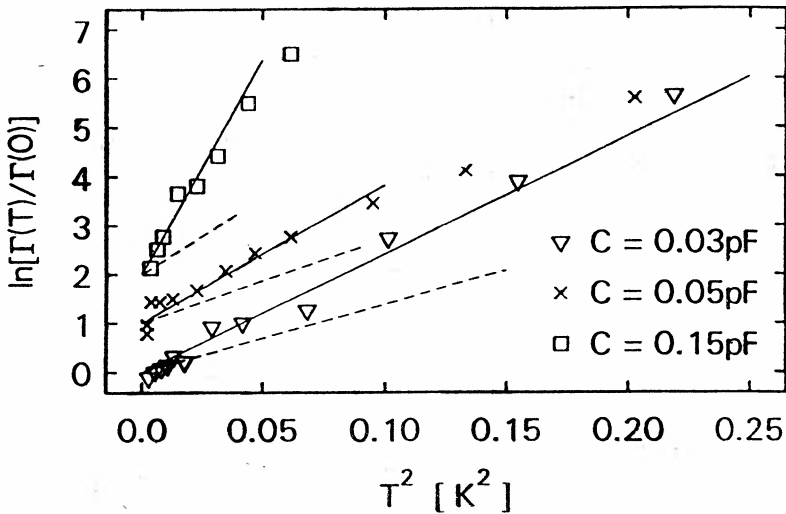
$Q = \omega_p RC$, a ω_p jest częstością oscylacji w jamie. Pierwszy człon w wykładniku opisuje tunelowanie obliczone metodą quasi-klasyczną (przybliżenie WKB) przy braku dysypacji, drugi uwzględnia wpływ tłumienia.

Przeprowadzono również obliczenie współczynnika A oraz uogólniono powyższą teorię na przypadek niezerowych temperatur. Stwierdzono [16], że dla niskich temperatur współczynnik A zależy nieznacznie od temperatury, zaś współczynnik B jest kwadratową funkcją temperatury.

Powyższe zależności teoretyczne zostały potwierdzone doświadczalnie. Na rys. 12 przedstawiono zależność wariacji dla prądu płynącego przez złącze w funkcji temperatury (por. rys. 8). Widać, że w granicy niskich temperatur wariacja nie zależy od tem-



Rys. 12. Zależność temperaturowa wariacji dla dwóch złącz Josephsona. Pokazano również krzywe obliczone teoretycznie: linia ciągła — teoria klasyczna; linia przerywana — MQT bez tłumienia; linia kropkowana — MQT z tłumieniem (wg [17])



Rys. 13. Zależność temperaturowa współczynnika B

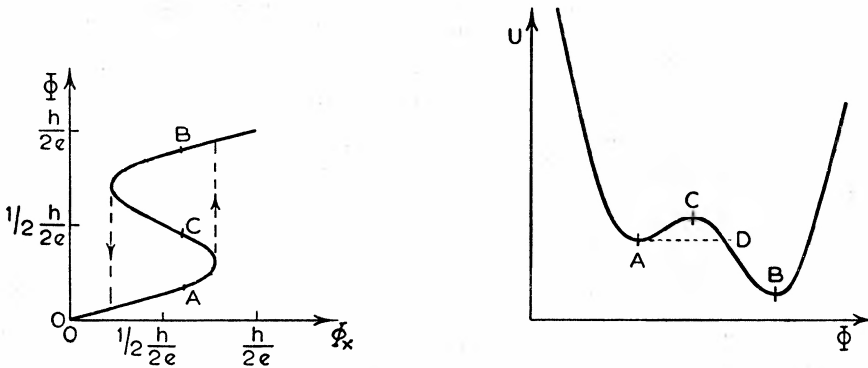
peratury i dają się opisać wyrażeniem kwantowym. Trzy lata później, w 1984 r. pokuszono się o zmierzenie zależności temperaturowej współczynnika B [17]. Wyniki przedstawione na rys. 13 wykazują dobrą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi.

Przejdziemy teraz do omówienia eksperymentów dla MQC.

6. Poszukiwanie MQC w magnetometrze kwantowym

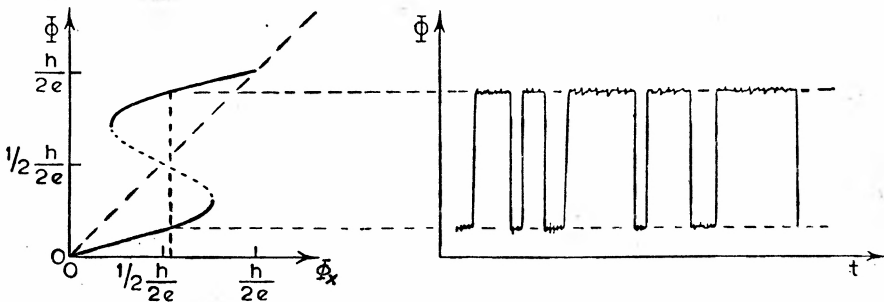
Omawiane w tym rozdziale eksperymenty zostały przeprowadzone w grupie de Bruyn Oubotera w 1983 r. Jak już wspomiano, do zaobserwowania MQC wymagane jest istnienie symetrycznej jamy potencjału, możliwe gdy $\Phi_x = \Phi_0/2$. Zauważmy, że zaobserwowanie MQC w izolowanym złączu Josephsona nie jest możliwe.

Eksperyment polegający na poszukiwaniu oscylacji opisanych wzorem (3.22) przeprowadzono używając dwóch magnetometrów kwantowych. W jednym z nich (układ) zachodziło MQC. Posiadał on bardzo małą pojemność kontaktu, rzędu 10^{-15} F. Całkowity strumień pola magnetycznego mierzono używając innego magnetometru kwantowego w taki sposób, aby nie zakłócać układu. Zasadę zilustrowano na rys. 14, będącym fragmen-



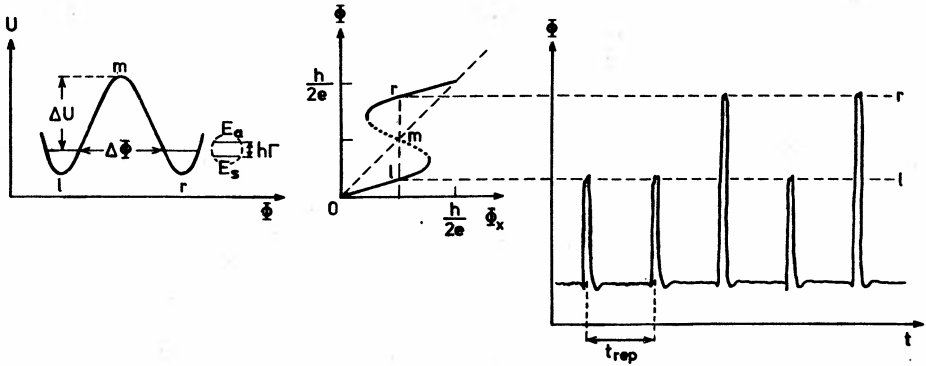
Rys. 14. Całkowity strumień pola magnetycznego w magnetometrze kwantowym w funkcji zewnętrznego strumienia oraz odpowiadający mu potencjał (wg [18])

tem rys. 6. Przedstawia on całkowity strumień pola magnetycznego Φ w funkcji zewnętrznego strumienia Φ_x oraz odpowiadający mu potencjał. Przy ustalonym Φ_x układ może znajdować się w punkcie A (co łatwo stwierdzić mierząc Φ) lub w trwałym minimum B . Możliwe są przejścia zarówno $A \rightarrow B$ jak i $B \rightarrow A$, co wyraźnie widać na rys. 15. Wyniki doświadczalne przedstawione na rys. 15 zostały osiągnięte w przypadku prowadzenia ciągłej obserwacji układu.



Rys. 15. Ewolucja w czasie układu zadanego potencjałem z rys. 14

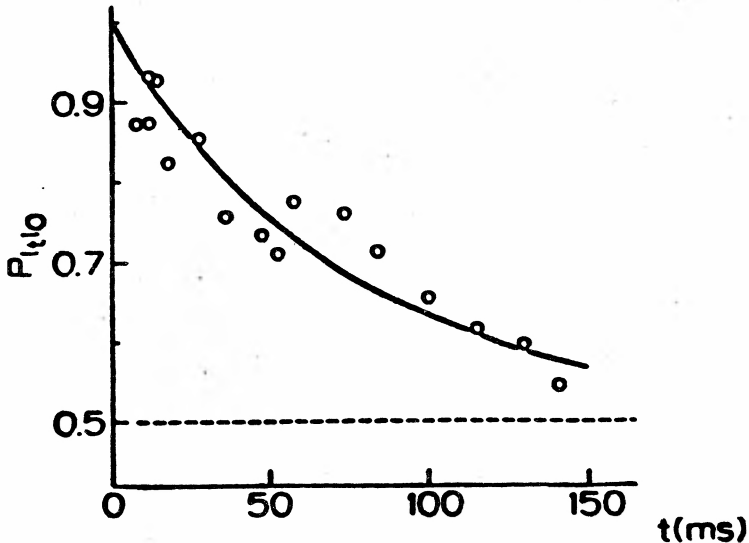
W celu zaobserwowania oscylacji typowych dla MQC należy prowadzić obserwacje w sposób wrywkowy. Bol, van Wedderen i de Bruyn Ouboter [19] mierzyli całkowity strumień pola magnetycznego w sposób opisany powyżej w krótkich odcinkach czasu (rzędu milisekund), po których następowały długie okresy podczas których układ izolowano całkowicie od aparatury pomiarowej (rys. 16). W ten sposób przynajmniej układ po-



Rys. 16. Zasada poszukiwania MQC; pomiar prawdopodobieństwa P_{l_t, l_0} przebywania w lewej jamie

miarowy nie niszczył oscylacji MQC. Niestety, oscylacje niszczyło tłumienie, ponieważ w rozważanym eksperymencie ich nie zaobserwowano (rys. 17). Jest to jak do tej pory jedyny tego typu eksperyment. Inne doświadczenia są ciągle planowane. Mijemy nadzieję, że oscylacje typowe dla mechaniki kwantowej zostaną zaobserwowane.

Rozważania nasze zakończmy przedstawieniem zarysu teorii MQC z uwzględnieniem dysypacji. Należy założyć, że dostępny jest układ (magnetometr kwantowy) opisany po-



Rys. 17. Zależność P_{l_t, l_0} od czasu (wg [19])

tencjałem typu jamy podwójnej. Współrzędna opisująca układ powinna być sprzężona ze zbiornikiem (w analogiczny sposób jak w równaniu (5.3)). Zbiornik możemy zadać tak jak poprzednio, równ. (5.2), czyli w postaci nie oddziałujących oscylatorów harmonicznyc. Tak sformułowany problem jest bardzo trudno rozwiązać. Jednakże zauważmy, że w niskich temperaturach układ znajduje się w zdegenerowanym stanie podstawowym. Degeneracja ta jest usunięta dzięki tunelowaniu między jamami. Mamy zatem do czynienia z układem dwupoziomowym omówionym w rozdz. 3.2. W omawianym przypadku wskutek istnienia dysypacji układ dwupoziomowy powinien być sprzężony ze zbiornikiem. Możemy przypuszczać, że w pewnych warunkach układ dwupoziomowy sprzężony ze zbiornikiem odzwierciedla własności jamy podwójnej sprzężonej z takim samym zbiornikiem. Problem ten jest nietrywialny i zależy od własności zbiornika [20]. Reasumując, zjawisko MQC (a dokładniej oscylacje prawdopodobieństwa znalezienia układu w jednej z jam w obecności zbiornika) możemy opisać następującym hamiltonianem

$$H = -\frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_x + \frac{1}{2}\sum_{\alpha} m_{\alpha}(\dot{x}_{\alpha}^2 - \omega_{\alpha}^2 x_{\alpha}^2) + \frac{1}{2}q_0\sigma_z\sum_{\alpha} c_{\alpha}x_{\alpha}, \quad (6.1)$$

gdzie $\pm(1/2)q_0$ zadaje położenie minimów w podwójnej jamie potencjału. Hamiltonian ten znany jest w literaturze pod nazwą „spin-boson Hamiltonian”. Jest on dogłębnie dyskusowany przez Leggetta i in. [21]. Korzystając z niego autorzy pracy [21] przedyskutowali warunki, w jakich w układzie kwantowym z tłumieniem mogą wystąpić oscylacje $p(t)$ prawdopodobieństwa znalezienia układu w określonym stanie, zakładając, że w chwili $t = 0$ układ znajdował się w tym stanie (patrz równ. (3.22)). Autorzy pracy [21] konkludują, że tłumione oscylacje są możliwe do zaobserwowania i podają odpowiednie kryteria. Obecnie w wielu laboratoriach świata pracuje się nad znalezieniem tych oscylacji.

Literatura

- [1] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, Wiley, N. Y. 1974.
- [2] R. P. Feynman, *Feynmana wykłady z fizyki*, tom 3, PWN, Warszawa 1972.
- [3] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley 1982.
- [4] R. A. Buhrman w: *SQUID and their Applications*, red. H. D. Hahlbohm, H. Lubbig, wyd. W. de Gruyter, Berlin, 1977.
- [5] L. D. Jackel, W. W. Webb, J. E. Lukens, S. S. Pei, *Phys. Rev.* **B9**, 115 (1974).
- [6] J. Kurkijärvi, *Phys. Rev.* **B6**, 832 (1972).
- [7] H. A. Kramers, *Physica* **7**, 284 (1940).
- [8] D. J. Scalapino w: *Tunnelling Phenomena in Solids*, red. E. Burstein, S. Lundquist, Plenum Press, New York 1969.
- [9] A. O. Caldeira, Ph. D. Thesis, University of Sussex 1980 (nie publikowane).
- [10] A. J. Leggett, *J. de Physique (Colloque)* **39**, C6—1264 (1978).
- [11] A. J. Leggett w *Percolation, Localization, and Superconductivity*, red. A. M. Goldman, S. A. Wolf, Plenum Press 1984.
- [12] A. J. Leggett, *Prog. Theor. Phys., Suppl.* **69**, 80 (1980).
- [13] W. C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968); D. E. Mc Cumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 3133 (1968).
- [14] T. A. Fulton, L. N. Dunklenberger, *Phys. Rev.* **B9**, 4760 (1974).
- [15] A. O. Caldeira, A. J. Leggett, *Ann. Phys. (N. Y.)* **149**, 374 (1983); **153**, 445 (E) (1984).

- [16] H. Grabert, U. Weiss, P. Hanggi, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2193 (1984); P. Risenborough, P. Hanggi, E. Friedkin, *Phys. Rev.* **A32**, 489 (1985).
- [17] S. Washburn, R. A. Webb, R. F. Voss, S. M. Faris, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2712 (1985).
- [18] R. de Bruyn Ouboter, D. Bol, *Physica* **98B**, 185 (1980).
- [19] D. Bol, R. van Weelderen, R. de Bruyn Ouboter, *Physica* **122B**, 1 (1983).
- [20] A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, M. S. Wartak, *Phys. Rev.* **A33**, 111 (1986); S. Chakravarty, S. Kivelson, *Phys. Rev.* **B32**, 76 (1985).
- [21] A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg, W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987).

Paweł Haensel

Centrum Astronomiczne PAN
im. Mikołaja Kopernika
Warszawa

Supernowa 1987A: konfrontacja teorii z obserwacjami

Supernova 1987A: Theory versus observations

Abstract: This paper is devoted to SN1987A in the Large Magellanic Cloud. Modern theory of the type II supernovae is reviewed, with particular emphasis on the role of neutrinos in gravitational collapse of massive stars. Observations of SN1987A are also reviewed, including detection of neutrinos from supernova outburst. The results of observations are confronted with the supernova theory. These of the results, which are of particular importance for physics, are discussed.

Pamięci Jerzego S. Stodólkiewicza

1. Wstęp

Gwiazda supernowa to obiekt, którego maksymalna jasność wizualna może być zbliżona do jasności galaktyki, w której się pojawia. Typowe zachowanie się supernowych, to początkowy wzrost jasności (w okresie kilku tygodni), a po osiągnięciu jej maksimum — stopniowe, na ogół znacznie wolniejsze, gaśnięcie.

Ze względu na cechy widmowe oraz krzywą blasku, supernowe dzieli się na dwie zasadnicze grupy. Widma supernowych typu I (w skrócie: SNI) nie wskazują na obecność wodoru w świecącej materii oraz charakteryzują się silnym wzrostem jasności w ciągu pierwszych 2 tygodni. Jasność ta gwałtownie spada po 20-30 dniach, a potem zanika wykładniczo z charakterystycznym czasem „połowicznego zaniku” 77 dni. Wszystkie SNI mają bardzo podobne krzywe blasku. Wyświetlana przez nie w ciągu roku energia promieniowania widzialnego jest rzędu $4 \cdot 10^{49}$ ergów. Warto wspomnieć, dla porównania, że Słońce wyświetla w ciągu roku $1,2 \cdot 10^{41}$ ergów.

Ogólnie przyjęty model SNI oparty jest na scenariuszu, w którym biały karzeł w układzie podwójnym z gwiazdą o małej masie (masa mniejsza od masy Słońca równej: $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{33}$ g), znajdującą się na końcowym etapie ewolucji termojądrowej, przechwytuje materię tej gwiazdy zwiększając w ten sposób swoją masę. Typowy biały karzeł, pozostałość po gwiazdzie o pierwotnej masie $M < 8 M_{\odot}$, zbudowany jest z produktów syntezy termojądrowej, takich jak tlen i węgiel, których jądra tworzą wraz z elektronami zdegenerowaną plazmę o gęstości ponad 10^6 g/cm³. W momencie, w którym masa białego karła przekroczy granicę Chandrasekhara (w tym przypadku $M_{ch} \cong 1,4 M_{\odot}$) ulega on nieuniknionemu zapadnięciu grawitacyjnemu. Ściskanie i grzanie materii w zapadającym

się białym karle inicjuje reakcję syntezy tlenu, która w warunkach degeneracji materii ma charakter wybuchu. Taka synteza termojądrowa prowadzi do eksplozji białego karła, widocznej jako supernowa. Tak więc SNI — to efekt eksplozji jądrowej białego karła.

Supernową typu II charakteryzują silne linie Balmera, wskazujące na obecność znacznych ilości wodoru. Krzywe blasku SNII są bardzo zróżnicowane, chociaż ogólnie rzecz biorąc charakteryzują się one silnym wzrostem jasności w ciągu pierwszych 20 dni. Typowa SNII osiąga maksymalną jasność wizualną 5-6 razy mniejszą niż SNI. Pełna energia wypromieniowana w ciągu roku jest również kilka razy mniejsza i wynosi ok. 10^{49} ergów. Uważa się, że SNII to efekt wybuchu masywnej ($M > 8M_{\odot}$) gwiazdy, znajdującej się na końcowym etapie ewolucji termojądrowej. Wybuch ten jest spowodowany zapadaniem grawitacyjnym jej wewnętrznego, zdegenerowanego rdzenia o masie 1,2-1,6 M_{\odot} .

Supernowe nie są zjawiskiem rzadkim: rocznie obserwuje się średnio 10-30 supernowych, pojawiających się w sąsiednich galaktykach. Zwyczajowo oznacza się supernową podając rok, w którym rozbłysła oraz określając jej kolejność przez dodanie litery alfabetu. Supernowa 1987 A to pierwsza supernowa zaobserwowana w 1987 r. Oznaczana jest w skrócie SN1987A.

Supernowa SN1987A to pierwsza od 1604 r. supernowa, która dzięki swej stosunkowo małej odległości od Ziemi mogła być przez wiele miesięcy obserwowana na półkuli południowej gołym okiem. Pojawiła się ona w towarzyszącej nam nieregularnej, znacznie mniejszej od naszej, galaktyce — Wielkim Obłoku Magellana, w odległości ok. 50 kpc (1 pc = 3,26 lat świetlnych = $3,09 \cdot 10^{13}$ km). Oficjalnym odkrywcą SN1987A jest astronom kanadyjski I. Shelton (Uniwersytet w Toronto), który swego odkrycia dokonał w Obserwatorium Las Campanas w Chile. Analizując otrzymane przez siebie zdjęcia Wielkiego Obłoku Magellana stwierdził on obecność supernowej w tej galaktyce w dniu 24 lutego o godz. 5 czasu uniwersalnego UT (Universal Time), pokrywającego się z czasem Greenwich. Warto wspomnieć, że mniej więcej w tym samym czasie obecność nowej, bardzo jasnej gwiazdy w Wielkim Obłoku Magellana zauważył gołym okiem O. Duhalde z tego samego obserwatorium. W rzeczywistości rozbłysk optyczny SN1987A nastąpił znacznie wcześniej. Najwcześniejszy obraz SN1987A znaleziono na kliszy Mc Naughta [53] ze zdjęciem Wielkiego Obłoku Magellana z 23 lutego o godz. 10.40 ($10^h 40^m$) UT. Obserwacje Jonesa [54] wykonane 23 lutego o godz. 9.40 UT wykazują jeszcze brak supernowej. Tak więc rozbłysk optyczny nastąpił 23 lutego między 9.40 a 10.40 UT. Dokładna analiza wzrostu jasności supernowej w ciągu pierwszych godzin wskazuje, że rozbłysk optyczny nastąpił najprawdopodobniej 23 lutego ok. godz. 10.30 UT.

Od momentu odkrycia SN1987A wszystkie obserwatoria astronomiczne na półkuli południowej rozpoczęły jej systematyczne obserwacje. Już po kilku dniach stwierdzono w jej widmie silne linie Balmera, wskazujące na obecność dużej ilości wodoru. Tak więc SN1987A należy do klasy SNII. Do obserwacji wykorzystano również aparaturę umieszczoną na sztucznych satelitach Ziemi, raketach i balonach. Zanalizowano dane zarejestrowane przez detektory neutrinowe.

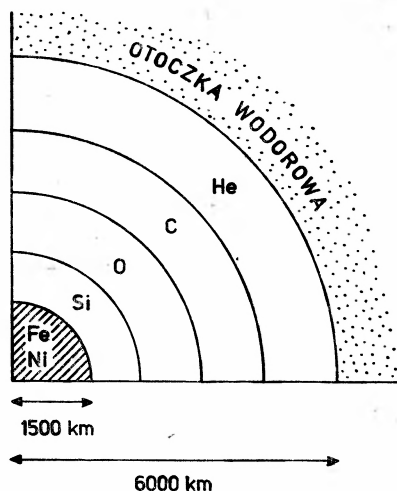
W lutym 1989 r. supernowa ukończyła drugi rok swojego istnienia. Czytelnik może więc odnieść wrażenie, że artykuł ten jest spóźniony. Autor uważa jednak, że ponad dwuletni okres czasu, który upłynął od pojawienia się SN1987A, umożliwił wyjaśnienie wielu problemów i zagadek z nią związanych. Wiele prac napisanych w pierwszych miesiącach po

odkryciu SN1987A było błędnych. Zrewidowano szereg sensacyjnych wyników obserwacji. Wydaje się więc, że właśnie teraz, kiedy opadła już fala emocji, po upływie czasu wystarczającego na dokładne sprawdzenie wyników zarówno obserwacyjnych jak i teoretycznych, można spróbować dokonać przeglądu tego, czego nauczyliśmy się dzięki SN1987A. Celem tego artykułu jest właśnie przegląd wyników dotychczasowych obserwacji oraz konfrontacja tych wyników ze współczesną teorią ewolucji gwiazd. Omówione są również konsekwencje dotychczasowych wyników dla fizyki.

W rozdz. 2 przedstawiona jest współczesna teoria supernowych typu II (SNII) — klasy supernowych, do której należy SN1987A. Główne wyniki dotychczasowych obserwacji SN1987A oraz ich interpretacja oparta na teorii SNII podane są w rozdz. 4-6. Rozdział 7 poświęcony jest konfrontacji wyników obserwacji z teorią. Zagadnieniu znaczenia SN1987A dla fizyki poświęcony jest rozdz. 8. Rozdział 9 zawiera podsumowanie przedstawionych wyników oraz omówienie perspektyw dalszych obserwacji tej supernowej.

2. Supernowa typu II: od implozji do eksplozji

Współczesna teoria ewolucji gwiazd tłumaczy zjawisko SNII jako wynik eksplozji masywnej gwiazdy (masa gwiazdy $M > 8M_{\odot}$). Rozważmy gwiazdę o masie $15M_{\odot}$, która powstała z obłoku materii międzygwiazdowej, składającej się głównie z wodoru. Przez blisko 10^7 lat świeci ona z prawie niezmienną jasnością, czerpiąc energię z reakcji syntezy helu z wodoru. Synteza ta zachodzi w wewnętrznym rdzeniu gwiazdy, w którym panuje temperatura ponad 10^7 K. Proces ten ma charakter quasi-stacjonarny: mówimy, że gwiazda znajduje się na ciągu głównym diagramu ewolucyjnego Hertzsprunga-Russela (patrz np. [1]). W miarę upływu czasu rośnie masa produktu syntezy, helu, i maleje zawartość wodoru w rdzeniu gwiazdy. Z powodu deficytu wodoru synteza termojądrowa w centrum gwiazdy w końcu zanika. Wodór spalany jest już tylko na brzegu rdzenia helowego. Zahamowanie procesu syntezy helu narusza delikatną równowagę gwiazdy. Rdzeń helowy kurczy się, co w konsekwencji prowadzi do wzrostu jego gęstości i temperatury. W momencie, gdy temperatura w centrum gwiazdy osiągnie wartość $1,5 \cdot 10^8$ K, rozpoczyna się proces syntezy z helu, węgla, tlenu i neonu. Rachunki teoretyczne wskazują, że kurczeniu się i ogrzewaniu rdzenia helowego towarzyszy gwałtowne zwiększenie rozmiarów (rozdęcie) otoczki wodorowej. Gwiazda przechodzi do stadium czerwonego olbrzyma, gwałtownie zwiększając swój promień i swoją jasność. Proces kurczenia się i ogrzewania rdzenia gwiazdy powtarza się jeszcze kilkakrotnie, prowadząc za każdym razem do zainicjowania nowego etapu syntezy termojądrowej. Cykl ten kończy się na etapie, w którym produktami syntezy termojądrowej są jądra żelaza (Fe) i niklu (Ni). Rosnący rdzeń Fe-Ni zbudowany jest z plazmy składającej się z jąder Fe, Ni i elektronów (plazma Fe-Ni-e). Jego temperatura przekracza $3,5 \cdot 10^9$ K, gęstość zaś jest większa niż 10^9 g/cm³. Pomimo tak wysokiej temperatury plazma Fe-Ni-e jest zdegenerowana. Ścisłej, zdegenerowanej jest gaz elektronowy dający główny wkład do ciśnienia plazmy. Dalsza synteza termojądrowa jest niemożliwa, bowiem jądra Fe i Ni mają największą energię wiązania (na jeden nukleon) ze wszystkich jąder atomowych. Struktura rdzenia masywnej gwiazdy w okresie bezpośrednio poprzedzającym zapadnięcie się grawitacyjne jest przedstawiona schematycznie na rys. 1.



Rys. 1. Struktura wewnętrzna gwiazdy o masie $15M_{\odot}$ tuż przed zapadnięciem grawitacyjnym. Masa rdzenia Fe-Ni wynosi ok. $1,2-1,3M_{\odot}$. Warto wspomnieć, że utworzenie tego rdzenia poprzez syntezę termojądrową Si zajęło zaledwie kilka dni. Synteza termojądrowa w danej warstwie odbywa się na jej wewnętrznym brzegu

Kluczową rolę dla stabilności równowagi hydrostatycznej zdegenerowanego rdzenia Fe-Ni odgrywa uśredniona po jego objętości wartość indeksu adiabaticznego Γ

$$\Gamma = \left(\frac{d \ln P}{d \ln \varrho} \right)_S \quad (2.1)$$

(P — ciśnienie, ϱ — gęstość) liczonego przy ustalonej entropii na nukleon, S .

Pozostający w równowadze hydrostatycznej układ samograwitujący, jakim jest rdzeń Fe-Ni, jest stabilny względem adiabaticznych zaburzeń gęstości (np. fal dźwiękowych), jeżeli $\langle \Gamma \rangle > 4/3$ (patrz np. [2]). Przy gęstościach powyżej 10^7 g/cm^3 gaz elektronowy jest ultrarelatywistyczny. Jego potencjał chemiczny μ_e (równy energii Fermiego ϵ_F) jest znacznie większy od $m_e c^2$. Wtedy $P_e \propto \varrho^{4/3}$ i $\Gamma_e = \frac{4}{3}$.

Tak więc dla rdzenia Fe-Ni, $\langle \Gamma \rangle$ jest większe od $4/3$ tylko dzięki obecności jąder Fe i Ni tworzących gaz Boltzmann. Ponieważ jednak dominujący wkład do ciśnienia wnoszą zdegenerowane, ultrarelatywistyczne elektrony, równowaga jest płytka. W momencie, gdy masa rdzenia Fe-Ni wzrośnie do ok. $1,4 M_{\odot}$, temperatura w jego centrum osiągnie wartość $8 \cdot 10^9 \text{ K}$, zaś gęstość $4 \cdot 10^9 \text{ g/cm}^3$. W tych warunkach zostają zapoczątkowane dwa procesy, zmniejszające wartość $\langle \Gamma \rangle$ i prowadzące do nieuchronnej implozji rdzenia Fe-Ni. Pierwszym z tych procesów jest fotodysocjacja jąder Fe i Ni na cząstki α i neutrony. Reakcja ta jest endotermiczna. Zwiększa ona liczbę cząstek w materii, co oznacza zwiększenie liczby stopni swobody, a więc i entropii na nukleon. Drugim procesem, mającym fundamentalne znaczenie również dla późniejszych stadiów ewolucji gwiazdy, jest wychwyty elektronów przez jądra atomowe. Reakcja wychwyty e^- przez jądro (A, Z) staje się energetycznie możliwa z chwilą, gdy potencjał chemiczny elektronu spełni warunek

$$\mu_e > W(A, Z-1) - W(A, Z), \quad (2.2)$$

gdzie $W(A, Z)$ jest całkowitą energią jądra (A, Z) , włączając energię spoczynkową nukleonów. Reakcje wychwyty elektronów



prowadzą do gwałtownego zmniejszenia wartości $\langle \Gamma \rangle$, wskutek obniżenia, przy ustalonej gęstości nukleonów, gęstości, a więc i ciśnienia elektronów.

Oba procesy — fotodysocjacja jąder Fe i Ni oraz wychwyt elektronów przez jądra atomowe prowadzą do $\langle \Gamma \rangle < 4/3$, a w konsekwencji — do utraty przez rdzeń Fe–Ni równowagi hydrostatycznej. Nieznaczne zaburzenia prowadzą do implozji rdzenia Fe–Ni (zapadnięcie się grawitacyjne). Ponieważ wzrost gęstości prowadzi do zwiększenia potencjału chemicznego elektronów

$$\mu_e \propto (Z/A)^{1/3} \rho^{1/3}, \quad (2.4)$$

implozji rdzenia gwiazdy towarzyszy *neutronizacja* materii, związana z postępującymi lawinowo reakcjami wychwyty elektronów przez jądra atomowe i przez protony, którym towarzyszy emisja neutrin elektronowych ν_e . W przypadku wychwyty elektronów przez znajdujące się w materii swobodne protony szybkość reakcji wychwyty jest proporcjonalna do μ_e^5 ! Implozja zostaje gwałtownie zahamowana w momencie, gdy materia osiągnie gęstość charakterystyczną dla jąder atomowych, $\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$ g/cm³. Powyżej tej gęstości obecne w materii jądra atomowe zlewają się w jednorodną plazmę, złożoną z neutronów, protonów i elektronów. Oddziaływanie jądrowe między nukleonami prowadzi do gwałtownego wzrostu indeksu adiabatycznego do wartości 2–3.

Rozważmy sferycznie symetryczny ruch cienkiej warstwy kulistej zapadającego się rdzenia gwiazdy. W przybliżeniu newtonowskim równanie ruchu tej warstwy ma postać

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{Gm(r)}{r^2}, \quad (2.5)$$

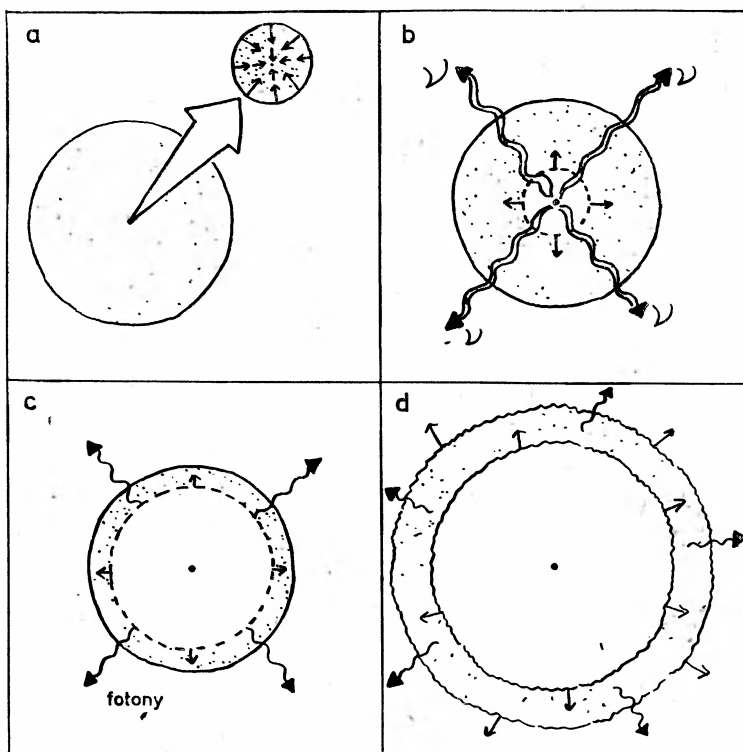
gdzie r — promień warstwy, nazywany współrzędną lagranżowską, v — jej prędkość radialna, a $m(r)$ — masa zawarta wewnątrz promienia r . Do momentu osiągnięcia gęstości jądrowej, człon grawitacyjny dominuje nad członem ciśnieniowym i ruch ma w przy-

bliżeniu charakter prawie swobodnej implozji: $\frac{dv}{dt} < 0$, $v < 0$. Dla $\rho > \rho_0$ człon ciśnieniowy gwałtownie wzrasta, $\frac{dv}{dt} > 0$, i w ciągu ułamka milisekundy następuje zmiana

znaku v . Implozja zamienia się w eksplozję, pozostawiając po sobie w centrum gwiazdy obiekt o masie ok. $1,3 M_\odot$ — protoplaster gwiazdy neutronowej. Powstająca fala uderzeniowa propaguje się od środka gwiazdy na zewnątrz, odrzucając i nagrzewając kolejne, coraz rzadsze warstwy gwiazdy. Typowa początkowa prędkość fali uderzeniowej to $\frac{1}{10} c$. Materia przechodząca przez czoło fali uderzeniowej ulega gwałtownemu nagraniu. Jednocześnie uzyskuje ona prędkość radialną. Z chwilą gdy gorące czoło fali uderzeniowej dotrze do fotosfery gwiazdy, obserwator zarejestruje gwałtowny jej rozblysk. W miejscu, w którym poprzednio znajdowała się stara, masywna gwiazda pojawia się supernowa. Będzie to supernowa typu II, ponieważ fotosfera gwiazdy znajduje się w jej otoczce wodorowej.

Kolejne etapy dramatycznego końca życia masywnej gwiazdy, opisane w tym rozdziale, zostały schematycznie przedstawione na rys. 2.

Należy podkreślić, że przedstawiony został jeden szczególny, wybrany model SNII. Nosi on nazwę modelu „szybkiego wybuchu” (prompt explosion). Model ten był w ostatnim dziesięcioleciu intensywnie rozwijany, w szczególności przez Browna, Bethego i współpr.,



Rys. 2. Kolejne stadia SNII w modelu natychmiastowego wybuchu (prompt explosion), przy początkowej masie gwiazdy $15M_{\odot}$. a) Zapadanie grawitacyjne rdzenia Fe–Ni, które trwa zaledwie ok 0,1 s. b) Nowo narodzona gwiazda neutronowa emituje w ciągu kilkunastu sekund neutrina unoszące energię rzędu 10^{53} ergów, podczas gdy fala uderzeniowa propaguje się od środka gwiazdy z początkową prędkością ok. $\frac{1}{10}c$. Detektory neutrinowe na Ziemi rejestrują impuls neutrinowy. c) Czoło fali uderzeniowej dociera do fotosfery gwiazdy, emitując fotony docierające do obserwatora na Ziemi. W przypadku SN1987A prędkość radialna fotosfery wynosiła początkowo aż 18000 km/s. d) Odrzucona przez falę uderzeniową otoczka gwiazdy rozprzestrzenia się tworząc świecąca mgławicę. W centrum mgławicy znajduje się gorąca, szybko obracająca się gwiazda neutronowa

a także Arnetta, Hillebrandta i współpr. Aktualny przegląd symulacji numerycznych i wyników uzyskanych w ramach tego modelu oraz innych konkurencyjnych modeli SNII można znaleźć w monografiach przeglądowych [3–5]. Supernowa SN1987A dała nam wyjątkową szansę skonfrontowania teoretycznych modeli SNII z rzeczywistością. Wydaje się, że konfrontacja ta wypada na korzyść przedstawionego w tym rozdziale modelu,

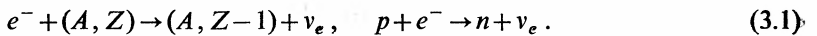
w którym implozja zdegenerowanego rdzenia masywnej gwiazdy generuje silną falę uderzeniową prowadzącą do eksplozji gwiazdy, czemu towarzyszy powstanie w jej centrum zwartego obiektu — protoplasty gwiazdy neutronowej (protogwiazda neutronowa).

3. Rola neutrin

Neutrino odgrywają zazwyczaj marginalną rolę w ewolucji gwiazd. W warunkach panujących we wnętrzu gwiazdy znajdującej się w stadium ciągu głównego materia jest dla neutrin, wytworzonych w towarzyszących syntezie termojądrowej procesach słabych, całkowicie przezroczysta. Neutrino opuszczają gwiazdę nie ulegając praktycznie ani jednemu zderzeniu, i unosząc, np. w przypadku Słońca, kilka procent energii wyprodukowanej w syntezie termojądrowej. Dla masywnej gwiazdy, znajdującej się na końcowym etapie ewolucji termojądrowej (czerwony olbrzym opisany w poprzednim rozdziale) chłodzenie neutrinowe jest znacznie ważniejsze: skraca ono znacznie kolejne stadia, w których jądro gwiazdy ulega skurczeniu.

O ile w przypadku wymienionych powyżej stadiów ewolucji gwiazd rola neutrin sprowadzała się do dodatkowego mechanizmu unoszenia energii z gwiazdy, to w przypadku zapadania grawitacyjnego poprzedzającego SNII neutrino odgrywają bardzo ważną rolę w dynamice całego zjawiska oraz rolę dominującą w bilansie energetycznym.

Zapadanie grawitacyjne, zainicjowane przez procesy fotorozszczepienia jąder Fe i Ni oraz wychwyty elektronów przez jądra atomowe prowadzi do wzrostu gęstości materii, i co za tym idzie, do wzrostu potencjału chemicznego elektronów, $\mu_e \propto (Z/A)^{1/3} \rho^{1/3}$. Prowadzi to do dalszych reakcji wychwyty elektronów przez jądra i przez obecne w materii swobodne protony



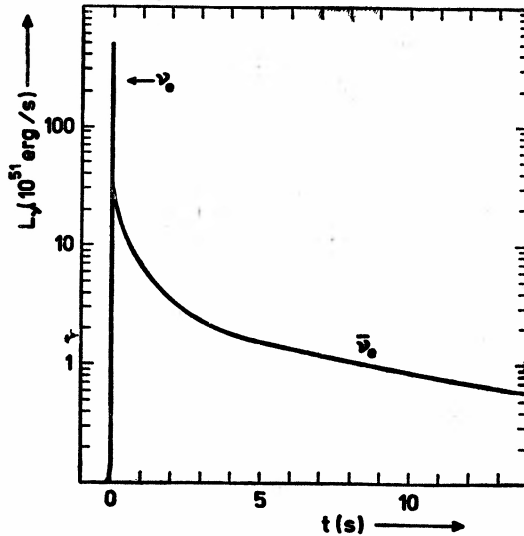
Tempo produkcji ν_e w tych reakcjach rośnie szybko wraz ze wzrostem potencjału chemicznego elektronów (w przypadku wychwyty przez swobodne protony tempo reakcji rośnie jak μ_e^5), co prowadzi do intensywnego rozbłysku neutrinowego zapadającej się gwiazdy. Wynikiem wzrostu gęstości i temperatury materii jest jednak zmniejszenie drogi swobodnej neutrin. Zasadniczą rolę odgrywa przy tym fakt obecności w materii jąder atomowych o liczbie masowej $A \gg 1$. Jak wykazał Freedman [6], rozpraszanie neutrin wyprodukowanych w procesach (3.1) na nukleonach związanych w jądrach atomowych ma charakter *koherentny*. W rezultacie, przekrój czynny na rozpraszanie ich na jądrach jest w dobrym przybliżeniu proporcjonalny do A^2 . Rozpraszanie $\nu_e + (A, Z) \rightarrow \nu_e + (A, Z)$ ma charakter elastyczny i zachodzi głównie dzięki istnieniu odkrytego w 1974 r. *słabego prądu neutralnego*. Ze względu na dużą masę jąder, rozpraszane neutrino w bardzo dobrym przybliżeniu zachowują swoją energię. Rozpraszanie $\nu_e + (A, Z) \rightarrow \nu_e + (A, Z)$ zdecydowanie dominuje nad pozostałymi procesami oddziaływania neutrin z materią powodując, że w momencie, w którym gęstość kurczącej się materii przekroczy wartość $\rho_c = (5-10) \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$, nastąpi *uwieżenie neutrin w materii*,

$$\lambda_{\nu_e}(\rho) < R(t), \quad (3.2)$$

gdzie λ_{ν_e} jest drogą swobodną neutrin elektronowych w materii, zaś $R(t)$ jest chwilową wartością promienia zapadającego się rdzenia gwiazdy (R wynosi ok. 100 km). Począwszy

od tego momentu zapadanie grawitacyjne materii jest procesem *adiabaticznym*, ponieważ czas potrzebny na dyfuzję neutrin staje się znacznie dłuższy od skali czasowej postępującego zapadania. Rozważmy sferyczną warstwę materii, której chwilowa gęstość wynosi ρ_1 . Czas zapadania t_c potrzebny do osiągnięcia gęstości ρ_2 wynosi: w przypadku ($10^{11} \rightarrow 10^{12}$) g/cm³, 25 ms, w przypadku ($10^{12} \rightarrow 10^{13}$) g/cm³, 5 ms, zaś w przypadku ($10^{13} \rightarrow 10^{14}$) g/cm³, 1 ms [7]. Zauważmy, że wyświecanie fotonów jest zawsze zaniedbywalne, ponieważ materia jest dla nich zupełnie nieprzezroczysta ($\lambda_\gamma \ll R$). Tak więc w tej wewnętrznej części zapadającego się rdzenia, w której $\rho > \rho_t$, neutrina są *uwięzione* w materii. Gęstość ρ_t nosi nazwę gęstości uwięzienia (trapping density). Kolejne warstwy zapadającego się rdzenia wchodzi pod powierzchnię $\rho = \rho_t$, zanim jednak tam się znajdują, intensywnie wyświecają ν_e pochodzące z procesów neutronizacji.

Symulacje numeryczne pierwszej fazy zapadania dają jako wynik silny rozbłysk neutrinowy o szerokości czasowej kilkudziesięciu ms (rys. 3). Chociaż jasność energetyczna tego



Rys. 3. Teoretyczna neutrinowa krzywa blasku, wykreślona na podstawie wyników symulacji numerycznych Burrowsa [7]. Zero na osi czasu odpowiada momentowi „odbicia się” (bóunce), w którym zapadanie centralnego rdzenia gwiazdy przeradza się w eksplozję. Szczegółowy opis i interpretacja rysunku podane są w tekście

rozbłysku (energia wyświecana w czasie 1 s) sięga w maksimum $5 \cdot 10^{53}$ erg/s, to z powodu małej szerokości czasowej całkowita energia wyniesiona przez neutrina pochodzące z procesów neutronizacji materii jest znacznie mniejsza od energii wyniesionej na następnym etapie *dyfuzyjnym*. Podkreślmy raz jeszcze, że w rozbłysku *neutronizacyjnym* znajdują się prawie wyłącznie neutrina ν_e .

Począwszy od momentu, w którym gęstość materii przekroczy ρ_t , zapadanie się danej sferycznej warstwy materii odbywa się adiabaticznie, a produkowane w procesach wychwytu elektronów neutrina pozostają w materii. Ich obecność silnie wpływa na skład zapadającego się rdzenia gwiazdy. Gęstość uwięzionych neutrin, n_{ν_e} , szybko rośnie, a wraz

z nią ich potencjał chemiczny μ_{ν_e} proporcjonalny do $n_{\nu_e}^{4/3}$. Mimo bardzo wysokiej temperatury, bardzo szybko stają się one zdegenerowane. Przy tak dużych gęstościach i temperaturach, jakie panują w materii ($\rho > 10^{12}$ g/cm³, $T > 10^{10}$ K) ustala się, w skali czasowej znacznie krótszej niż skala czasowa zapadania, równowaga termodynamiczna — również względem oddziaływań słabych.

$$p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e. \quad (3.3)$$

Pociąga to za sobą relację między potencjałami chemicznymi:

$$\mu_p + \mu_e = \mu_n + \mu_{\nu_e}. \quad (3.4)$$

Przy $\rho = \rho_0$, potencjał chemiczny uwieczonych neutrin μ_{ν_e} przekracza 100 MeV. Obecność zdegenerowanych neutrin, wymuszająca pojawienie się znacznej liczby elektronów i protonów, silnie modyfikuje równanie stanu, a więc zależność ciśnienia od gęstości.

Fakt, że począwszy od momentu uwiecznienia neutrin ($\rho > \rho_c$) zapadanie się ma charakter adiabatyczny, a wszystkie procesy przebiegają quasi-równowagowo, powoduje, że entropia na barion jest od tego momentu stała.

Adiabatyczne zapadanie się zostaje zahamowane dopiero po przekroczeniu gęstości jądrowej ($\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$ g/cm³). Wibracje zwartej materii, który powstał w wyniku zapadnięcia się są wytłumione w skali czasowej 10 ms przez procesy dysypacyjne i, w przypadku wibracji nieradialnych, emisję fal grawitacyjnych. Dalsza ewolucja czasowa odbywa się quasi-statycznie. Symulacja numeryczna pierwszych 20 sekund życia tego obiektu, który po kilkunastu sekundach staje się *gwiazdą neutronową*, została wykonana przez Burrowsa i Lattimera [8].

Utworzony w wyniku zapadnięcia się obiekt (protogwiazda neutronowa) ma znacznie większy promień (50-80 km) niż zimna gwiazda neutronowa, składająca się z tej samej liczby barionów. Jest to obiekt bardzo gorący, o temperaturze przekraczającej 10^{11} K ($k_B T > 10$ MeV). Zawiera on, w przeciwieństwie do standardowej gwiazdy neutronowej, znaczną liczbę leptonów: elektronów i uwieczonych neutrin elektronowych. Jeżeli liczbę barionów protogwiazdy neutronowej oznaczymy przez N_B , liczbę elektronów i neutrin elektronowych odpowiednio przez N_e i N_{ν_e} , to początkowa zawartość leptonów w rozważanym obiekcie jest określona przez liczbę

$$Y_L = (N_e + N_{\nu_e})/N_B \cong 0,35 - 0,40, \quad (3.5)$$

przy czym $N_e \cong 4N_{\nu_e}$. Należy podkreślić, że tak duża zawartość leptonów wynika z obecności uwieczonych neutrin elektronowych, które poprzez warunek równowagi (3.4) wymuszają odpowiednio dużą zawartość elektronów.

W temperaturze $T > 10^{11}$ K w gorącej i gęstej materii następuje intensywne produkcja par neutrino-antyneutrino w następujących reakcjach:

anihilacja par: $e^+ + e^- \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$,

promieniowanie hamowania (Bremsstrahlung): $n + n \rightarrow n + n + \nu_x + \bar{\nu}_x$, (3.6)

fotoprodukcja: $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu_x + \bar{\nu}_x$,

rozpad plazmonów: $\gamma_{\text{plazmon}} \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$,

gdzie $x = e, \mu$ lub τ . W przeciwieństwie do neutrino elektronowych, pozostałe neutrino (w tym także $\bar{\nu}_e$) nie są zdegenerowane.

Uwięzione neutrino elektronowe dyfundują z wnętrza protogwiazdy neutronowej do neutrinosfery, oddając po drodze prawie całą swoją energię materii w procesach rozpraszania nieelastycznego na elektronach — i wreszcie — w procesie absorpcji na protonach. W ten sposób energia zdegenerowanych neutrino elektronowych, sięgająca we wnętrzu protogwiazdy neutronowej 100–200 MeV, ulega degradacji (po dotarciu do neutrinosfery) do średniej energii termicznej

$$\langle \epsilon_{\nu_e} \rangle = 3,15 k_B T_{\nu_e}, \quad (3.7)$$

gdzie T_{ν_e} jest temperaturą neutrinosfery dla ν_e .

Współczynnik przed $k_B T$ został obliczony przy założeniu, że neutrino tworzą w neutrinosferze idealny gaz Fermiego o zerowym potencjale chemicznym. Symulacje numeryczne wykazują, że przybliżenie takie jest całkiem dobre i że przez pierwsze 10 sekund

$$k_B T_{\nu_e} \cong 3\text{--}5 \text{ MeV}. \quad (3.8)$$

W ciągu kilkunastu sekund protogwiazda neutronowa traci nadwyżkę leptonów wskutek dyfuzji ν_e z jej wnętrza, stając się w końcu *gwiazdą neutronową*.

W ogólnym przypadku trzeba wziąć pod uwagę możliwość, że liczba barionów protogwiazdy neutronowej przekracza maksymalną liczbę barionów zimnej stabilnej gwiazdy neutronowej (patrz np. [2, 9]). Taka zbyt masywna protogwiazda neutronowa zapadnie się oczywiście do postaci czarnej dziury. Zapadnięcie się grawitacyjne, które zajdzie wówczas w skali czasowej t_e rzędu 10^{-4} s, gwałtownie przerwie stadium dyfuzji neutrino z protogwiazdy neutronowej. Z dwóch powodów nie spodziewamy się, aby sytuacja taka zaszła w przypadku SN1987A. Po pierwsze, ponieważ presupernowa o masie 15–20 M_\odot (patrz rozdz. 4) wytwarza zdegenerowany rdzeń o stosunkowo małej masie 1,2–1,3 M_\odot . Po drugie, obserwowany impuls neutrinowy z SN1987A ma aż do samego końca charakter dyfuzyjny (rozd. 5).

Ewolucja protogwiazdy neutronowej dzieli się w sposób wyraźny na dwa etapy. W ciągu pierwszych 0,2–0,3 s procesu deleptonizacji protogwiazda neutronowa traci neutrino ze swojej rozdętej warstwy zewnętrznej, zawierającej blisko połowę całkowitej liczby barionów, zmniejszając swój promień z 50–80 km do 10–15 km. Temu kurczeniu się towarzyszy silne grzanie materii. Emisja neutrino na tym etapie kurczenia się („kontrakcji”) charakteryzuje się pewną nadwyżką neutrino elektronowych, materia zaś, która uległa skurczeniu się nagrzewa się do temperatury przekraczającej 30 MeV/ k_B [8]. W ciągu następnych kilkunastu sekund protogwiazda neutronowa praktycznie nie zmienia swoich rozmiarów, emitując ogromną nadwyżkę energii wewnętrznej w postaci wykładniczo gasnącego strumienia energii neutrino, w którym partycypują — w przybliżeniu symetrycznie — wszystkie ich rodzaje. Tak więc w ciągu kilkunastu sekund protogwiazda neutronowa traci nadwyżkę leptonów wskutek dyfuzji ν_e z jej wnętrza, przechodząc do konfiguracji *gwiazdy neutronowej*

$$N_{\nu_e} = 0, \quad Y_L = N_e/N_B \cong 0,05. \quad (3.9)$$

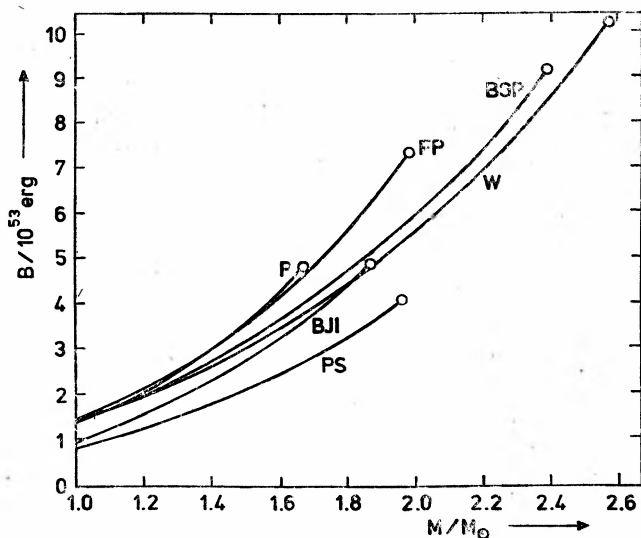
Teoretycznie obliczona krzywa jasności neutrinowej w ciągu pierwszych 15 s jest przedstawiona na rys. 3. Początkowy rozbłysk neutrinowy, zdominowany przez ν_e , jest efektem

procesów neutronizacji zachodzących w materii. Ponieważ szerokość czasowa tego rozbłysku jest mniejsza niż 50 ms, jest on przedstawiony na rysunku jako pojedyncza, cienka linia pionowa. Gasnąca krzywa jasności neutrinowej w epoce dyfuzji jest na rys. 3 reprezentowana przez składową $\bar{\nu}_e$, ponieważ właśnie $\bar{\nu}_e$ mogą być rejestrowane przez działające detektory neutrinowe (patrz rozdz. 5). W dobrym przybliżeniu całkowita jasność neutrinowa w epoce dyfuzji $L_\nu \cong 6L_{\bar{\nu}_e}$. Zauważmy, że po 4 s gaśnięcie jasności neutrinowej ma charakter wykładniczy.

W ciągu kilkunastu sekund rozbłysku neutrinowego zostaje wypromieniowana prawie cała energia (ok. 99%) wyzwolona w wyniku zapadnięcia się grawitacyjnego jądra pre-supernowej

$$E_\nu \cong 6E_{\bar{\nu}_e} \cong B, \quad (3.10)$$

gdzie B jest energią wiązania gwiazdy neutronowej. Dla standardowego modelu SNII, z masą gwiazdy neutronowej $1,4 M_\odot$, otrzymujemy $E_\nu = B = (1,5-3) \cdot 10^{53}$ ergów



Rys. 4. Energia wiązania gwiazdy neutronowej, B , w funkcji masy gwiazdy, M , dla różnych równań stanu gęstej materii. P: Pandharipande [47]; FP: Friedman, Pandharipande [48]; PS: Pandharipande, Smith [49]; BJI: Bethe, Johnson (Model I) [50]; BGP: Bowers i in. [51]; W: Walecka [52]. Dla każdego równania stanu istnieje *maksymalna* masa gwiazdy neutronowej, oznaczona kółeczkiem; odpowiada jej maksymalna energia wiązania. Istnienie maksymalnej masy jest efektem relatywistycznym [2]

(rys. 4). Należy podkreślić, że bezpośrednio po zakończeniu zapadania się prawie cała ta energia była zmagazynowana w protogwieździe neutronowej, przede wszystkim w postaci energii zdegenerowanych leptonów.

Typowa *obserwowana* energia eksplozji SNII, będąca sumą energii kinetycznej odrzuconej i rozszerzającej się otoczki oraz całkowitej energii wyemitowanej w postaci promieniowania elektromagnetycznego w ciągu miesięcy jej obserwacji jest nieco większa niż

10^{51} ergów. Stanowi to zaledwie 1% energii rozbłysku neutrinowego. Tak więc rozważany model SNII wskazuje, że z punktu widzenia wydzielonej energii jest ona przede wszystkim trwającą kilkanaście sekund *eksplozją neutrinową*. Następujący później *rozbłysk optyczny* (o całkowitej energii rzędu 10^{49} ergów jest — pod względem wydzielonej energii — zjawiskiem marginalnym.

4. Presupernowa

Poszukiwanie gwiazdy, która wybuchła w Wielkim Obłoku Magellana (WOM) obfitowało w liczne trudności i niespodzianki. W sposób jednoznaczny sytuacja wyjaśniła się dopiero w lipcu 1987 r. Gwiazda, która eksplodowała (presupernowa) była obserwowana przed wybuchem jako niebieski nadolbrzym (NNO) oznaczony symbolem Sk-69 202 [10]. Identyfikacja ta była możliwa dzięki szczegółowej analizie danych otrzymanych za pomocą aparatury umieszczonej na satelicie IUE (International Ultraviolet Explorer).

Niebieski nadolbrzym to gwiazda o promieniu znacznie większym od promienia Słońca i o znacznie wyższej niż w przypadku Słońca temperaturze fotosfery, co prowadzi do charakterystycznego niebieskiego zabarwienia jej promieniowania. Temperatura efektywna typowego NNO, T_e , jest rzędu 15000 K, podczas gdy dla Słońca $T_e = 5780$ K. Ogromna jasność L rzędu $10^5 L_\odot$, gdzie jasność Słońca $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ erg/s, umożliwia obserwację NNO, znajdującego się w WOM pomimo znacznej odległości ($d = 50$ kpc).

Fakt, że wybuchł niebieski nadolbrzym, był w pewnym stopniu niespodzianką. Standardowa presupernowa typu II w modelach teoretycznych sprzed lutego 1987 — to *czerwony olbrzym*. Typowa temperatura efektywna czerwonego olbrzyma wynosi $T_e = 3000$ K, stąd czerwona barwa promieniowania. Czerwony olbrzym zawdzięcza swą wielką jasność (L rzędu $10^5 L_\odot$) ogromnemu promieniowi, R rzędu $10^3 R_\odot$ ($R_\odot = 6,96 \cdot 10^5$ km).

Rachunki teoretyczne wykazują jednak, że to czy presupernowa jest niebieskim nadolbrzymem, czy czerwonym olbrzymem zależy od szczegółów przebiegu końcowych stadiów ewolucji masywnej gwiazdy. Wydaje się, że czerwony olbrzym to typowa presupernowa II w naszej Galaktyce. Należy podkreślić, że w przypadku Wielkiego Obłoku Magellana gaz, z którego powstała presupernowa charakteryzował się znacznie mniejszą zawartością pierwiastków cięższych od helu, niż w przypadku typowej gwiazdy naszej Galaktyki, jaką jest Słońce. Uważa się, że presupernowa 1987A w stadium czerwonego olbrzyma straciła znaczną część swojej rozdętej i bardzo słabo związanej grawitacyjnie otoczki wodorowej, zmniejszając drastycznie swój promień. Ponieważ źródła energii gwiazdy znajdują się głęboko w jej wnętrzu, zmniejszenie promienia odbywało się przy stałej jasności

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \quad (4.1)$$

gdzie σ jest stałą Stefana-Boltzmana. Zauważmy, że ten etap ewolucji presupernowej odpowiada jej poziomemu przesunięciu na diagramie Hertzsprunga-Russela. W stadium NNO promień gwiazdy jest tylko kilkadziesiąt razy większy od R_\odot . Nazwa — nadolbrzym — odnosi się więc raczej do ogromnej jasności gwiazdy a nie do jej rozmiarów.

Fakt, że masywna gwiazda w stadium czerwonego olbrzyma jest układem o wyjątkowo słabo związanej otoczce wodorowej, był dobrze znany teoretykom konstruującym modele

ewolucji gwiazd. Jak wykazują rachunki, gwiazda taka może utracić znaczną część otoczki wodorowej na skutek ciśnienia promieniowania wychodzącego z jej wnętrza. Dzięki przeprowadzonym obliczeniom numerycznym uważa się obecnie, że na skutek kilkakrotnie mniejszej niż w naszej Galaktyce początkowej zawartości pierwiastków cięższych od helu, typowa masywna gwiazda w Wielkim Obłoku Magellana osiąga stadium presupernowej jako NNO. Sądzimy obecnie, że jest to zjawisko typowe dla małych nieregularnych galaktyk, podczas gdy znacznie częstsze SNII wybuchające w obfitujących w materię międzygwiazdową ramionach wielkich galaktyk spiralnych, takich jak nasza Galaktyka lub Mgławica Andromedy, to efekt eksplozji czerwonych nadolbrzymów.

5. Obserwacje SN1987A: neutrina

Proste oszacowania wykazują, że dzięki stosunkowo małej odległości od Ziemi (50 kpc) rozbłysk neutrinowy, towarzyszący SN1987A, mógł być zarejestrowany przez działające podziemne detektory neutrinowe. Jeżeli bowiem przedstawiony w poprzednich rozdziałach model SNII jest prawdziwy, to rozbłysk *optyczny* supernowej był poprzedzony rozbłyskiem neutrinowym, w wyniku którego w ciągu kilkunastu sekund przez każdy skrawek Ziemi (oraz wszystkich znajdujących się na niej istot) przeszło

$$\phi_\nu = \frac{E_\nu}{\langle \epsilon_\nu \rangle} \frac{1}{4\pi d^2} \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2} \quad (5.1)$$

neutrin o średniej energii $\langle \epsilon_\nu \rangle \sim 15 \text{ MeV}$. Fakt, że wszystkie działające detektory znajdowały się na półkuli północnej, nie stanowił żadnej przeszkody: droga swobodna takich neutrin w materii, z której zbudowana jest Ziemia przekracza 10^{12} km .

W lutym 1987 r. na Ziemi działały w sposób ciągły cztery duże detektory neutrinowe, przydatne do detekcji neutrin z SN1987A. Były to: detektor japoński Kamiokande II (w skrócie: KII), detektor amerykański IMB (współpraca Irvine-Michigan-Brookhaven), detektor radziecki w Baksan (B) na Kaukazie, oraz detektor radziecko-włoski w tunelu pod Mont Blanc (MB). Krótka charakterystyka detektorów została podana w tab. 1.

Tabela 1. Detektory neutrinowe

Grubość równoważnej warstwy ekranującej	Substancja czynna	Czynna masa	Energia progowa e^+ i e^-
KII 2400 m wody	woda	2140 ton	7 MeV
IMB 1570 m wody	jak wyżej	5000 ton	20 MeV
B 850 m wody	ciekły scyntylator*	130 ton	10 MeV
MB 5200 m wody	jak wyżej	90 ton	5 MeV

* Scyntylatorem jest ciepla substancja organiczna C_nH_{2n+2} o średniej wartości $n \cong 10$.

Bardziej szczegółowy opis detektorów można znaleźć w oryginalnych pracach przedstawiających wyniki detekcji neutrin z SN1987A: KII [11], IMB [12], B [13], MB [14]. We wszystkich przypadkach detektory umieszczone są pod grubą warstwą ziemi i skał,

w celu możliwie dobrego ekranowania od promieniowania kosmicznego. Dominującym procesem, który umożliwia rejestrację neutronów, jest absorpcja antyneutronów elektronowych przez jądra atomów wodoru,



Pozytony produkowane w tym procesie są — w przybliżeniu — emitowane w sposób izotropowy, zaś ich energia wiąże się z energią $\bar{\nu}_e$ prostym przybliżonym wzorem

$$\varepsilon_{e^+} = \varepsilon_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p)c^2. \quad (5.3)$$

Zarówno przybliżona izotropowość, jak i prosty związek (5.3) wynikają ze spełnienia warunku $\langle \varepsilon_{\nu} \rangle \ll m_n c^2$.

Wszystkie cztery zespoły obsługujące detektory neutronowe zarejestrowały krótkie (rzędu 10 s) impulsy neutronowe w okresie bezpośrednio poprzedzającym rozbłysk optyczny SN1987A. Zwięzły opis otrzymanych wyników jest przedstawiony w tab. 2. Uderza fakt,

Tabela 2. Detekcja neutronów

Początek impulsu 23 lutego 1987	Długość impulsu	Liczba neutronów	Energia e^+ i e^-
KII 7 : 35 : 35 UT \pm 1 min	13 s	11	7—36 MeV
IMB 7 : 35 : 40 UT \pm 50 ms	6 s	8	20—40 MeV
B 7 : 36 : 06 UT \pm $^{+2s}_{-54s}$	9 s	5	12—23 MeV
MB 2 : 52 : 36 UT \pm 2 ms	7 s	5	7—11 MeV

że detektor MB zarejestrował impuls neutronowy o 4 godz. i 43 min. wcześniej niż detektory KII, IMB i B. Do sprawy tej powrócimy na końcu tego rozdziału, wykazując, że impuls zarejestrowany przez detektor MB najprawdopodobniej nie miał związku z SN1987A. Rzuca się również w oczy niedokładny pomiar współrzędnej czasowej początku impulsu neutronowego w przypadku detektorów KII i B. *Post factum* okazało się, że w eksperymencie KII codzienna korekta czasu w zapisie komputerowym była dokonywana za pomocą zegarka ręcznego (!), i szacowany błąd 1 min odpowiada dokładności zegarka (na szczęście japońskiego). W przypadku detektora w Baksan chronometraż pozostawiał również wiele do życzenia. O ile podawana na wiosnę 1987 przez zespół B niepewność wynosiła ± 2 s, to staranna analiza opublikowana na wiosnę 1988 prowadzi do niepewności \pm_{54}^2 s. Jest oczywiste, że ten stosunkowo prosty technicznie problem, jakim jest dokładny komputerowy zapis współrzędnych czasowych rejestrowanych zdarzeń, będzie w przyszłości rozwiązany. Przeciwnie w przypadku radioastronomii pulsarów współrzędne czasowe impulsów radiowych rejestrowane są z dokładnością mikrosekund w przedziałach czasowych kilku lat [15]!

Ogólnie rzecz biorąc, wyniki otrzymane przez detektory KII, IMB i B są ze sobą zgodne. W szczególności, w granicach błędów pomiaru czasu, zachodzi koincydencja czasowa zarejestrowanych impulsów. Porównanie pozostałych charakterystyk wyników KII, IMB i B wskazuje na pewne różnice, które prawdopodobnie można pogodzić ze sobą w granicach

dopuszczalnych błędów statystycznych, bardzo znacznych w przypadku tak niewielkiej liczby zdarzeń (11, 8, 5) (patrz rozdz. 7).

Ze względu na to, że dominującym procesem zachodzącym w detektorze jest absorpcja $\bar{\nu}_e$ przez protony atomów H, oczekujemy, że rozkład kątowy produktów reakcji będzie praktycznie izotropowy, a więc że nie będzie on skorelowany z kierunkiem na Wielki Obłok Magellana. Tylko dwa pierwsze zdarzenia zarejestrowane przez KII związane są z kierunkiem na SN1987A. Nasuwa się więc przypuszczenie, że zarejestrowane w tych przypadkach przez fotopowielacze fotony zostały wyemitowane przez e^- wybity z orbity atomowej w reakcji rozpraszania praktycznie elastycznego

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- . \quad (5.4)$$

Przy ε_ν rzędu 10 MeV, zachowanie pędu i energii wymaga, aby wybity elektron poruszał się w tym samym kierunku, co nadbiegające ν , które — jak zakładamy — zostało wyemitowane z Wielkiego Obłoku Magellana. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że elektron, który przechwytuje ok. połowy energii nadlatującego ν , mógłby być produktem reakcji wywołanej przez *neutrina elektronowe*, pochodzące z pierwszego stadium zapadania związanego z neutronizacją materii, który cechowała duża przewaga ν_e nad innymi rodzajami neutrin. Bardziej szczegółowa analiza prowadzi do wniosku, że strumień ν_e z krótkiego (trwającego kilkadziesiąt milisekund) rozbłysku neutrinowego poprzedzającego strumień dyfuzyjny (patrz rozdz. 3) jest zbyt mały, aby mógł być zarejestrowany przez detektor KII [16].

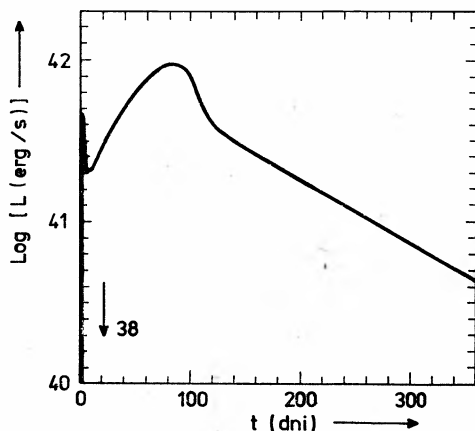
Wyniki otrzymane za pomocą detektora MB wydają się sprzeczne z wynikami KII, IMB i B. Jeżeli wyniki MB przyjąć za realne, to można je zrozumieć tylko za cenę drastycznych założeń co do natury ich źródła. Po pierwsze, średnia energia neutrin w impulsie zarejestrowanym przez MB musiałaby być znacznie mniejsza niż próg na ich rejestrację przez KII, IMB i B — tak, aby nie były one w tym czasie przez te detektory zarejestrowane. Po drugie, po to aby detektor MB (o stosunkowo małej masie substancji czynnej) mógł zarejestrować w ciągu 7 s aż $5\bar{\nu}_e$ o energiach 7-11 MeV, eksplozja w Wielkim Obłoku Magellana musiałaby mieć energię znacznie większą niż *energia spoczynkowa* typowej gwiazdy neutronowej o masie $1,4 M_\odot$ (patrz np. [17])! Tak więc źródłem tego impulsu nie może być — przynajmniej w ramach współczesnej astrofizyki — SNII w Wielkim Obłoku Magellana. Dlaczego detektor MB nie zarejestrował nic o 7 : 35 : 35 UT? Dane otrzymane za pomocą detektorów KII, IMB i B odpowiadają całkowitej energii eksplozji neutrinowej $E_\nu = (2-4) \cdot 10^{53}$ ergów (rozd. 7). Otóż eksplozja taka byłaby za słaba (!), aby być w sposób statystycznie znaczący zarejestrowana przez mały detektor MB.

Po upływie ponad roku od momentu detekcji neutrin wydaje się, że impuls neutrinowy zarejestrowany przez MB nie miał związku z SN1987A. Dlatego też został on umieszczony w tab. 2 tylko ze względów historycznych.

6. Obserwacje SN1987A: promieniowanie elektromagnetyczne

Bardzo ważną charakterystyką supernowej jest krzywa jasności bolometrycznej, tj. całkowita moc promieniowania elektromagnetycznego L w funkcji czasu. Może być ona wyznaczona (po wprowadzeniu poprawek na absorpcję w ośrodku międzygwiazdowym itp.)

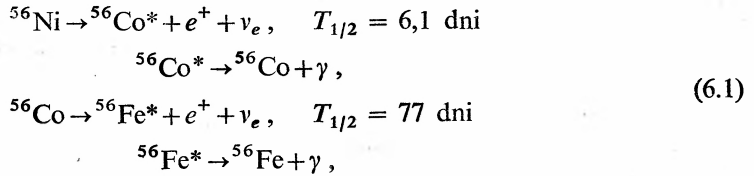
na podstawie obserwacji prowadzonych na Ziemi (i w pobliżu Ziemi za pomocą raket, balonów i satelitów), ponieważ znana jest odległość od Wielkiego Obłoku Magellana. W ciągu pierwszego roku w widmie SN1987A zdecydowanie dominowało promieniowanie nadfioletowe (w ciągu pierwszego tygodnia), a następnie — widzialne. Wykres $L(t)$ w ciągu pierwszego roku istnienia SN1987A, sporządzony głównie na podstawie pomiarów grupy astronomów z South African Astronomical Observatory [18, 19], jest przedstawiony na rys. 5.



Rys. 5. Jasność bolometryczna SN1987A. Wykres został sporządzony na podstawie obserwacji SAAO [18, 19]. W ciągu pierwszych godzin jasność SN1987A wzrosła (głównie w nadfiolecie) od pierwotnej jasności presupernowej wynoszącej ok. 10^{38} erg/s, do $5 \cdot 10^{41}$ erg/s, co nie mogło być przedstawione na rysunku z powodów czysto technicznych (skala)

O ile w ciągu pierwszych godzin jasność gwałtownie wzrosła (głównie w nadfiolecie) co było efektem przedzierania się fali uderzeniowej do fotosfery, to w ciągu następnych 10 dni jasność bolometryczna malała z powodu stygnięcia rozszerzającej się fotosfery. W ciągu pierwszych dni dominowało promieniowanie ultrafioletowe, co związane było z wysoką temperaturą fotosfery. Jednocześnie w ciągu tych pierwszych dni następował wzrost jasności wizualnej, co należy wiązać ze stygnięciem rozszerzającej się fotosfery i przesuwaniem się maksimum widma jej promieniowania z nadfioletu w kierunku obszaru widzialnego. To pierwsze, krótkie stadium życia SN1987A można dobrze opisać modelem punktowego wybuchu w centrum niebieskiego nadolbrzyma. Uproszczony model takiej eksplozji, dopasowany do obserwowanej w ciągu pierwszych dni krzywej jasności, prowadzi do wniosku, że niebieski nadolbrzym miał masę $M = 15 M_{\odot}$ i promień $R = 30 R_{\odot}$ oraz, że energia eksplozji, wyzwolona w centrum presupernowej (energia fali uderzeniowej), $E_e \approx 2 \cdot 10^{51}$ erg [20, 21]. Wzrost jasności w okresie od 10 do 100 dni wywołany jest efektem rozszerzenia się fotosfery oraz przede wszystkim radioaktywnością produktów wybuchu. Rozszerzenie się otoczki supernowej powoduje jej stygnięcie i rozrzedzenie, i w efekcie — przesunięcie się fotosfery do tych warstw materii, które przed wybuchem leżały głęboko we wnętrzu niebieskiego nadolbrzyma. Przejście fali uderzeniowej przez te warstwy (zwłaszcza tę, która zawierała Si) doprowadziło do gwałtownej syntezy termo-

jądrowej pewnej ilości radioaktywnego ^{56}Ni , który rozpadał się zgodnie ze schematem



gdzie gwiazdka oznacza stan wzbudzony jądra. Procesy te prowadzą do silnego grzania materii i, w miarę odsłaniania coraz bogatszych w ^{56}Ni i ^{56}Co warstw, jasność supernowej rośnie.

Rozpady promieniotwórcze prowadzą jednocześnie do ubywania materiału radioaktywnego, co prowadzi do charakterystycznego płaskiego maksimum w krzywej blasku. Warto podkreślić, że

$$L_{\max} = 2,6 \cdot 10^8 L_{\odot} \quad (6.2)$$

stanowi zaledwie 20% maksymalnej jasności typowej SNII. Fakt ten, jak również to, że maksimum L osiągnięto dopiero po 3 miesiącach (a nie po kilku tygodniach) wiąże się pośrednio z nietypowo małymi rozmiarami presupernowej, oraz z faktem, że utraciła ona znaczną część swojej otoczki wodorowej.

Po 150 dniach od momentu swoich narodzin, SN1987A zaczęła ewoluować w sposób bardzo regularny: L maleje liniowo w skali logarytmicznej, co wskazuje na wykładniczy zanik jasności. Skala czasowa tego zaniku jest w dobrym przybliżeniu równa $T_{1/2} = 77$ dni, a więc energia emitowana w tym okresie przez supernową pochodzi z rozpadów ^{56}Co . Z porównania modelu z obserwowaną krzywą jasności wnioskujemy, że w syntezie termojądrowej w efekcie wybuchu w centrum presupernowej powstało ok. $0,07 M_{\odot}$ ^{56}Ni [22].

O ile krzywa jasności daje cenne informacje o globalnej ewolucji energetycznej supernowej, linie widmowe dostarczają danych o składzie chemicznym materii oraz kinematyce wybuchu. Obserwacja efektu Dopplera w liniach Balmera wodoru pozwoliła na określenie prędkości rozszerzenia się fotosfery: 18000 km/s kilka dni po narodzinach [23], i już tylko 4000 km/s w grudniu 1987 [24]. W grudniu 1987 pomiary promieniowania γ , dokonane za pomocą detektorów umieszczonych na balonach, dały niecierpliwie oczekiwany wynik. Wykryto linię γ o energii 0,847 MeV, pochodzącą od przejścia ^{56}Fe , produktu rozpadu $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe} + e^+ + \nu_e$, z pierwszego stanu wzbudzonego do stanu podstawowego [25]. Całkowita jasność promieniowania γ z SN1987A była wówczas rzędu 10^{39} erg/s [25].

W ciągu kilku pierwszych dni SN1987A była silnym źródłem promieniowania radiowego. Rozbłysk w obszarze częstości ok. 1 GHz był zaobserwowany przez radioteleskopy w Australii [53]. Obserwowane było, jak się wydaje, promieniowanie synchrotronowe relatywistycznych elektronów z cienkiej warstwy w pobliżu frontu fali uderzeniowej [54]. Wydedukowana z obserwacji maksymalna moc początkowego rozbłysku radiowego wynosiła $2 \cdot 10^{38}$ erg/s [53] (porównaj z rys. 5).

SN1987A jest bardzo silnym źródłem promieniowania rentgenowskiego. Pierwsze pozytywne obserwacje zostały wykonane w sierpniu 1987 r. za pomocą detektorów na satelicie radzieckim Mir [55] oraz japońskim Ginga [56]. W obu przypadkach zarejestrowano twarde promienie X (w przypadku Gingi energie kwantów X wynosiły 10-30 keV,

zaś w przypadku satelity Mir 20-300 keV). Całkowita moc promieni X w sierpniu 1987 r. była na podstawie tych obserwacji szacowana na 10^{38} erg/s. Standardowy model SNII zakłada, że twarde promieniowanie X jest wynikiem degradacji energii promieniowania γ pochodzącego z rozpadów ^{56}Co . Degradacja ta zachodzi skutkiem wielokrotnego rozpraszania komptonowskiego na elektronach nieprzezroczystej otoczki supernowej.

Bezpośrednia obserwacja promieniowania γ i X z SN1987A, to pierwsza tego typu detekcja, potwierdzająca nasze wyobrażenia o strukturze SNII. Moc promieniowania radiowego, γ i X w ciągu pierwszego roku życia SN1987A była jednak znacznie mniejsza od mocy promieniowania widzialnego (rys. 5). Sytuacja ta powinna ulec zmianie w ciągu następných lat: oczekiwany przez nas w centrum powstałej mgławicy *pulsar* powinien być przede wszystkim bardzo silnym źródłem promieniowania radiowego.

7. Konfrontacja teorii z obserwacjami

SN1987A wybuchła w momencie, w którym technika pomiarowa umożliwia wszechstronną obserwację różnych aspektów tego zjawiska. Dzięki danym z satelity IUE udało się stwierdzić, że gwiazdą, która wybuchła w Wielkim Obłoku Magellana, był niebieski nadolbrzym Sk-69202 [10]. Fakt ten jest potwierdzeniem podstawowego wyniku współczesnej teorii ewolucji gwiazd, według której SNII to eksplozja masywnej gwiazdy znajdującej się na końcowym etapie ewolucji termojądrowej. Porównanie charakterystyki widmowej presupernowej SN1987A oraz jej jasności z modelami gwiazd prowadzi bowiem do wniosku, że była to gwiazda masywna, której masa w stadium rozwoju, w jakim znajdują się gwiazdy ciągu głównego, wynosi $M = 15-20 M_{\odot}$.

Detekcja neutrin to znakomite potwierdzenie mechanizmu zapadania grawitacyjnego, który inicjuje SNII. Tym samym detekcja ta wyklucza np. zaproponowany przez Imszennika, Czeczotkina i współpr. [26] scenariusz, w którym wewnętrzny rdzeń presupernowej ulega pełnej eksplozji na skutek detonacyjnej syntezy tlenu, nie pozostawiając po sobie żadnego zwartego obiektu typu gwiazdy neutronowej. Jeżeli przyjmiemy, że detektory zarejestrowały tylko $\bar{\nu}_e$, to całkowita energia neutrin, wydedukowana z pomiarów KII i IMB wyniesie [27]

$$E_{\nu}(\text{KII} + \text{IMB}) \cong 2N_{\nu}E_{\bar{\nu}_e} = 2-4 \times 10^{53} \text{ erg}(d/50 \text{ kpc})^2, \quad (7.1)$$

przy założeniu, że liczba rodzajów neutrin $N_{\nu} = 3$ (neutrino e , μ i τ). Ta, otrzymana na podstawie wyników KII i IMB, wartość E_{ν} jest zgodna z typową energią wiązania gwiazdy neutronowej o masie $1,4 M_{\odot}$ (rys. 4). Tak więc możemy stwierdzić, że wyniki KII i IMB potwierdzają hipotezę zapadania grawitacyjnego, w wyniku którego rozbłysk SN1987A był poprzedzony powstaniem obiektu o masie ok. $1,4 M_{\odot}$ i energii wiązania $B = 2-4 \cdot 10^{53}$ ergów.

Całkowita energia neutrin E_{ν} , odpowiadająca detekcji w Baksan, jest nieco większa niż energia wydedukowana z wyników KII i IMB [13]

$$E_{\nu}(B) \cong 6 \cdot 10^{53} \text{ erg}(d/50 \text{ kpc})^2, \quad (7.2)$$

ale mieści się ona w granicach dopuszczalnych przez teorię (rys. 4), pod warunkiem, że gwiazda neutronowa będzie miała dostatecznie dużą masę. Należy jednak podkreślić,

że oszacowanie (7.2) jest obarczone znacznym błędem. Szczegółowa analiza statystyczna, przeprowadzona niedawno przez Pirana i Spergela [28] pozwala określić $E_{\nu}^{\#}$ odpowiadającą sumarycznym wynikom KII, IMB i B jako

$$E_{\nu}(KII+IMB+B) = (5_{-2}^{+3}) 10_{-2.2}^{5.3} \text{ erg}(d/50 \text{ kpc})^2. \quad (7.3)$$

Powyższy wynik jest w (granicach błędu) zgodny ze standardową teorią SNII (por. rys. 4).

Zarejestrowany impuls neutrinowy trwał 7-12 s. Tak więc rozbłysk neutrinowy nie jest związany bezpośrednio z zapadaniem grawitacyjnym, które trwało krócej niż 0,1 s, ale odpowiada procesowi dyfuzji neutrin w materii o gęstości 10^{14} g/cm^3 i temperaturze 10^{11} K , który to proces zachodzi w skali czasowej *sekund*. Oznacza to potwierdzenie faktu *uwięzienia* neutrin w gorącej materii protogwiazdy neutronowej. Gdyby nie uwięzienie, impuls neutrinowy trwałby tyle, ile zapadanie.

Jeżeli założymy równowagę termodynamiczną źródła neutrin, znajomość ich energii zmierzonej przez detektory neutrinowe, w połączeniu ze znajomością wydajności detektora, pozwala wyznaczyć temperaturę źródła. Temperatura jest wówczas jedynym parametrem widma energetycznego neutrin, danego w najprostszym przybliżeniu rozkładem Fermiego-Diraca z zerowym potencjałem chemicznym

$$f(\varepsilon_{\bar{\nu}_e}) = [1 + \exp(\varepsilon_{\bar{\nu}_e}/k_B T)]^{-1}. \quad (7.4)$$

Temperatura we wzorze (7.4), to temperatura „neutrinosfery”, na zewnątrz której neutrina poruszają się nie ulegając rozpraszaniu, $T = T_{\bar{\nu}_e}$. Średnia energia $\bar{\nu}_e$, obliczona za pomocą wzoru (7.4) wynosi $\langle \varepsilon_{\bar{\nu}_e} \rangle = 3,15 k_B T$. Najnowsze wartości temperatury, wyznaczone w nieco bardziej realistyczny sposób, mieszczą się w granicach $k_B T_{\bar{\nu}_e} = 3-5 \text{ MeV}$ (najniższą wartość uzyskano dla KII, najwyższą — dla IMB). Są one jakościowo zgodne z wynikami symulacji numerycznych, wykonanych przed pojawieniem się SN1987A (patrz np. [8]).

Rozbłysk optyczny SN1987A nastąpił w czasie $\Delta t_{\text{opt}} = 3 \text{ godz.}$ po rozbłysku neutrinowym. Czas Δt_{opt} był potrzebny na przebycie przez falę uderzeniową drogi od centrum gwiazdy do jej fotosfery. W przypadku presupernowej typu czerwonego olbrzyma symulacje numeryczne eksplozji dają Δt_{opt} rzędu kilku dni. To, że w przypadku SN1987A Δt_{opt} wyniosło tylko 3 godz., wynika z małego promienia fotosfery i jest zgodne z faktem, że presupernową był niebieski nadolbrzym o promieniu ok. $30 R_{\odot}$.

Dzięki pomiarom przesunięć dopplerowskich linii Balmera można prześledzić ewolucję czasową prędkości radialnej rozprzestrzeniania się fotosfery SN1987A. Zmieniała się ona od początkowej wartości 18000 km/s do 4000 km/s w grudniu 1987. Liczby te są zgodne z najprostszym modelem punktowej eksplozji w centrum niebieskiego nadolbrzyma.

Kształt krzywej blasku, w szczególności jej szerokie maksimum po ok. 100 dniach, jest dobrze reprodukowany przy założeniu początkowej energii eksplozji (bez neutrin — a więc tylko energii fali uderzeniowej) $E_e = 2 \cdot 10^{51} \text{ ergów}$, promienia niebieskiego nadolbrzyma $R = 30 R_{\odot}$, oraz wytworzenia przez falę uderzeniową masy $M(^{56}\text{Ni}) = 0,07 M_{\odot}$ [22].

Po upływie 150 dni jasność bolometryczna zanika wykładniczo z $T_{1/2} = 77 \text{ dni}$. Zachowanie to jest znakomicie modelowane rozpadem ^{56}Co , zgodnie ze schematem $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + e^+ + \gamma$, $^{56}\text{Fe}^* \rightarrow ^{56}\text{Fe} + \gamma$. Pięknym potwierdzeniem tego mechanizmu

była obserwacja linii γ o energii 0,847 MeV, odpowiadającej przejściu $^{56}\text{Fe}(2^+) \rightarrow ^{56}\text{Fe}(0^+) + \gamma$ do stanu podstawowego [25].

Należy podkreślić, że krzywa jasności SN1987A znacznie odbiegała od typowej krzywej jasności SNII. Jej maksymalna jasność była 5 razy mniejsza niż dla typowej SNII. Można to zrozumieć, biorąc pod uwagę fakt, że presupernowa odrzuciła znaczną część otoczki wodorowej i jej zewnętrzne warstwy bezpośrednio przed wybuchem były znacznie gęstsze — a więc były znacznie bardziej *nieprzezroczyste* — niż dla typowej presupernowej typu II w stadium czerwonego olbrzyma. Tak więc na początkowym etapie szybkiego rozprzestrzeniania się otoczki SN1987A, znacznie większa niż zwykle część energii fali uderzeniowej zamieniała się na energię kinetyczną materii, a stosunkowo mała jej część była wyświecana. Tłumaczy to rekordowo dużą początkową prędkość rozszerzania się fotosfery (18000 km/s). Jasność SN1987A zmierzała do swojego maksimum stosunkowo wolno, a samo maksimum było szerokie i nietypowo niskie.

Z powodu stosunkowo małej grubości otoczki presupernowej, warstwy zawierające Ni i Co powstały stosunkowo blisko jej powierzchni. Tłumaczy to nietypowo wielką, jak na SNII, rolę odegraną przez rozpady Ni i Co. To właśnie energia pochodząca z tych rozpadów doprowadziła do nietypowej fazy „plateau” (szerokiego maksimum) i już po 150 dniach całkowicie zdeterminowała krzywą jasności. Należy podkreślić, że sytuacja, w której krzywa jasności determinowana jest przez rozpad ^{56}Co , typowa jest raczej dla SNI, a więc i pod tym względem SN1987A jest wyjątkowa.

Zadziwiająco regularne malenie jasności po 150 dniach, z okresem połowicznego zaniku $T_{1/2} = 77$ dni, prowadzi do ważnego wniosku. W ramach przyjętego modelu SNII oczekujemy utworzenia w jej centrum gwiazdy neutronowej. Spodziewamy się, że rdzeń Fe–Ni presupernowej posiadał pewien moment pędu (wirował). W efekcie zachowania momentu pędu zapadającego się jądra Fe–Ni nowo powstała gwiazda neutronowa powinna bardzo szybko wirować z okresem P rzędu milisekund. Sądzymy, że w taki właśnie sposób powstają pulsary — obracające się gwiazdy neutronowe o silnym polu magnetycznym B rzędu 10^{12} Gs. Tak ogromne pole magnetyczne pulsara powstaje prawdopodobnie dzięki zachowaniu strumienia pola magnetycznego, wmrożonego w materię zapadającego się jądra Fe–Ni, albo dzięki narastaniu niestabilności termomagnetycznych w młodej, bardzo gorącej ($T > 10^9$ K) gwiazdzie neutronowej [29, 30].

Szybko wirujący pulsar w centrum SN1987A byłby silnym dodatkowym źródłem wyświecanej przez nią energii, a to na skutek emisji z jego magnetosfery strumienia promieniowania elektromagnetycznego i wysokoenergetycznych cząstek. Moc wytwarzanej przez pulsar energii jest szybko malejącą funkcją jego okresu i jej wygasanie ma charakter potęgowy — a nie wykładniczy. Doskonale dopasowanie do obserwacji modelu, w którym krzywa blasku jest wynikiem rozpadu ^{56}Co w ilości $0,07 M$ prowadzi do wniosku, że już po 120 dniach okres obrotu pulsara w centrum SN1987A musiał być większy niż 0,02 s [22] (jeżeli jego pole magnetyczne $B = 10^{12}$ Gs). Dla porównania, powstały w SNII w 1054 r. pulsar w Mgławicy Kraba ma obecnie — po upływie 934 lat — okres rotacji 0,033 s. Oczywiście, nie można wykluczyć możliwości, że pulsar w SN1987A ma nietypowo słabe pole magnetyczne.

Podsumowując, SN1987A można dość dobrze opisać jako wynik zapadnięcia się grawitacyjnego jądra Fe–Ni niebieskiego nadolbrzyma o masie $15 M_{\odot}$ i promieniu $30 R_{\odot}$.

Eksplozja nastąpiła jako efekt fali uderzeniowej powstałej w centrum presupernowej, zaś po upływie 150 dni jasność SN1987A została całkowicie określona przez rozpad ^{56}Co , będącego produktem rozpadu ^{56}Ni , wytworzonego w ilości $0,07 M_{\odot}$ przez falę uderzeniową.

8. Supernowa SN1987A a fizyka

Obserwacje SN1987A pozwoliły skonfrontować astrofizykę końcowych etapów ewolucji gwiazd z rzeczywistością. Jednocześnie to rzadkie zjawisko dostarczyło szeregu informacji mających pewne znaczenie dla fizyki. Wybuch supernowej — to wielki eksperyment kosmiczny, z którego skorzystali fizycy na Ziemi.

8.1. Masa neutrina

Spośród 10^{58} neutrin wyemitowanych w ciągu ok. 10 s przez SN1987A, na Ziemi pochwycono 24 (11 w KII, 8 w IMB, i 5 w Baksan). Przybyły one na Ziemię w pewnej kolejności, którą można scharakteryzować podając zbiór par $\{\varepsilon_i, t_i\}$, gdzie ε_i jest energią neutrina (w tym przypadku $\bar{\nu}_e$), zaś t_i — współrzędną czasową momentu detekcji. Szerokość impulsu neutrinowego na Ziemi, to w przypadku np. detektora KII $\tau_Z = t_{11} - t_1$. Cofnijmy się myślowo w czasie aż do aktu emisji tych neutrin z neutrinosfery SN1987A. Ponieważ rozmiary neutrinosfery (promień < 60 km) są w porównaniu z odległością od Wielkiego Obłoku Magellana całkowicie do pominięcia, więc możemy źródło neutrin traktować jako punktowe. Drogę od Wielkiego Obłoku Magellana do Ziemi neutрино o numerze „i” pokonało w czasie

$$t_i - \tilde{t}_i = \frac{d}{v_i}, \quad \varepsilon_i = \frac{m_\nu c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2}}, \quad (8.1)$$

gdzie \tilde{t}_i jest czasem emisji, zaś m_ν — nieznaną masą neutrina $\bar{\nu}_e$. Mamy więc

$$t_i - \tilde{t}_i = \frac{d}{c} + \Delta t_i, \quad (8.2)$$

gdzie opóźnienie i -tego neutrina w stosunku do przypadku $m_\nu = 0$ jest dane wzorem ($m_\nu c^2 \ll \varepsilon_i$)

$$\Delta t_i = 2,6 \text{ s} \frac{d}{50 \text{ kpc}} \left(\frac{m_\nu c^2}{10 \text{ eV}}\right)^2 \left(\frac{10 \text{ MeV}}{\varepsilon_i}\right)^2. \quad (8.3)$$

Ponieważ ciąg $\{\varepsilon_i\}$ nie jest monotonicznie malejący, więc neutrina nie mogły być wyemitowane jednocześnie, lecz w przedziale czasowym.

$$\tau_{\text{SN}} = \max_{i,j} \{\tilde{t}_i - \tilde{t}_j\}. \quad (8.4)$$

Wobec wzoru (8.2)

$$\tau_{\text{SN}} = \max_{i,j} \{t_i - \Delta t_i - t_j + \Delta t_j\}. \quad (8.5)$$

Dla $m_\nu = 0$ mamy $\tau_{\text{SN}} = \tau_Z$. Dla dostatecznie dużego m_ν mielibyśmy $\tau_{\text{SN}} \ll \tau_Z$ — co byłoby nie do pogodzenia z teoretycznym modelem SNII, a także sprzeczne ze zdrowym rozsądkiem, ponieważ oznaczałoby to, że w drodze do Ziemi „paczka” neutrin ulega znacznemu skupieniu przestrzennemu (ściskanie, ogniskowanie?). Dlatego wydaje się, że najprostsze ograniczenie na masę neutrina można uzyskać żądając, aby w trakcie podróży z Wielkiego Obłoku Magellana do Ziemi paczka neutrin ulegała nie ścieśnieniu przestrzennemu, lecz rozmyciu.

W dziesiątkach publikacji (ich podsumowanie można znaleźć w artykułach przeglądowych [7, 31]) wyprowadzano mniej lub bardziej zależne od założonego modelu teoretycznego warunki umożliwiające pogodzenie wielkości τ_{SN} , (8.5), ze zmierzoną wartością τ_Z . Najprostsze, moim zdaniem, ograniczenie wyprowadzili Bahcall i Glashow [32], żądając żeby

$$\tau_Z > 2\tau_{\text{SN}}, \quad (8.6)$$

co prowadzi do

$$m_{\nu_e} < 27 \text{ eV}/c^2. \quad (8.7)$$

Współczynnik 2 przed τ_{SN} , to poniekąd sprawa gustu, ale przy silniejszym żądaniu $\tau_Z > \tau_{\text{SN}}$ sytuację zaciemniają spore fluktuacje statystyczne, wynikające z małej liczby zdarzeń (11 dla detektora KII).

Należy podkreślić, że używając konkretnych modeli SN1987A można górne ograniczenia na m_{ν_e} znacznie obniżyć. I tak np. Burrows [33] uzyskuje dla kilku teoretycznych modeli dyfuzji neutrin: $m_{\nu_e} < 5 \text{ eV}/c^2$. Dążąc jednak do możliwie niezależnego od modelu ograniczenia uzyskujemy, uwzględniając błędy statystyczne, pomiarowe itd. [32]

$$m_{\nu_e} < 30 \text{ eV}/c^2. \quad (8.8)$$

Ograniczenie to jest porównywalne z doświadczalnymi wartościami uzyskanymi niedawno na podstawie badania rozpadu beta trytu przez grupy w Zurychu [35] ($m_{\nu_e} c^2 < 18 \text{ eV}$ na poziomie ufności 95%), Los Alamos [36] ($m_{\nu_e} c^2 < 27 \text{ eV}$ na poziomie ufności 95%), oraz Tokio [38] ($m_{\nu_e} c^2 < 25 \text{ eV}$ na poziomie ufności 95%). Jest ono również do pogodzenia z najnowszym wynikiem grupy Lubimowa [37], która jako jedyna otrzymuje również *dolne* ograniczenie na masę neutrina ($17 \text{ eV} < m_{\nu_e} c^2 < 40 \text{ eV}$).

8.2. Czas życia neutrina

Neutrino może być nietrwałe tylko wówczas gdy $m_\nu > 0$. Czas jego życia τ_ν jest w tym przypadku określany w jego układzie spoczynkowym. Jeżeli neutrina doleciały do Ziemi z Wielkiego Obłoku Magellana nie ulegając rozpadowi, to

$$\tau_{\nu_e} \gamma > \frac{d}{c} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ lat},$$

gdzie

$$\gamma = \left[1 - \left(\frac{v_i}{c} \right)^2 \right]^{-1/2} \cong \frac{\varepsilon_i}{m_\nu c^2}. \quad (8.9)$$

Liczbowo otrzymujemy

$$\tau_{\nu_e} > \frac{10 \text{ MeV}}{\varepsilon_i} \frac{m_\nu c^2}{10 \text{ eV}} \cdot 60 \text{ dni} . \quad (8.10)$$

Dość ostrożny wniosek, to

$$\tau_{\nu_e} > 10 \text{ dni} . \quad (8.11)$$

8.3. Liczba rodzajów neutrin

Załóżmy, że źródło neutrin było w równowadze termodynamicznej. Oznacza to, że otrzymana na podstawie pomiaru w detektorach neutrinowych energia wyniesiona przez $\bar{\nu}_e$ związana jest z całkowitą energią rozbłysku neutrinowego E_ν wzorem wynikającym z ekwipartycji energii,

$$E_\nu = 2N_\nu E_{\bar{\nu}_e} , \quad (8.12)$$

gdzie N_ν jest liczbą rodzajów neutrin. Należy podkreślić, że równanie (8.12) opiera się dodatkowo na założeniu, że temperatura neutrinosfer dla wszystkich rodzajów neutrin była taka sama, co jest bardzo grubym przybliżeniem. Realistyczne symulacje numeryczne wykazują jednak, że pomimo różnic między temperaturą neutrinosfer dla różnych rodzajów neutrin, równanie (8.12) jest dość dobrze spełnione [35].

Ponieważ E_ν nie może przewyższać całkowitej dostępnej energii, równej energii wiązania gwiazdy neutronowej, B , więc

$$N_\nu < \frac{B}{2E_{\bar{\nu}_e}} . \quad (8.13)$$

Oprzyjmy się na teoretycznych wynikach dotyczących możliwej energii wiązania gwiazdy neutronowej o masie $1,4 M_\odot$ (rys. 4). Wykorzystując dane neutrinowe z KII otrzymujemy wtedy ograniczenie $N_\nu < 4$ [17].

8.4. Teoria względności: geodezyjne dla cząstek bezmasowych

Przy pewnych założeniach obserwacje neutrin i fotonów z SN1987A dostarczyć mogą bardzo dokładnego testu szczególnej teorii względności (STW). Otóż STW stwierdza, że cząstki bezmasowe, niezależnie od swoich pozostałych cech (energia, spin, ładunek leptonowy...) poruszają się w próżni z prędkością światła c . Pomińmy zakrzywienie czasoprzestrzeni w obszarze między Ziemią a Wielkim Obłokiem Magellana. Zmierzona różnica czasów przybycia pierwszych neutrin i fotonów na Ziemię jest równa 3 godz. Możliwa różnica czasów emisji jest podobna. Tak więc względna różnica czasów, które neutrina i fotony potrzebowały na dotarcie do Ziemi wynosi

$$\Delta t/(d/c) < 4 \times 10^{-9} . \quad (8.14)$$

W płaskiej (z założenia) przestrzeni między Wielkim Obłokiem Magellana i Ziemią względna różnica prędkości neutrin i fotonów wynosi więc

$$|(v_\nu - c)/c| = |\beta_\nu - 1| < 4 \times 10^{-9} . \quad (8.15)$$

Zauważmy, że ewentualny efekt niezerowej masy neutrina jest dany wzorem

$$|\beta_v - 1|_{m_v} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_v c^2}{\varepsilon_v} \right)^2 = 5 \times 10^{-12} \left(\frac{m_v c^2}{10 \text{ eV}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ MeV}}{\varepsilon_v} \right)^2 \quad (8.16)$$

i jest w związku z tym do pominięcia.

Najlepszy dotychczasowy test równości $v = c$ dla fotonów o dużych energiach opierał się na laboratoryjnym porównaniu prędkości fotonów o energii 7 GeV z prędkością fotonów światła widzialnego [40], co dało ograniczenie $|\beta_\gamma(7 \text{ GeV}) - 1| < 6 \times 10^{-6}$. Tak więc przy uproszczonych założeniach co do struktury przestrzeni, przez którą biegły neutrina i fotony, otrzymujemy znakomite potwierdzenie, znacznie lepsze od dotychczasowych, równości $v = c$ dla cząstek bezmasowych (i to po raz pierwszy dla cząstek różnych od fotonu) [41]:

W rzeczywistości czasoprzestrzeń, w której lecą fotony i neutrina, nie jest idealnie płaska, co wynika z obecności pola grawitacyjnego wytwarzanego głównie przez naszą Galaktykę, o znacznie większej masie niż Wielki Obłok Magellana. Test ogólnej teorii względności polega na sprawdzeniu, czy trajektorie w czasoprzestrzeni (geodezyjne zerowe, patrz np. [2]) są dla fotonów i dla bezmasowych neutrin takie same. Ogólna teoria względności stwierdza bowiem, że geodezyjna zależy wyłącznie od masy cząstki.

Dla założonego modelu rozkładu gęstości masy naszej Galaktyki, szczegółowe uwzględnienie możliwego wpływu zakrzywienia czasoprzestrzeni w najniższym przybliżeniu pozanewtonowskim prowadzi do wniosku, że geodezyjne fotonów i neutrin są takie same z dokładnością lepszą od 0,5% [42, 43]. Jest to pierwszy test tego ważnego twierdzenia ogólnej teorii względności dla cząstek różnych od fotonów.

8.5. Teoria względności: fale grawitacyjne

Niesymetryczne zapadanie grawitacyjne rdzenia Fe–Ni o masie $1,4 M_\odot$, zachodzące w skali czasowej rzędu 0,1 s, powinno być silnym źródłem fal grawitacyjnych. Odchylenie od symetrii sferycznej w zapadającym się rdzeniu gwiazdy może być spowodowane efektem rotacji lub obecnością pola magnetycznego. Zapadający się rdzeń może wówczas wypromieniować w postaci fal grawitacyjnych do kilku procent swojej energii spoczynkowej [9].

Reakcja detektora fal grawitacyjnych na przejście impulsu promieniowania grawitacyjnego jest określona przez względną deformację $h = \delta l/l$, którą można powiązać z masą M zapadającego się obiektu, odległością od Ziemi, d , oraz parametrem ε charakteryzującym niesferyczność zapadania [9]

$$h \sim 3 \times 10^{-18} \left(\frac{\varepsilon}{0,1} \right)^{2/7} \frac{M/M_\odot}{d/10 \text{ kpc}} \quad (8.17)$$

Zakładając, że w przypadku SN1987A parametr niesferyczności $\varepsilon = 0,1$, otrzymujemy $h \cong 10^{-18}$. Tak więc wydaje się, że promieniowanie grawitacyjne z SN1987A nie mogło być zarejestrowane przez detektory działające w temperaturze pokojowej, o typowej czułości h rzędu 10^{-15} . Niestety, żaden z detektorów chłodzonych ciekłym helem, mogących w zasadzie osiągać czułość h rzędu 10^{-19} , nie był w momencie wybuchu supernowej czynny. A była to, jak się wydaje, jedyna szansa detekcji promieniowania grawitacyjnego z SN1987A.

Sensacyjne doniesienie o detekcji fal grawitacyjnych z SN1987A przez detektory w Rzymie i w Maryland, *nota bene* w koincydencji z detekcją neutrin pod Mont Blanc, wymagałoby, zgodnie z równaniem (8.17), zapadnięcia się masy M rzędu $10^3 M_{\odot}$ w Wielkim Obłoku Magellana.

8.6. Materia czy antymateria?

Uważa się, że asymetria między materią i antymaterią w dzisiejszym Wszechświecie ma głębokie przyczyny, wynikające ze złamania symetrii oddziaływań między składnikami bardzo wczesnego Wszechświata. Niemniej jednak, ze względu na symetrię cząstka-antycząstka w oddziaływaniach elementarnych we współczesnym Wszechświecie, stwierdzenie czy bardzo odległy od nas obiekt jest zbudowany z materii czy antymaterii jest sprawą wysoce nietrywialną. Jak sugerują autorzy pracy [14], impuls neutrinowy z SN1987A daje możliwość stwierdzenia, czy zapadający się obiekt był zbudowany z materii czy antymaterii.

W przypadku gwiazdy zbudowanej z materii pierwszy impuls neutrinowy pochodzi z neutronizacji materii i zawiera ν_e , wyprodukowane w reakcji

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad (8.18)$$

zaś w przypadku antygwiazdy zawierałby on tylko $\bar{\nu}_e$, pochodzące z reakcji

$$\bar{p} + e^- \rightarrow \bar{n} + \bar{\nu}_e. \quad (8.19)$$

Jest to jedyna różnica, ponieważ emisja neutrin z procesu dyfuzji będzie w zasadzie taka sama dla gwiazdy i antygwiazdy.

Ponieważ wydajność detekcji $\bar{\nu}_e$ jest ponad 15 razy większa niż detekcji ν_e , to w przypadku antygwiazdy detektor neutrinowy powinien zarejestrować wąski i silny impuls początkowy $\bar{\nu}_e$ (w przypadku bezmasowych neutrin trwałby on zaledwie kilkadziesiąt milisekund!). Jego szerokość czasowa na Ziemi pozwoliłaby na bardzo dokładne ograniczenie masy neutrina. W przypadku zapadnięcia się gwiazdy nieliczne zarejestrowane ν_e , pochodzące z reakcji neutronizacji (8.18), produkowałyby w detektorze w reakcjach $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ elektrony poruszające się w kierunku od Wielkiego Obłoku Magellana. Natomiast w przypadku zapadnięcia się antygwiazdy rozkład kątowy znacznie liczniejszych e^+ pochodzących z reakcji wywołanych w detektorze przez początkowy impuls $\bar{\nu}_e$ wyprodukowanych w reakcjach (8.19) byłby izotropowy.

Ponieważ w przypadku SN1987A dwa pierwsze zdarzenia, zarejestrowane przez detektor KII, są silnie skorelowane z kierunkiem na Wielki Obłok Magellana, autorzy pracy [44] zakładają, że co najmniej jedno z nich odpowiada elastycznemu rozproszeniu ν_e na elektronie detektora (patrz rozdz. 5). Oznaczałoby to, że zapadająca się gwiazda była zbudowana z materii, a nie z antymaterii.

Niestety, przyjmowane w pracy [44] założenie, że krótki (ok. 10 ms) impuls z neutronizacji unosi z gwiazdy aż 10^{52} ergów, zawyża prawie dziesięciokrotnie liczbę ν_e w tym impulsie. Standardowe symulacje numeryczne dają bowiem [7] (bez konwekcji): E_{ν_e} (neutronizacja) rzędu 10^{51} ergów.

W sytuacji odpowiadającej symulacjom numerycznym detektor KII nie miałby żadnych szans na zarejestrowanie ν_e z neutronizacji. Do podobnej konkluzji doszli również Sato i Suzuki [16]. Jak się wydaje, jedynym „ratunkiem” w tej sytuacji byłoby dziesięciokrotne zwiększenie E_{ν_e} (neutronizacja) przez silną konwekcję w ciągu pierwszych 100 ms. Możliwość taka była rozważana przez Burrowsa [45] i Arnetta [46].

9. Zakończenie

Obserwacje SN1987A potwierdziły jakościową poprawność współczesnej teorii ewolucji gwiazd. Wskazały one również na liczne luki w szczegółach teorii SNII: obserwowany od 23 lutego 1987 obiekt był z wielu powodów unikatowy i jego opis wymagał dopracowania i pewnych modyfikacji naszych wyobrażeń o supernowych.

Epokowym wydarzeniem była detekcja neutrin z SN1987A. Wykazała ona poprawność teorii SNII opartych na mechanizmie zapadania grawitacyjnego zdegenerowanego rdzenia gwiazdy o dużej masie. Detekcja neutrin pozwoliła „zajrzeć” do wnętrza supernowej i stwierdzić poprawność naszych wyobrażeń o oddziaływaniu neutrin z materią o gęstości 10^{14} g/cm³ i temperaturze 10^{11} K. W ten sposób teoria zapadania grawitacyjnego, rozwijana dotychczas na gruncie drastycznych ekstrapolacji danych laboratoryjnych i traktowana przez astronomów — obserwatorów jako pole spekulacji teoretyków została, jak się wydaje z powodzeniem, skonfrontowana z rzeczywistością.

Pomimo sensoryjnego brzmienia pierwszych doniesień, obserwacje SN1987A nie doprowadziły do wyników o fundamentalnym znaczeniu dla fizyki. Spokojna, możliwie niezależna od założeń modelowych analiza materiału obserwacyjnego prowadzi do wyników konsystentnych z dotychczasową laboratoryjną znajomością, np. górnego ograniczenia na masę neutrina elektronowego. Można oczywiście na te fakty spojrzeć w nieco inny sposób i stwierdzić, że SN1987A potwierdziła słuszność naszych wyobrażeń teoretycznych dotyczących własności materii i procesów w niej zachodzących w ekstremalnych warunkach kosmicznych, odpowiadających zapadaniu grawitacyjnemu i wybuchowi gwiazdy o dużej masie.

Pomimo różnych kontrowersji, związanych z detekcją neutrin, sam fakt detekcji wskazuje, że działające obecnie urządzenia rejestrują w przypadku wybuchu SNII w naszej Galaktyce duży impuls neutrinowy. Typowa odległość obserwowanych na Ziemi, narodzonych w wyniku eksplozji SNII pulsarów wynosi kilka kpc (dla pulsara w Mgławicy Kraba $d = 2,5$ kpc). W przypadku SNII w odległości 5 kpc detektor KII zarejestrowałby ok. 1000 $\bar{\nu}_e$ oraz kilkadziesiąt ν_e , co umożliwiłoby niezwykle silny i wszechstronny test teorii. Należy pokreślić, że impuls neutrinowy zarejestrowany będzie bez względu na to, czy SNII będzie widoczna optycznie, czy też będzie zasłonięta pyłem i gazem materii międzygwiazdowej.

Najbardziej pasjonującym wydarzeniem związanym z niezbyt odległą przyszłością SN1987A, to odsłonięcie (za kilka lat?) — dla obserwacji optycznych, radiowych i rentgenowskich — zwartego obiektu centralnego, który, jak sugeruje teoria, powinien być gorącą, szybko wirującą gwiazdą neutronową. Jej stygnięcie będzie zachodzić wskutek emisji neutrin. Obserwacje tej nowo narodzonej gwiazdy neutronowej powinny dostar-

czyć jedynych w swoim rodzaju informacji dotyczących własności materii, z której jest ona zbudowana, procesu stygnięcia, oddziaływania z materią odrzuconej w wyniku eksplozji otoczki. Sądzę, że — podobnie jak w przypadku dotychczasowych obserwacji SN1987A — musimy być przygotowani na liczne niespodzianki.

Pragnę wyrazić wdzięczność mojej żonie za krytyczne przeczytanie rękopisu tej pracy i pomoc w usunięciu niejasności i błędów.

Literatura

- [1] J. S. Stodółkiewicz, *Astrofizyka ogólna z elementami geofizyki*, PWN, Warszawa 1977; B. Paczyński, *Postępy Fizyki* **32**, 107 (1981).
- [2] M. Demiański, *Astrofizyka relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1978.
- [3] *Supernovae — a Survey of Current Research*, red. M. D. Rees, R. J. Stoneham, Reidel, Dordrecht 1982.
- [4] *Problems of Collapse and Numerical Relativity*, red. D. Bancel, M. Signore, Reidel, Dordrecht 1984.
- [5] *Theory of Supernovae*, red. G. E. Brown, *Phys. Rep.* **163**, 1 (1988).
- [6] D. Z. Freedman, *Phys. Rev.* **D9**, 1389 (1974).
- [7] A. Burrows, w: *Supernovae*, red. A. G. Petschek, Springer, Berlin 1988.
- [8] A. Burrows, J. M. Lattimer, *Astrophys. J.* **307**, 178 (1986).
- [9] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*, Wiley, N. York 1983
- [10] G. Sonneborn, A. Altner, R. P. Kirshner, *Astrophys. J. Lett. Ed.* **323**, L35 (1987); R. Gilmozzi, A. Cassatella, J. Clavel, C. Fransson, R. Gonzalez, C. Gry, N. Panagia, A. Tavelera, W. Wamster, *Nature* **328**, 318 (1987).
- [11] K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
- [12] R. M. Bionta et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- [13] E. N. Alexeyev et al., *Phys. Lett. B* **205**, 209 (1988); E. N. Alexeyev et al., *Pisma v Astron. Zh.* **14**, 99, (1988) (jest to poprawiona wersja wyników opublikowanych pierwotnie w pracy: E. N. Alexeyev et al., *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **45**, 461 (1987)).
- [14] V. L. Dadykin et al., *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **45**, 464 (1987).
- [15] D. C. Backer, R. W. Hellings, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 537 (1986).
- [16] K. Sato, H. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2722 (1987).
- [17] R. Schaeffer, Y. Declais, S. Julian, *Nature* **330**, 142 (1987).
- [18] J. W. Menzies et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **227**, 39P (1987).
- [19] R. M. Catchpole et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **229**, 15P (1988).
- [20] T. Shigeyama, K. Nomoto, M. Hashimoto, D. Sugimoto, *Nature* **328**, 320 (1987).
- [21] W. D. Arnett, *Astrophys. J.* **319**, 136 (1987).
- [22] W. D. Arnett, A. Fu, *Astrophys. J.*, w druku.
- [23] V. M. Blann et al., *Astrophys. J.* **320**, 589 (1987).
- [24] M. Karovska et al., *IAU Circular* 4521, Dec. 1987.
- [25] S. M. Matz et al., *Nature* **331**, 416 (1988).
- [26] V. M. Chechetkin et al., *Astrophys. Space Sci.* **67**, 61 (1980).
- [27] K. Sato, H. Suzuki, *Phys. Lett. B* **196**, 267 (1987).
- [28] T. Piran, D. Spergel, "The Neutrino Signals from SN1987A", w: *Proceedings of the Moriond Astrophysics Meeting on Dark Matter, March 1988*, red. J. Audouze, J. Tranh Zhanh Van, w druku.
- [29] R. D. Blandford, J. H. Applegate, L. Hernquist, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204**, 1025 (1983).
- [30] V. A. Urpin, S. A. Levshakov, D. G. Yakovlev, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **219**, 703 (1986).
- [31] D. N. Schramm, *Comments Nucl. Part. Phys.* **17**, 239 (1987).
- [32] J. N. Bahcall, S. L. Glashow, *Nature* **326**, 476 (1987).

- [33] A. Burrows, "Neutrino Burst from SN1987A and an Upper Limit on the Electron Neutrino Mass", w: *Proceedings of Telemark IV: Neutrino Masses and Neutrino Astrophysics*, red. V. Barger et al., World Scientific, Singapore 1987.
- [34] E. W. Kolb, A. J. Stebbins, M. S. Turner, *Phys. Rev. D* **35**, 3598 (1987); Addendum and errata: *Phys. Rev. D* **36**, 3820 (1987).
- [35] W. Kundig, M. Fritschi, E. Holzschuh, J. W. Petersen, R. E. Pixley, H. Stussi, *Nucl. Phys.* **A478**, 425c (1988).
- [36] J. F. Wilkerson, T. J. Bowles, J. C. Browne, M. P. Maley, R. G. Robertson, J. S. Cohen, R. L. Martin, D. A. Knapp, J. A. Helfrich, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2023 (1987).
- [37] S. Boris A. Golutvin, L. Laptin, V. Lubimov, V. Nagovizin, V. Nozik, E. Novikov, V. Soloshenko, I. Tihomirov, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2019 (1987).
- [38] S. Kato et al., *Nucl. Phys.* **A478**, 433c (1988).
- [39] R. Mayle, J. R. Wilson, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **318** 288 (1987).
- [40] B. C. Brown et al., *Phys. Rev. Lett.* **30**, 763 (1973).
- [41] M. J. Longo, *Phys. Rev. D* **36**, 3276 (1987).
- [42] M. J. Longo, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 173 (1988).
- [43] L. M. Kraus, S. Tremaine, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 176 (1988).
- [44] A. V. Barnes, T. J. Weiler, S. Pakvasa, *Astrophys. J. Lett. Ed.* **323**, L31 (1987).
- [45] A. Burrows, *Astrophys. J. Lett. Ed.* **318**, L57 (1987).
- [46] W. D. Arnett, *Astrophys. J.* **319**, 136 (1987).
- [47] V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* **A174**, 641 (1971).
- [48] B. Friedman, V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* **A361**, 502 (1981).
- [49] V. R. Pandharipande, R. A. Smith, *Nucl. Phys.* **A175**, 225 (1975).
- [50] H. A. Bethe, M. Johnson, *Nucl. Phys.* **A230**, 1 (1974).
- [51] R. L. Bowers, A. M. Gleeson, R. D. Pedigo, *Phys. Rev. D* **12**, 3043 (1975).
- [52] J. D. Walecka, *Ann. Phys.* **83**, 491 (1974).
- [53] A. J. Turtle et al., *Nature* **327**, 38 (1987).
- [54] M. C. Storey, R. N. Manchester, *Nature* **329**, 421 (1987).
- [55] R. Sunyaev et al., *Nature* **330**, 227 (1987).
- [56] T. Dotani et al., *Nature* **330**, 230 (1987).
- [57] M. Itoh, S. Kumagai, T. Shigeyama, K. Nomoto, J. Nishimara, *Nature* **330**, 233 (1987).
- [58] R. H. Mc Naught, *IAU Circular* 4316 (1987).
- [59] A. Jones, *IAU Circular* 4340 (1987).

R Ó Ź N E

*Józef J. Bara*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków**Dojrzały wiek spektroskopii mössbauerowskiej****An adult age of the Mössbauer spectroscopy**

Abstract: The results of the methodological analysis of the growth of the Mössbauer spectroscopy are given.

1. Wstęp

Wybitne odkrycia naukowe są milowymi krokami w nauce. Zdarzają się one rzadko i czasem przypadkowo. Ze względu na ich doniosłe znaczenie dla nauki i techniki są one często, lecz nie zawsze, wyróżniane nagrodami Nobla. Odkrycia takie są prawdziwymi perłami nauki. Do kolekcji takich pereł zaliczyć należy zjawisko bezodrzutowej emisji i rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma. Zostało ono odkryte w 1957 r. [1] a w cztery lata po tym uhonorowane nagrodą Nobla. Na cześć odkrywcy, Rudolfa Mössbauera, zjawisko to nazywamy obecnie efektem Mössbauera. Wykorzystując ten efekt rozwinięto w ostatnich trzydziestu latach nową, jądrową metodę badawczą zwaną spektroskopią mössbauerowską.

Spektroskopia ta umożliwiła wykonanie kilku fundamentalnych dla nauki eksperymentów oraz badanie efektów, które wcześniej leżały daleko poza granicami możliwości metod eksperymentalnych. Badanie właściwości jąder atomowych, nadsubtelnych oddziaływań jądra z powłoką elektronową atomu, wiązań chemicznych, krystalicznych, magnetycznych i mikrodynamicznych właściwości substancji — to tylko ważniejsze zastosowania spektroskopii mössbauerowskiej, metody szeroko obecnie stosowanej w fizyce ciała stałego, chemii a nawet w biologii.

Spektroskopia mössbauerowska jest jedną z najdynamiczniej rozwijających się metod fizycznych. Jest już dojrzała, jest teoretycznie, metodologicznie i aparaturowo ustabilizowana. Może być reprezentatywnym przykładem noworozwijających się metod fizycznych. Warto więc przyrzeć się jej nieco uważniej, prześledzić jej dotychczasowy rozwój i ocenić jej dalsze możliwości. Nietrudno to zrobić, gdyż metoda ta rozwijała się na naszych oczach.

Zanim przedstawione zostaną niektóre historyczno-metodologiczne aspekty rozwoju spektroskopii mössbauerowskiej, może warto krótko przypomnieć na czym ta metoda polega i na wybranym przykładzie zilustrować jej możliwości.

2. Rezonansowy charakter spektroskopii mössbauerowskiej

Bezpośrednim przedmiotem zainteresowania spektroskopii mössbauerowskiej jest jądro atomowe. Może ono, jako układ kwantowy znajdować się tylko w ściśle określonych stanach energetycznych, zwanych poziomami jądrowymi. Spektroskopia mössbauerowska jest metodą jądrową. Opiera się ona na bezodrzutowych przejściach jądrowych, emisyjnych i absorpcyjnych, zachodzących między poziomem podstawowym jądra atomowego i niskoenergetycznym poziomem wzbudzonym. Wykorzystuje rezonansowy przekaz energii, jaki za pośrednictwem kwantu gamma może zachodzić między jądrami atomowymi tego samego izotopu. Jądro wzbudzone emitując kwant gamma pozbywa się nadmiaru swojej energii i przechodzi do stanu podstawowego. Inne jądro, znajdujące się w stanie podstawowym, pochłaniając ten kwant przyjmuje jego energię i przechodzi do stanu wzbudzonego. Żeby tego rodzaju rezonansowy przekaz energii mógł być rzeczywistny, to jądro emitujące musi przekazać kwantowi gamma całą swoją energię wzbudzenia, a ten musi wnieść ją bez strat do jądra absorbującego. Taki pełny przekaz energii z jądra do jądra zachodzi tylko wówczas, gdy kwant gamma nie traci energii ani na odrzut jądra emitującego, ani jądra absorbującego ten kwant. Musi więc kwant gamma w czasie emisji przekazać pęd odrzutu nie pojedynczemu jądro, lecz całej — jak gdyby sztywnej — sieci krystalicznej źródła, a w czasie absorpcji — sieci krystalicznej absorbenta. Przy tego rodzaju przejściach jądrowych energia wewnętrzna kryształu nie ulega zmianie; w sieci krystalicznej nie ma kreacji ani anihilacji fononów. Kwant gamma unosi więc z jądra emitującego praktycznie całą jego energię wzbudzenia i wnosi ją do jądra absorbującego; straty energii na odrzut sieci krystalicznej źródła (absorbenta) można bowiem zaniedbać. Z powodu bardzo dużej masy sieci krystalicznej — w stosunku do masy emitującego (absorbującego) jądra — są one znacznie mniejsze od szerokości połówkowej poziomu mössbauerowskiego. Przyczyną umożliwiającą występowanie bezodrzutowych lub — inaczej — bezfononowych przejść jądrowych jest skwantowanie wewnętrznej energii kryształu. Z powodu tego skwantowania kryształ może przyjmować energię na kreację i na anihilację fononów tylko w dyskretnych dawkach. W pewnych stanach drgań sieci krystalicznej ten kwantowy warunek energetyczny może nie być możliwy do spełnienia przez jądro emitujące (absorbujące) kwant gamma. Wówczas przejścia jądrowe zachodzą w sposób bezodrzutowy. Wyemitowane bezodrzutowo kwanty gamma mają energię prawie dokładnie równą energii przejścia jądrowego.

Bezodrzutowa absorpcja jądrowa ma charakter rezonansowy. W czasie jej trwania jądro absorbujące sprzężone jest z jądrem emitującym za pośrednictwem kwantu gamma. Zmieniając energię kwantu można układ rezonansowy — złożony z jądra emitującego, kwantu gamma i jądra absorbującego — wyprowadzić z rezonansu lub — jeśli w nim nie był — do rezonansu doprowadzić. Dó zmiany energii kwantów gamma najczęściej wykorzystuje się efekt Dopplera. Wywołuje się go przez periodyczny ruch źródła względem

absorbenta z liniowo modulowaną prędkością. Rejestrując w funkcji tej prędkości liczbę kwantów gamma — przechodzących przez absorbent i docierających do detektora — otrzymujemy krzywą rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma, zwaną krzywą mössbauerowską. Cechą charakterystyczną takiego eksperymentu jest to, że w bardzo wąskim otoczeniu energii rezonansowej absorpcja atomowa kwantów gamma praktycznie nie zależy od energii, podczas gdy rezonansowa absorpcja jądrowa bardzo silnie od energii zależy. Wystarczy na przykład zmienić energię kwantów gamma o 4,6 neV, by absorpcja jądrowa linii 14,4 keV w izotopie ^{57}Fe zmalała do połowy swojej maksymalnej wartości. Osiąga się to przez bardzo małą zmianę prędkości ruchu źródła (0,1 mm/s). Gdyby przez analogię do spektroskopii mössbauerowskiej istniała metoda pomiaru tak małych względnych zmian odległości, jak małe względne zmiany energii pozwala mierzyć spektroskopia mössbauerowska, to zmiana o 4,5 cm odległości między Ziemią a Słońcem byłaby bez trudu mierzalna.

Krzywa rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma przedstawia nadzwyczaj ostry rezonans energetyczny. Ostrość tego rezonansu wynika z bardzo małego rozmycia energetycznego wzbudzonych poziomów jądrowych zaangażowanych w rezonansowym przekazie energii. Dla poziomu jądrowego 14,4 keV w izotopie ^{57}Fe szerokość połówkowa tego rozmycia stanowi niezmiernie małą część (3×10^{-13}) jego energii, co decyduje o nadzwyczaj dużej energetycznej zdolności rozdzielczej spektroskopii mössbauerowskiej. Dzięki tej zalecie metodą spektroskopii mössbauerowskiej można badać nanoelektronowoltowe (^{57}Fe), a nawet pikoelektronowoltowe (^{67}Zn) przesunięcia i rozszczepienia poziomów jądrowych.

Pięknym przykładem wykorzystania w badaniach podstawowych ultrawysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej spektroskopii mössbauerowskiej było zaobserwowanie w warunkach laboratoryjnych, przewidywanego przez ogólną teorię względności [2], oddziaływania między promieniowaniem elektromagnetycznym a polem grawitacyjnym. W rezultacie tego oddziaływania częstość fali elektromagnetycznej zmienia się o wartość $\Delta\nu$ na odcinku b , tworzącym z kierunkiem przyspieszenia ziemskiego g kąt θ , przy czym $\Delta\nu/\nu = (gb/c^2)\cos\theta$. Dla $\theta = 0^\circ$ i $b = 1$ m mamy $\Delta\nu/\nu = 10^{-16}$. Tę niesłychanie małą, relatywistyczną zmianę częstości — a nawet jej kątową zależność — z powodzeniem badano metodą spektroskopii mössbauerowskiej przy użyciu izotopu ^{57}Fe [3], a zwłaszcza ^{67}Zn [4].

Swoje bardzo szerokie zastosowanie i dynamiczny rozwój spektroskopia mössbauerowska zawdzięcza nie kilku spektakularnym eksperymentom — takim jak wyżej opisany — lecz możliwości badania przy jej pomocy elektrycznych i magnetycznych oddziaływań nadsztylnych, występujących między jądrem atomowym a powłoką elektronową atomu. Oddziaływania te powodują nanoelektronowoltowe przesunięcia i rozszczepienia poziomów jądrowych. W tych rozszczepieniach zakodowane są informacje o właściwościach jądra atomowego, powłoki elektronowej atomu, najbliższego otoczenia izotopu mössbauerowskiego, a także informacje o krystalicznych, magnetycznych i mikrodynamicznych właściwościach substancji. Te jedyne w swoim rodzaju informacje wydobywamy z jąder za pośrednictwem bezodrutowo wyemitowanych i rezonansowo absorbowanych kwantów gamma.

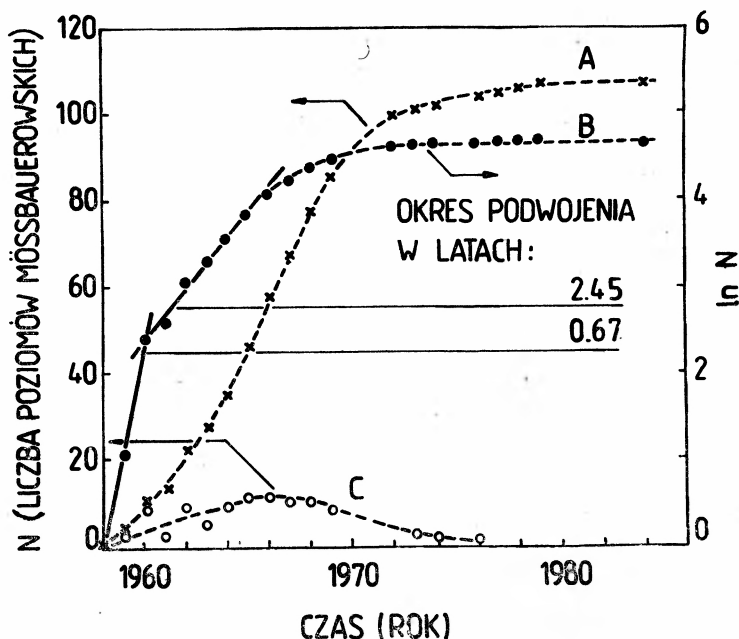
Dzięki możliwości wszechstronnych zastosowań, spektroskopia mössbauerowska jest metodą komplementarną w stosunku do wielu innych metod badawczych. Jej szybki roz-

wój można prześledzić na podstawie literatury naukowej [5, 6] i materiałów z wyłącznie jej poświęconych i obecnie cyklicznie organizowanych międzynarodowych konferencji naukowych. Wyniki jej badań przedstawiane są ponadto na wielu różnych sympozjach i konferencjach przedmiotowych. Opublikowano dotychczas wiele opracowań podręcznikowych na temat spektroskopii mössbauerowskiej, bardzo dużą liczbę artykułów przeglądowych (ok. 1500) oraz ponad 30000 artykułów specjalistycznych. Spektroskopia mössbauerowska posiada bardzo sprawny serwis w zakresie informacji naukowej. Wydawany jest specjalny miesięcznik — *Mössbauer Effect Reference and Data Journal* [5] — w którym odnotowywane są publikacje naukowe i w odpowiedni sposób segregowane.

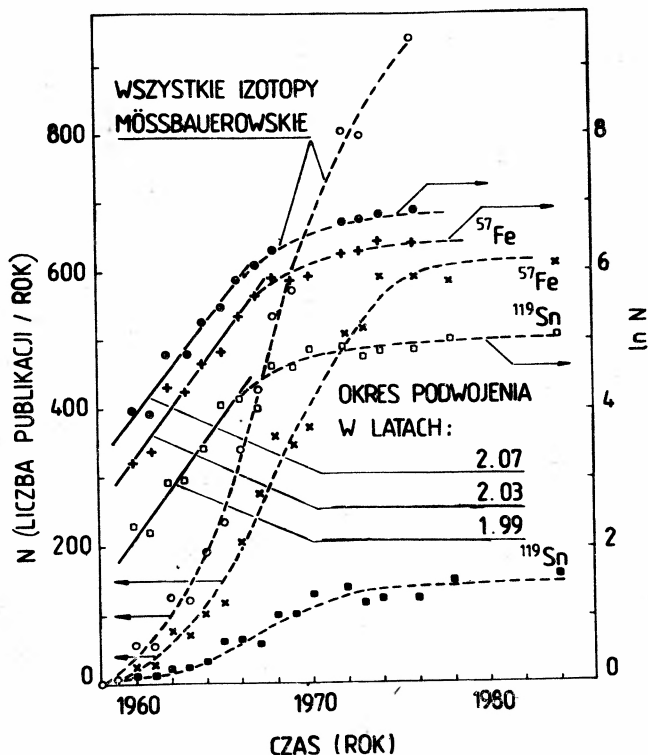
Efekt Mössbauera zaobserwowano dotychczas dla 106 niskoleżących poziomów jądrowych (6,24 keV do 187,9 keV) w 87 izotopach 44 pierwiastków chemicznych. Najczęściej w badaniach naukowych wykorzystuje się przejście 14,4 keV w izotopie ^{57}Fe (60%) i przejście 23,8 keV w izotopie ^{119}Sn (15%). Najmniejszą szerokość połówkową (49,9 peV) ma poziom mössbauerowski w izotopie ^{67}Zn .

3. Metodologiczna analiza tempa rozwoju spektroskopii mössbauerowskiej

Na podstawie katalogów literatury naukowej przeprowadzona została analiza tempa rozwoju spektroskopii mössbauerowskiej. Wyniki jej przedstawione są na rys. 1—5. Badano tempo w jakim odkrywano nowe poziomy mössbauerowskie (rys. 1), liczbę prac publikowanych rocznie na temat zastosowań w badaniach naukowych izotopu ^{57}Fe , izotopu ^{119}Sn oraz wszystkich razem izotopów mössbauerowskich (rys. 2), kwestię jak



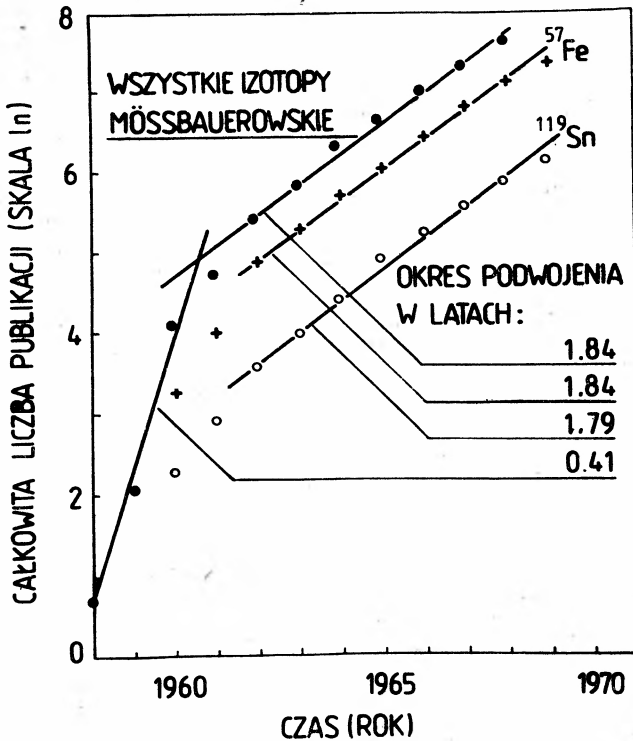
Rys. 1. Całkowita liczba odkrytych poziomów mössbauerowskich: A — skala liniowa, B — skala logarytmiczna, C — liczba poziomów mössbauerowskich odkrytych w danym roku



Rys. 2. Liczba prac wykonanych w danym roku dla izotopu ^{57}Fe , izotopu ^{119}Sn oraz wszystkich izotopów mössbauerowskich razem wziętych

wzrastała całkowita liczba prac naukowych wykonanych przy użyciu ^{57}Fe , ^{119}Sn i wszystkich razem izotopów mössbauerowskich (rys. 3), a także jak wzrastała całkowita liczba prac dotyczących jądrowych zastosowań spektroskopii mössbauerowskiej (rys. 4) Krzywa wzrostu liczby pracowników naukowych zatrudnionych w spektroskopii mössbauerowskiej (rys. 5) kończy przedstawienie wyników przeprowadzonej analizy.

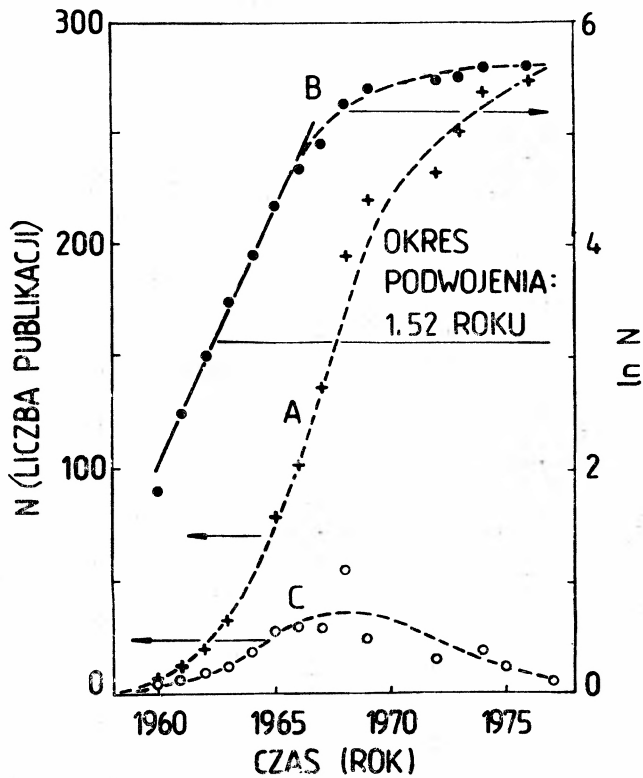
Wszystkie zależności wykazują w latach 60. wzrost wykładniczy z ok. dwuletnim okresem podwojenia. Widać to wyraźnie w postaci prostoliniowych odcinków różnych zależności przedstawionych w skali półlogarymicznej. Początkowy wzrost wielkości pokazanych na rys. 1, 3 i 5 charakteryzuje się czasem podwojenia nawet krótszym od jednego roku. Już pod koniec lat 60. we wszystkich zależnościach obserwuje się bardziej lub mniej wyraźną tendencję do zwolnienia tempa rozwoju i stopniowego przechodzenia w stan nasycenia. Przedstawione zależności mają charakter krzywych logistycznych. Krzywe takie są charakterystyczne nie tylko dla rozwoju nauki; opisują one również rozwój różnych procesów przyrodniczych i produkcyjnych. Stopniowe odchodzenie spektroskopii mössbauerowskiej od wzrostu wykładniczego, powolna stabilizacja liczby prac publikowanych każdego roku oraz liczby pracowników naukowych zatrudnionych w spektroskopii mössbauerowskiej świadczy o dojrzałości tej metody. Przed nią jest jeszcze wieloletnia i bogata problematyka naukowa. W miarę jednak stopniowego wyczerpywania się



Rys. 3. Całkowita liczba publikacji dotycząca zastosowań w badaniach naukowych izotopu ^{57}Fe , izotopu ^{119}Sn oraz wszystkich izotopów mössbauerowskich razem wziętych

z czasem problematyki dostępnej do badań metodą spektroskopii mössbauerowskiej liczba prac publikowanych co roku i liczba pracowników naukowych zaczęły maleć, podobnie jak to się działo z liczbą odkrywanych co roku poziomów mössbauerowskich (rys. 1, C) i liczbą prac publikowanych rocznie na temat jądrowych zastosowań spektroskopii mössbauerowskiej (rys. 4, C).

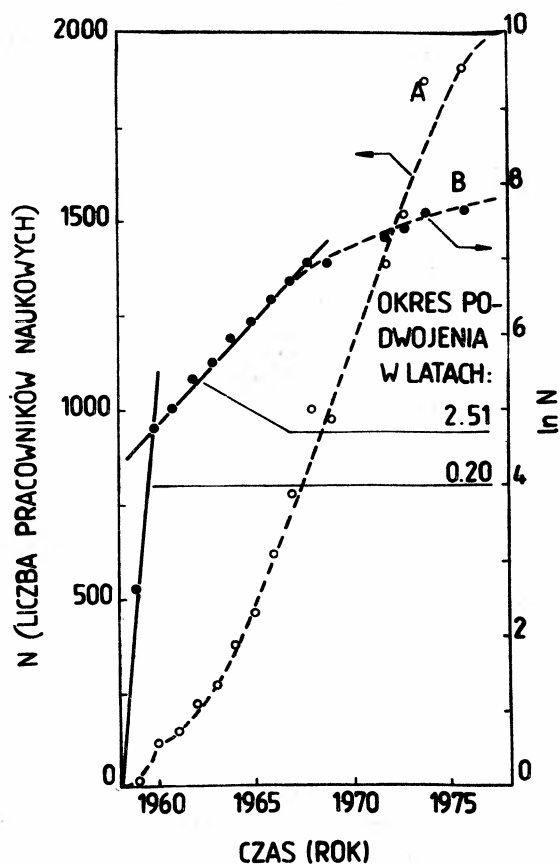
Mogą w przyszłości pojawić się nowe odkrycia dające impuls do nowego wykładniczego wzrostu liczby prac ze spektroskopii mössbauerowskiej. Na małą skalę, coś podobnego zdarzyło się już w latach 1965-68, kiedy to odkryto dużą liczbę nowych poziomów mössbauerowskich w eksperymentach na wiązce cząstek naładowanych i neutronów. Nie odzwierciedliło to się jednak w postaci nowej krzywej logistycznej nałożonej na krzywą wzrostu całkowitej liczby poziomów mössbauerowskich (rys. 1), gdyż przypadło to na jeszcze dość szybki jej wzrost i tylko ten wzrost przedłużyło w czasie. Dwa przypadkowe zdarzenia o tym zdecydowały. Pierwszym było doniesienie z 1961 r. o nie zaobserwowaniu efektu Mössbauera po wzbudzeniu kulombowskim [7]. Ten negatywny wynik błędnie wyjaśniono defektami radiacyjnymi spowodowanymi odrzutem jąder wzbudzonych kulombowsko. Wszyscy w tę interpretację uwierzyli i przez cztery następne lata nie podejmowano żadnych prób zaobserwowania efektu Mössbauera po wzbudzeniu kulombowskim lub po reakcjach jądrowych. Drugim wydarzeniem było zaobserwowanie w 1964 r.



Rys. 4. Całkowita liczba publikacji dotycząca jądrowych zastosowań spektroskopii mössbauerowskiej: A — skala liniowa, B — skala logarytmiczna, C — liczba publikacji w danym roku

efektu Mössbauera dla linii 59,5 keV w izotopie ^{237}Np po rozpadzie α [8]. Pozytywny wynik tego eksperymentu wskazywał na to, że po rozpadzie α mikrootoczenie izotopu mössbauerowskiego bardzo szybko rekrystalizuje i dochodzi do równowagi termodynamicznej zanim zostanie wyemitowany kwant gamma. Odkrycie efektu Mössbauera dla ^{237}Np stało się stymulatorem wielu ciekawych eksperymentów mössbauerowskich wykonanych przy użyciu wiązki cząstek naładowanych i neutronów, w których zaobserwowano wiele nowych przejść mössbauerowskich, zwłaszcza w izotopach pierwiastków ziem rzadkich. Gdyby to drugie wydarzenie opóźniło się o ok. pięć lat, to krzywa wzrostu liczby poziomów mössbauerowskich miałyby charakter schodkowy. Składałaby się z dwóch względem siebie wyraźnie przesuniętych i na siebie nałożonych krzywych logistycznych. Gdyby natomiast pierwsze eksperymenty dotyczące obserwacji efektu Mössbauera po wzbudzeniu kulombowskim dały pozytywne wyniki, to czas podwojenia liczby nowo odkrytych poziomów mössbauerowskich byłby krótszy niż 2,45 roku, a krzywa przedstawiona na rys. 1 zaczęłaby przechodzić w stan nasycenia o ok. cztery lata wcześniej.

Tak to nauką sterują czasem przypadki. Samo zjawisko bezdrzutowej emisji i rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma mogło być odkryte znacznie wcześniej. Już na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych obecnego stulecia prowadzone były bardzo trudne i zaawansowane badania rezonansowego rozproszenia jądrowego pro-



Rys. 5. Całkowita liczba pracowników naukowych zatrudnionych w spektroskopii mössbauerowskiej: A — skala liniowa, B — skala logarytmiczna.

mieniowania gamma [9] poprzez kompensację różnymi metodami strat energii kwantów gamma spowodowanych odrzutem jąder atomowych. Niestety, nikomu w tych czasach nie dane było odkryć zjawiska bezodrzutowej emisji i rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma.

Literatura

- [1] R. L. Mössbauer, *Z. Physik* **151**, 124 (1958).
- [2] A. Einstein, *Ann. der Physik* **35**, 898 (1911).
- [3] R. V. Pound, G. K. Rebka, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 337 (1960).
- [4] T. Katila, K. J. Riski, *Phys. Lett.* **38A**, 51 (1981).
- [5] J. G. Stevens, V. E. Stevens, W. L. Gettys, *Mössbauer Effect Reference and Data Journal*.
- [6] *Schnellinformation Mössbauer-Spektroskopie (ME)*, Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin.
- [7] E. Cotton, J. Gastabais, J. L. Picou, *J. Phys. Radium* **22**, 538 (1961).
- [8] J. Stone, W. L. Pillinger, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 200 (1964).
- [9] *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* red. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam 1965, t. 2, str. 1281.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Zastosowania fluorescencji chlorofilu — Seminarium w Bad Honnef

Pod takim tytułem odbyło się w Centrum Fizycznym Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Bad Honnef, RFN, w dniach od 5 do 8 czerwca 1988 r. 47-e Seminarium im. Wilhelma i Elsy Heraeusów ("47th WE-Heraeus-Seminar"). Seminaria organizowane pod tym imieniem poświęcone są z założenia ważnym, aktualnym problemom podstaw fizyki, a także chemii, biologii i medycyny (w ścisłym jednak powiązaniu z fizyką). Podmiotem omawianego Seminarium było użycie fluorescencji chlorofilu w badaniach fotosyntezy w tkance roślinnej, w badaniach fizjologii stresu u roślin, i w zdalnych, bezkontaktowych pomiarach (remote sensing) w środowisku przyrodniczym. Tegoroczne Seminarium było pierwszym z kolei międzynarodowym seminarium (organizowanym w ramach fundacji Heraeusów) poświęconym fluorescencji chlorofilu i jej zastosowaniu w badaniu środowiska przyrodniczego.

Metody fluorescencji chlorofilowej (indukowanej za pomocą zarówno światła emitowanego z klasycznych źródeł, jak i promieniowania laserowego) znajdują ostatnimi czasy liczne zastosowania w badaniach środowiska przyrodniczego, zwłaszcza w badaniach wykonywanych *in vivo*. Fluorescencja chlorofilowa zielonych tkanek roślin jest źródłem ważnych informacji o stanie fizjologicznym roślin oraz o stanie aparatu fotosyntetyzującego roślin, jak i o przebiegu, a także efektywności samego procesu fotosyntezy. Zasób informacji uzyskiwanych za pomocą metod opartych na fluorescencji chlorofilowej jest — w przypadku badania roślinności — dużo pełniejszy niż przy użyciu innych fizycznych metod eksploracji środowiska przyrodniczego.

W ostatnich latach wykonano wiele pomyślnych prób użycia fluorescencji chlorofilu w badaniach stresu roślin, w hydrobiologii i limnologii. Badano także możliwości użycia metod opartych na fluorescencji chlorofilu w zdalnych, bezkontaktowych badaniach oceanologicznych, np. do oznaczania fitoplanktonu morskiego. Aktualność i celowość dalszego prowadzenia badań zwłaszcza w tym kierunku, potwierdzona została ewidentnie podczas masowego pojawienia się wiosną bieżącego roku w Cieśninach Duńskich i w Morzu Północnym toksycznych glonów. Brak skutecznych metod diagnozowania uwidocznił się wtedy w postaci niepowodzeń na jakie z reguły skazane były próby prognozowania (oparte na tradycyjnie stosowanych metodach) wystąpienia ławic tych glonów w określonych obszarach morza, a także próby określenia tendencji dalszego przemieszczania się ich w morzu. Tymczasem możliwość oznaczania fitoplanktonu morskiego, jak i informacje o kondycji mikroorganizmów morskich, ich rozmieszczeniu, rozprzestrzenianiu się, i dalszych tendencjach (rozwój, migracji, stanu fizjologicznego itd.) są niezmiernie istotne dla oceny charakteru i wielkości globalnej produkcji pierwotnej, wymiany gazów między atmosferą a oceanem itd. Podobnie ma się rzecz i w odniesieniu do szaty zielonej roślinności globu ziemskiego.

Istnieją już liczne przesłanki (potwierdzone w znacznej mierze badaniami laboratoryjnymi) świadczące o możliwości użycia na szerszą skalę metod fluorescencji chlorofilowej do zdalnych, bezkontaktowych badań, wykonywanych *in situ*, stanu fizjologicznego szaty roślinnej, a w szczególności zjawiska stresu zielonej roślinności lądowej, jak i możliwości użycia tych metod do oznaczania niektórych mikroorganizmów w morzu. Problematyka ta jest przedmiotem rozległych badań naukowych objętych kryptonimem LASFLEUR, stanowiącym akronim od LASer-induced FLUorescence in EUROpe, realizowanych w wielu czołowych europejskich ośrodkach naukowych. W omawianym Seminarium referowano liczne prace wykonane w ramach tego programu.

Program merytoryczny Seminarium przewidywał 42 półgodzinne referaty. Zasadnicza problematyka referatów dotyczyła następujących zagadnień:

- korelacji wydajności kwantowej fluorescencji chlorofilowej *in vivo* i konwersji CO_2 w procesie fotosyntezy w roślinach;
- zastosowań fluorescencji chlorofilowej w detekcji i diagnostyce stresu fizjologicznego u roślin pod wpływem czynników zewnętrznych (np. herbicydów, szoku hydrologicznego, niedoboru minerałów i zanieczyszczenia powietrza);

- zastosowań fluorescencji i luminescencji chlorofilowej w hydrobiologii, limnologii i oceanologii w aspekcie możliwości oznaczania fitoplanktonu;
- możliwości dokonywania bezkontaktowej detekcji i diagnostyki stresu roślinności lądowej metodą laserowej fluorescencji chlorofilowej.

Węzłowymi problemami Seminarium były zagadnienia skupione wokół tematyki przedstawionej w pierwszych dwóch punktach. Mniej prac dotyczyło ostatniej tematyki. Bierze się to zresztą stąd, że badania w tym zakresie prowadzone są stosunkowo od niedawna.

Przedstawione na Seminarium prace były na dobrym poziomie naukowym i nawiązywały do ostatnich osiągnięć. Referowano wyniki badań wykonanych w ostatnim czasie, w znacznej części w ośrodkach naukowych współdziałających z programem LASFLEUR. Przewidziane jest wydanie materiałów Seminarium w postaci „Proceedings of...” zawierających komplet wygłoszonych referatów.

Kierownictwo naukowe Seminarium sprawował prof. H. K. Lichtenthaler (Uniwersytet w Karlsruhe), organizacyjnie sprawy prowadził dr V. Schaefer, dyrektor fundacji Heraeusów. W seminarium udział wzięło łącznie 45 osób, z następujących dwunastu krajów (w nawiasie podano odpowiednią liczbę uczestników): Austrii (1), Czechosłowacji (2), Francji (2), Holandii (4), Polski (1), RFN (25), Szwajcarii (1), Szwecji (1), USA (2), Węgier (2), Wielkiej Brytanii (1) oraz Włoch (3). Organizacja Seminarium była bardzo dobra, toteż przebiegało ono bardzo sprawnie. Nakreślony program Seminarium został wyczerpany, a cel naukowy — jak sądzę — osiągnięty.

Na zakończenie chciałbym podać kilka informacji o seminariach im. Heraeusów. Organizowane są one począwszy od roku 1975 dzięki fundacji ustanowionej przez małżeństwo Wilhelma i Elzy Heraeusów (dr W. Heraeus był znanym fizykiem). Fundacja dysponuje obecnie kapitałem w wysokości pięciu milionów marek. Celem jej jest popieranie badań podstawowych z zakresu fizyki i innych nauk przyrodniczych, w ścisłym jednak powiązaniu z fizyką. Na czele fundacji stoi Zarząd, a jej dyrektorem jest wymieniony już uprzednio dr V. Schaefer (również fizyk). Fundacja finansuje rocznie pięć seminariów (w przyszłości dzieścięć) przewidzianych dla grup 30-35 osobowych. Do zwołania kolejnego seminarium dochodzi po zgłoszeniu odpowiedniego wniosku przez zainteresowanego naukowca (ewentualnego kierownika naukowego) po zatwierdzeniu przez Zarząd fundacji. Od szeregu lat odbywają się one w Bad Honnef, w Centrum Fizycznym. Materiały naukowe z poszczególnych seminariów są publikowane, a relacje z ich przebiegu jak i niektóre referaty umieszcza się w *Physikalische Blätter*. W czasopiśmie tym ogłasza się termin i tematykę kolejnego seminarium. Udział w seminarium następuje w wyniku imiennego zaproszenia.

Henryk Wrembel

Zakład Fizyki WSP
Słupsk

Międzynarodowa Konferencja Implantacyjna w Lublinie

Pełna nazwa Konferencji w języku angielskim była następująca: “International Conference on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Beam Interaction with Solids and Ion Beam Material Mixing Devices”. Była to 9 Konferencja Implantacji Jonów do Półprzewodników oraz Innych Materiałów i Oddziaływania Wiązek Jonowych z Ciałem Stałym, powołana przez Komisję Ekspertów uczelni wyższych i akademii nauk krajów RWPG. Poprzednia odbyła się w r. 1985 w Balatonaliga na Węgrzech. Poczynając od obecnej Konferencji w Lublinie, która odbyła się w dniach 12-17 września 1988 r. będą one organizowane co 2 lata. Najbliższa odbędzie się w Warnie w Bułgarii w r. 1990.

Implantacja jonów umożliwia przeprowadzenie domieszkowania ciał stałych w procesie „na zimno” w określonej i wymaganej temperaturze w sposób całkowicie kontrolowany ze względu na rodzaj jonów, energię, gęstość powierzchniową, głębokość i rozkład głębokościowy gęstości jonów. Metoda implantacyjna ma wiele zalet w porównaniu z metodą dyfuzyjną domieszkowania półprzewodników.

Podczas ostatnich 20 lat energią implantowanych jonów zwiększono od kilku keV do kilku MeV, rozmiary próbek implantowanych wzrosły od kilku cm do ok. 25 cm, całkowity prąd jonowy — od kilku μA .

do 20 mA. Gęstość powierzchniowa prądu jonowego wzrosła od $20 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ do $20 \text{mA}/\text{cm}^2$, niejednorodność powierzchniowa malała od 5% do 0,5%.

W początkowych etapach implantacji stosowano wiązki szerokie, co się robi po dzień dzisiejszy. Ale wypracowano też nową technikę zogniskowanych wiązek jonowych. Przy prądzie wiązki 1 nA średnica zogniskowanej wiązki wynosiła w latach 70. ok. $1 \mu\text{m}$, zaś gęstość powierzchniowa prądu (dawka) — $0,1 \text{A}/\text{cm}^2$. W latach 1990-ych spodziewamy się poprawić powyższe dane na 300Å średnicy zogniskowanej wiązki jonowej i $100 \text{A}/\text{cm}^2$ gęstości powierzchniowej w ognisku wiązki. Znamy kilka zaskakujących zastosowań zogniskowanych wiązek jonowych: naprawa masek do produkcji obwodów scalonych z wykorzystaniem kontrolowanego rozpylenia jonowego (ion milling), mikrochirurgia mikroobwodów elektronicznych, litografia jonowa, zastępująca litografię wiązką elektronową, bezpośrednie kształtowanie domieszkowanych i o mikroskopowych rozmiarach półprzewodników implantującą zogniskowaną wiązkę jonową z wyeliminowaniem innych procesów litograficznych, sterowanie wiązką jonową, odkładanie (deposition) materiałów tarczy dla naprawy mikroobwodów układów scalonych, mikroskop skaningowy, spektroskopia masowa jonów wtórnych (SIMS), wywołana przez wiązki jonowe chemia powierzchniowa, a także trawienie materiałów towarzyszące padającym na nie wiązkom jonowym oraz odkładanie materiałów przez wiązki jonowe w żądanym miejscu i ilości z dokładnością do $0,1 \mu\text{m}$. Już ogniskowano wiązki jonowe do średnicy $0,1 \mu\text{m}$ przy gęstości powierzchniowej prądu $1,5 \text{A}/\text{cm}^2$. Przy pomocy zogniskowanej wiązki jonowej wycinano linie o szerokości $0,1 \mu\text{m}$ w warstwie złota o grubości 40 nm, naporowanej na powierzchnię monokryształu krzemu. Spodziewane więc w latach 1990-tych uzyskanie metodami implantacji zogniskowanych wiązek jonowych, rutynowe zdolności rozdzielcze $0,1 \mu\text{m}$, umożliwią otrzymanie opóźnień bramki rzędu 200 do 40 ps, albo — gęstości upakowania podstawowych zintegrowanych elementów elektronicznych od 16 do 20 milionów na chip (kostkę bloku elektronicznego), albo mikroprocesorów operujących z szybkością 30 do 60 milionów instrukcji na sekundę itd.

Celem Konferencji Implantacyjnej w Lublinie było przedstawienie współczesnego stanu stosowania metod implantacji jonów i oddziaływania wiązek jonowych z ciałem stałym, przedyskutowanie stanu posiadania i produkcji aparatury implantacyjnej oraz dokonania przeglądu zastosowań metod implantacji jonów i oddziaływania wiązek jonowych z ciałem stałym w krajach RWPG na tle osiągnięć światowych.

Główna tematyka konferencji dotyczyła następujących zagadnień:

1. Zderzenia jonów z atomami (jonami) w ciałach stałych; teoria i symulacja komputerowa.
2. Uszkodzenia radiacyjne.
3. Domieszkowanie, wygrzewanie i urządzenia stało-ciałowe zbudowane techniką implantacyjną.
4. Mieszanie atomowe (mixing) i implantacja wtórna (recoiling).
5. Modyfikacja ciał stałych przy pomocy wiązek jonowych.
6. Własności optyczne; emisja promieniowania wywołana przez jony.
7. Aparatura, urządzenia, technologia.
8. Własności mechaniczne (mikrotwardość) i chemiczne (korozja implantowanych ciał stałych); inna tematyka.

Podczas konferencji wygłoszono 19 wykładów plenarnych oraz 13 komunikatów. W sumie liczba autorów prac plakatowych wynosiła 400 osób. W konferencji uczestniczyło ok. 220 osób.

Komitet Organizacyjny wydał 180-stronicową książkę, gdzie znajdują się streszczenia prac przedstawionych na Konferencji. Prace uczestników Konferencji, jak uzgodniono z wydawnictwem, ukąją się w *Physica Status Solidi* po zakwalifikowaniu ich (podczas Konferencji) do opublikowania przez recenzentów, wyznaczonych przez Komitet Programowy Konferencji Implantacyjnej.

Językami konferencji był angielski i rosyjski. Z zagranicy przyjechało ok. 100 osób. Uczestnicy mieli sposobność zwiedzenia nowych dzielnic Lublina, Starego Miasta, Zamku i niemieckiego obozu zagłady na Majdanku, znajdującego się na przedmieściach Lublina. W ramach Konferencji zorganizowano także wycieczkę do pobliskiego Nałęczowa i Kazimierza Dolnego nad Wisłą.

Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. M. Subotowicz, zastępcą — doc. D. Mączka. W organizacji brało udział ok. 30 osób spośród fizyków lubelskich.

Mieczysław Subotowicz

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

RECENZJE

P. Chmela: *Wprowadzenie do optyki nieliniowej*, tłum. J. Petykiewicz PWN, Warszawa 1987, s. 226, wydanie I, nakład 1500 egz., cena zł 220.—

Na podstawie wykładów na Wydziale Przyrodniczym Uniwersytetu im. Pałackého w Ołomuńcu w Czechosłowacji Pavel Chmela napisał skrypt poświęcony fenomenologicznej teorii nieliniowych zjawisk optycznych w ośrodkach. Praca ta wydana została w Czechosłowacji w 1982 r. Po pięciu latach od tej daty Państwowe Wydawnictwo Naukowe wydało tłumaczenie tej książki pod ogólnym tytułem *Wprowadzenie do optyki nieliniowej*.

Po obszernym podręczniku Stanisława Kielicha *Molekularna Optyka Nieliniowa* wydanym dziesięć lat temu, podręcznik Pavla Chmeli stanowi cenne i interesujące uzupełnienie naukowej literatury polskiej poświęconej problemom optyki nieliniowej.

Na książkę składają się dwa obszerne wstępne rozdziały dotyczące liniowego i nieliniowego oddziaływania fal elektromagnetycznych z ośrodkiem, oraz centralny rozdział opracowania poświęcony zjawiskom nieliniowym uwarunkowanym polaryzacją kwadratową.

Cała książka poświęcona jest w zasadzie fenomenologicznej teorii oddziaływania fal w ośrodkach, opisywanych polaryzacją dipolową $P(E)$. W zależności od typu ośrodka fale takie otrzymuje się rozwiązując równania Maxwella z polaryzacją dipolową zależną w sposób nieliniowy od pola elektrycznego. Własności nieliniowego ośrodka określone są w danym rzędzie nieliniowości przez materiałowy tensor podatności elektrycznej. W rozdziale „Nieliniowe oddziaływanie fal elektromagnetycznych z ośrodkiem” systematycznie przedyskutowane są własności symetrii tensorów podatności w zależności od typu nieliniowego kryształu. Dyskusja ta uzupełniona jest teorią dyspersji opartą o nieliniową modyfikację modelu Lorentza.

Poszczególne rozdziały książki napisane są poprawnie i czyta się je bez specjalnego trudu. Są one niestety dość żmudne rachunkowo, ze względu na typowy w takich problemach złożony, tensorowy charakter propagacji fali w dielektryku.

Centralny rozdział IV książki, poświęcony jest zjawiskom optycznym wywołanym polaryzacją kwadratową w polu elektrycznym. W rozdziale tym czytelnik znajdzie bardzo szczegółowe omówienie zjawisk związanych z generacją drugiej harmonicznej i parametryczną konwersją światła. Rozdział ten napisany bardzo wyczerpująco w swoim zakresie tematycznym, wskazuje jednocześnie na istotne ograniczenie całej książki. W zasadzie poświęcona jest ona wyłącznie zjawiskom wywołanym polaryzacją kwadratową. Dlatego też ogólny tytuł książki *Wprowadzenie do optyki nieliniowej* można traktować raczej na wyrost, gdyż Autor zjawisk innych niż kwadratowe nie omawia. Z kolei zjawiska kwadratowe są w książce solidnie opisane i dyskutowane. Poza wspomnianym już ograniczeniem się Autora do zjawisk kwadratowych, pominięte są zupełnie w książce problemy kwantowe. Statystyczne własności światła, kwantowe generatory parametryczne, generacja szumu makroskopowego z szumu kwantowego, procesy wielofotonowe — to tylko przykłady zagadnień współczesnej optyki nieliniowej, które zostały pominięte. W ramach samych problemów kwadratowych, poza monografią znalazła się cała współczesna problematyka związana z generacją i detekcją tzw. stanów ściśniętych. Zresztą myślę, że świadomą intencją Autora było zawężenie dyskusji tylko do zjawisk klasycznych i to w opisie całkowicie fenomenologicznym.

Ze względu na brak tematyki kwantowej i opisu nowszych zjawisk książka ta jest tematycznie zbyt wąska jak na uniwersytecki kurs optyki nieliniowej, ale doskonale się nadaje dla szerokiego kręgu odbiorców pracujących w elektronice, w optoelektronice, w technice i można ją polecać jako wartościową literaturę uzupełniającą dla studentów fizyki. Szczególnie osoby pracujące w dziedzinie zastosowań optoelektroniki znajdą w książce Pavla Chmeli zwarte i kompetentnie podane najważniejsze fakty związane z kwadratowymi optycznymi konwerterami częstości. Z tego też punktu widzenia, na pewno jest to książka pożyteczna.

Nie byłem w stanie sprawdzić precyzji tłumaczenia wykonanego przez Jana Petykiewicza. Domyślałem się, że nie była to sprawa prosta. Całą książkę czyta się dobrze i nie natrafiłem w niej na poważniejsze błędy językowe czy stylistyczne.

Cała redakcja tekstu jest poprawna, aczkolwiek Autor w kilku miejscach wprowadza niepotrzebne zamieszanie swoją notacją lub uwagami. I tak np. $E(0)$ i $E(\mathbf{r}, t)$ niby oznaczone są identycznie (np. od str. 14), ale w gruncie rzeczy oznaczają coś zupełnie innego. Uważam też, że w teorii tak fenomenologicznej jak ta, którą przedstawia Pavel Chmela, uwaga na str. 32 o elektrodynamice Borna-Infelda jest nie na miejscu. Podobne wrażenie robi uwaga na str. 50 o kowariantności i kontrawariantności tensorów. Obydwa stwierdzenia, aczkolwiek prawdziwe, nie mają żadnego związku z optyką nieliniową a ponadto dla potencjalnego czytelnika zajmującego się parametryczną generacją światła są zupełnie niezrozumiałe.

Nie zgadzam się z uwagą na str. 70, że powolna zmienność amplitudy pola związana jest ze słabością nieliniowego oddziaływania optycznego. Znane są przykłady silnego sprzężenia i wolno zmiennej amplitudy. Soliton optyczny jest przykładem, który przeczy stwierdzeniu Autora.

Te kilka krytycznych uwag nie pomniejsza w moim odczuciu wartości książki Pavla Chmeli. Jest to solidna, aczkolwiek nie porywająca książka użyteczna dla specjalizujących się w tej dziedzinie fizyków i inżynierów.

Krzysztof Wódkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

J. Kalisz, M. Massalska, J. M. Massalski: **Zbiór zadań z fizyki z rozwiązaniami**. Cz. I i II, PWN, Warszawa 1987, cz. I — s. 509, cz. II — s. 332, wyd. XII, nakład 30000 egz., cena zł 750.—

W 1987 r. PWN wydało po raz 12 popularny *Zbiór zadań z fizyki z rozwiązaniami* J. Kalisza, M. Massalskiej i J. M. Massalskiego. Warto tu przypomnieć, że pierwsze wydanie tej książki ukazało się w r. 1948. *Zbiór zadań...* obchodzi więc w tym roku swoisty jubileusz. Książka uległa oczywiście znacznym zmianom w porównaniu z pierwszymi skryptowymi wydaniem. Również w porównaniu z poprzednim wydaniem z 1980 r. książka została dość istotnie zmieniona. Przede wszystkim dodano ok. 400 zadań (głównie z tzw. fizyki współczesnej). Druga zasadnicza zmiana to zastosowanie jednolitego układu jednostek SI i zrezygnowanie ze stosowania innych, pozaukładowych jednostek. Zachowany został jednak ogólny poziom i styl zadań i rozwiązań.

Nie jest dla mnie całkiem jasne, do jakiego grona czytelników *Zbiór zadań...* jest adresowany. Sądząc z ogólnego poziomu przeznaczony jest on dla uczniów szkół średnich. Niektóre elementy, jak np. dość swobodne korzystanie z rachunku wektorowego świadczą jednak o tym, że książka adresowana jest do studentów pierwszych lat studiów. Dla studentów fizyki oraz dla większości studentów wydziałów technicznych politechnik *Zbiór zadań...* jest zdecydowanie zbyt łatwy. Korzystać mogą z recenzowanej książki studenci tych wydziałów szkół wyższych, gdzie fizyka nie jest podstawowym przedmiotem nauczania. Sądzę, że tak jak w przypadku poprzednich wydań uczniowie szkół średnich i niektórzy studenci są i będą odbiorcami *Zbioru zadań...*

Książka zaczyna się od wstępu metodologicznego na temat roli rozwiązywania zadań w procesie nauczania i metodologii rozwiązywania zadań. Następnie Autorzy omawiają układ jednostek SI. Nie jest to systematyczny wykład i nie może zastąpić podręcznika (nie ma zresztą takich ambicji), można jednak znaleźć tu podstawowe definicje, co niewątpliwie ułatwia Czytelnikowi korzystanie z książki. Można w tej części znaleźć kilka niekonsekwencji. I tak gęstość energii pola magnetycznego nie jest osobną jednostką, choć tak sugeruje tekst na str. 80 i 81. Wprowadzanie jednostki przenikalności magnetycznej bezwzględnej próżni (str. 84) nie ma w ogóle sensu (przenikalność magnetyczna próżni jest wyznaczana i ma wymiar przenikalności magnetycznej). Definicja prędkości grupowej fal (str. 86) jest niejasna. Pojęcie kandelii nie zostało nigdzie wprowadzone, choć jest używane np. na str. 89. Tekstu na str. 36 (wiersze 6—9 od góry) nie należy chyba traktować zbyt poważnie. Nie są to jednak poważne usterki. Zdziwił mnie natomiast stosunek Autorów do wagi układu SI. Na str. 24 czytamy: „Wprowadzenie układu SI do nauki i praktyki życia codziennego możemy zaliczyć do największych wydarzeń chwili obecnej, a datę jego wprowadzenia możemy uważać za jedną z dat przełomowych w historii ludzkości”. Doceniam rolę normalizacji, mam jednak inne poglądy na temat przełomów w historii ludzkości.

Zadania podzielone są na 8 rozdziałów, odpowiadających tradycyjnym działom fizyki klasycznej: Fizyczne podstawy mechaniki, Ciepło, Elektryczność i magnetyzm, Akustyka i optyka, Fizyka jądrowa, Fizyka cząsteczek i ciała stałego. Każdy rozdział podzielony jest na paragrafy. Każdy paragraf rozpoczyna się zbiorem podstawowych definicji, praw i wzorów. Stanowi to pewnego rodzaju „bryk”. Oczywiście umieszczenie podstawowych wzorów jest korzystne i ułatwia czytelnikom rozwiązanie zadań, ale wstępne informacje nie mogą w żadnym wypadku zastąpić podręcznika. Osoby korzystające ze *Zbioru zadań*... powinny o tym pamiętać.

Rozwiązania zadań umieszczone są na końcu każdego rozdziału. Na ogół są one kompletne. W większości przypadków podane są też końcowe wyniki liczbowe. Według mojej opinii w większości przypadków przydałoby się dodać choćby krótką dyskusję rozwiązań. Umieszczone rozwiązania są w olbrzymiej większości bardzo suche.

Niewątpliwą zaletą *Zbioru zadań*... jest umieszczenie w jednej książce dużej liczby zadań ilustrujących wszystkie działy fizyki. Jak już wspomniałem, układ materiału jest bardzo tradycyjny. Układ ten nie jest bardzo logiczny; nie jest np. całkiem jasne, dlaczego optyka została połączona z akustyką, a nie z elektromagnetyzmem. Nie ma to jednak większego znaczenia, gdyż rzadko kiedy zadania z danego paragrafu wykorzystują materiał z innej dziedziny fizyki.

Zadania z tzw. fizyki klasycznej nie wykraczają w zasadzie poza zakres szkoły średniej. Nie stosuje się w nich szerzej rachunku wektorowego. Również rachunek różniczkowy, czy rozwiązywanie równań różniczkowych nie są potrzebne do rozwiązania większości zadań. Olbrzymia liczba zadań ma w zasadzie na celu ilustrowanie przykładami „z życia” poznane w ramach kursu szkolnego prawa fizyczne.

Ostatnie dwa rozdziały, poświęcone tzw. fizyce współczesnej wykraczają w wielu miejscach poza tradycyjny, podstawowy wykład fizyki. Niemniej jednak materiał tam zawarty jest bardzo potrzebny. Poszerzenie ostatnich rozdziałów w obecnym wydaniu niewątpliwie było dobrym posunięciem, uatrakcyjniającym książkę.

Styl zadań i rozwiązań reprezentuje metodę dydaktyczną, której nie mogę polecić. Właściwie wszystkie zadania są niesłychanie łatwe i polegają na wstawieniu danych liczbowych do jednego z kilku lub kilkunastu wzorów podanych na początku każdego paragrafu. Cała trudność polega na wybraniu właściwego wzoru i obliczeniu numerycznych wartości. Wiedząc, jaki jest poziom wielu uczniów i studentów rozumiem, że tak łatwe zadania musiały znaleźć się w *Zbiorze*. Uważam jednak, że wskazane byłoby umieszczenie choćby pewnej liczby zadań trudniejszych, wymagających pełniejszej analizy zjawisk fizycznych. Brak takich zadań może łatwo prowadzić do znacznego spłylenia rozumienia fizyki. Student czy uczeń może mieć wrażenie, że rozumienie fizyki polega na zapamiętaniu pewnej liczby wzorów i umiejętności podstawienia wartości liczbowych. Prawie żadne zadanie nie wymaga od czytelnika głębszej analizy fizycznej procesu. Niewiele jest też zadań łączących różne działy fizyki.

Autorzy wielką wagę przywiązują do końcowego wyniku liczbowego, co oczywiście jest właściwe. Warto by jednak choć czasem zastanowić się, czy ten wynik liczbowy jest wyjątkowo duży (jak w różnych zadaniach o rezonansie), czy też mały, czy może taki, jakiego należy się spodziewać z prostych rozważań wymiarowych. Uważam, że taka analiza byłaby bardzo kształcąca. Można by też umieścić pewną liczbę zadań problemowych, czy jakościowych, których rozwiązanie z pewnością przyczyniłoby się do głębszego zrozumienia zagadnień fizycznych.

Zbiór zadań... jest niewątpliwie bardzo popularny wśród niektórych uczniów i studentów. Świadczy o tym wyraźnie znaczna liczba wydań i olbrzymia liczba sprzedanych egzemplarzy. Nie sądzę jednak, że mógłbym polecić używanie *Zbioru zadań*... jako podstawowego źródła przykładów do rozwiązania. Uczniom szkół średnich sugerowałbym raczej *Zbiór zadań* Kruczka, Jędrzejewskiego i Kujawskiego. Uczniom bardziej ambitnym — książkę Blinowskiego i Trylskiego *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*. Studenci szkół wyższych powinni natomiast uzyskać nieco głębsze zrozumienie fizyki, niż tego wymaga recenzowany *Zbiór zadań*...

Jan Mostowski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

KRONIKA

PTF

Sprawozdanie z działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego za rok 1988

Walne Zebranie Delegatów PTF w dniu 23 września 1987 dokonało wyboru prezesa w osobie Janusza Zakrzewskiego oraz członków i zastępców członków Zarządów Głównego (skład ZG jest podany na II stronie okładki każdego zeszytu *Postępów Fizyki*). Wybrano też Komisję Rewizyjną w składzie: Bronisław Średniawa (Kraków) — przewodniczący, Mieczysław Budzyński (Lublin), Bohdan Dziunikowski (Kraków), Aleksander Szymański (Rzeszów) i Jerzy Wdowczyk (Łódź).

W okresie sprawozdawczym ZG odbył 8 posiedzeń. Na niektóre posiedzenia zapraszani byli redaktorzy czasopism PTF i przedstawiciele Oddziałów. W celu rozwijania działalności statutowej PTF w różnych dziedzinach ZG powołał 12 komisji i Komitet Główny Olimpiady Fizycznej (p. Kronika 4/88) oraz dyskutował sprawę powołania Komisji Ekologicznej. Prowadzone są jeszcze konsultacje co do osoby jej przewodniczącego.

Obecnie PTF zrzesza ogółem 1993 członków w 18 oddziałach.

W okresie sprawozdawczym PTF prowadziło głównie działalność naukową (właściwie działalność zmierzającą do ożywienia życia naukowego), dydaktyczno-popularyzacyjną i wydawniczą. Poniżej przedstawione jest sprawozdanie z różnych dziedzin działalności PTF sporządzone na podstawie protokołów posiedzeń Zarządu Głównego, nadesłanych sprawozdań komisji PTF (nie nadesłały sprawozdań komisje: ds. Nazewnictwa, ds. Zatrudnienia Fizyków, ds. Programów, Podręczników i Pomocy Dydaktycznych, ds. Wydawnictw i Bibliotek), oddziałów (nie nadesłał Oddział Białostocki), redakcji wydawnictw PTF i Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

1. Działalność naukowa

Wszystkie oddziały PTF są organizatorami lub współorganizatorami seminariów naukowych. W okresie sprawozdawczym na terenie wszystkich oddziałów odbyło się od kilku do kilkudziesięciu posiedzeń, na których wygłaszano referaty naukowe. Każdy z oddziałów ma swoje zwyczaje i tradycje w organizowaniu tego typu spotkań i trudno je porównywać. W Oddziale Częstochowskim odbyło się ich 30. Wydaje się, że Oddział Lubelski ma największe tradycje w odbywaniu posiedzeń naukowych. W okresie sprawozdawczym odbyło się ich 23 z różnorodną i ciekawą tematyką. Ostatnie z nich nosiło kolejny numer 491. Oddział Warszawski jest współorganizatorem wykładów im. Mariana Smoluchowskiego, które wygłaszają wybitni krajowi i zagraniczni fizycy. Oddział Toruński był współorganizatorem XX Sympozjum Fizyki Matematycznej (grudzień 1987). Do działalności naukowej można zaliczyć prace dwóch komisji: Komisji Historii Fizyki i Komisji Nazewnictwa. Pierwsza z nich zorganizowała w kwietniu 1988 IV Ogólnopolskie Seminarium Historii Fizyki, w którym wzięło udział ok. 25 osób. Dyskutowano tam m. in. o badaniach nad dziełem Witelona i o planach wydawnictwa "Polish Men of Science". Niestety nie nadeszło do Zarządu Głównego sprawozdanie z działalności Komisji Nazewnictwa.

2. Działalność dydaktyczna i popularyzacyjna

Wszystkie oddziały PTF a także powołane do tego komisje prowadzą różnorodną i nierzadko szeroką działalność dydaktyczną i popularyzacyjną. Jest to chyba najważniejsza i społecznie najbardziej pożyteczna działalność PTF, gdyż w tej dziedzinie Towarzystwo jest niezastąpione.

W okresie sprawozdawczym działalność w tej dziedzinie obejmowała

- a) prace nad oceną nauczania fizyki w szkołach wyższych i średnich;
- b) pomoc dydaktyczną dla nauczycieli i uczniów szkół średnich;

- c) organizację olimpiad fizycznych;
 d) otwarte odczyty popularnonaukowe.

ad a) Komisja ds. Nauczania Fizyki w AM i AR opracowała ocenę stanu dydaktyki fizyki w uczelniach rolniczych i przygotowuje raport o stanie dydaktyki fizyki w akademiach medycznych. Komisja ds. Nauczania Fizyki w WUT przesłała do Komitetu Ekspertów ds. Edukacji Narodowej i rozesłała do uczelni technicznych opracowanie p.t. „Ekspertyza o stanie dydaktyki fizyki w wyższych uczelniach technicznych w Polsce”.

ad b) — Działalność w tej dziedzinie jest różnorodna i przejawia się w następujących formach:

- prowadzenie seminariów dla nauczycieli (Lublin, Warszawa),
- wygłaszanie wykładów z pokazami dla uczniów i nauczycieli (Gliwice, Katowice, Lublin, Łódź, Opole, Szczecin, Toruń),
- opieka nad szkolnymi kołami zainteresowań (Częstochowa, Katowice, Kraków, Lublin, Warszawa),
- współpraca z organizacjami dla młodzieży: Pałacem Młodzieży w Bydgoszczy, Młodzieżowym Towarzystwem Naukowym w Szczecinie, Młodzieżowym Towarzystwem Przyjaciół Nauk w Poznaniu, Towarzystwem Przyjaciół Nauk w Gdańsku, Pałacem Młodzieży w Gdyni,
- organizacja turniejów wiedzy fizycznej (Opole, Słupsk, Szczecin, Warszawa),
- akcje popularyzacyjne w szkołach (lekcje eksperymentalne, wykłady, pokazy, informacja o studiach itp.) (Gdańsk, Poznań, Słupsk),
- przygotowywanie kandydatów na wyższe uczelnie (Poznań),
- współpraca z Instytutem Kształcenia Nauczycieli i władzami oświatowymi (Częstochowa),
- organizacja szkół letnich dla uczniów szkół średnich — X Szkoła Letnia dla Młodzieży Szkół Średnich w Zakopanem (Kraków).

Przynajmniej niektóre z powyższych imprez cieszą się dużą popularnością. Przykładowo pokazy zorganizowane dla uczniów w Lublinie obejrzało ponad 7000 osób, a w Toruniu ok. 3000 osób. Wykłady w Warszawie były 2—3 krotnie powtarzane przy pełnej sali, a więc każdego z nich wysłuchano 800—1000 osób, ponad 200 osób uczestniczyło w każdym z wykładów we Wrocławiu.

Popularyzacja fizyki w szkołach nabiera szczególnego znaczenia w sytuacji obecnej, kiedy liczba studentów na studiach fizyki zastraszająco maleje.

ad c) — Komitet Główny Olimpiady Fizycznej i współpracujące z nim Komitety Okręgowe zorganizowały w roku szk. 1987/88 XXXVII Olimpiadę Fizyczną. Do finału doszło 82 uczestników, z których wyłoniono 23 laureatów. Pierwszych 10 laureatów wzięło udział w obozie przygotowawczym, na którym została wyłoniona 5-osobowa reprezentacja na Międzynarodową Olimpiadę w Austrii. Na 7 złotych, 23 srebrne medale i 27 wyróżnień i 5 nagród specjalnych Polacy zdobyli 2 srebrne medale, 2 wyróżnienia i 2 nagrody specjalne. Komitet Główny Olimpiady z zadowoleniem stwierdza, że liczba uczestników w ostatnich dwóch latach rośnie.

ad d) — Wykłady dla młodzieży szkolnej (patrz a)) są wykładami otwartymi i pełnią także rolę popularyzatorską. Publiczne wykłady popularnonaukowe organizowały oddziały: Toruński (4 wykłady) Gdański (cykl 4 wykładów i dyskusja panelowa „Energia jądrowa i ekologia”). Szczególnie ten ostatni cykl wykładów wychodzi naprzeciw zainteresowaniom i niepokojom społecznym związanym z programem budowy siłowni jądrowych w Polsce.

3. Działalność wydawnicza

Towarzystwo nasze jest wydawcą bądź współwydawcą następujących czasopism:

a) *Postępy Fizyki* — dwumiesięcznik o rocznej objętości 50 ark. wyd. i nakładzie 2100 egzemplarzy. Poza pewnymi nierytmicznymi w druku, wychodzi ostatnio bez opóźnień.

b) *Acta Physica Polonica* — w okresie sprawozdawczym wydano 216 arkuszy. Ukazuje się bez opóźnień.

c) *Reports on Mathematical Physics* — w okresie sprawozdawczym wydano ok. 25 ark. wyd. Wychodzi wciąż z około rocznym opóźnieniem.

d) *Delta* — pismo to od początku 1988 r. jest składane komputerowo, co znacznie obniżyło koszty wydawnicze i zmniejszyło deficyt. Ukazuje się regularnie, choć z miesięcznym opóźnieniem. W okresie sprawozdawczym ukazały się wraz z *Delta* 3 broszury z serii „Przeczytaj, może zrozumiesz” i 3 książki

z serii „Delta przedstawia”. Nastąpiły zmiany w składzie redakcji dotyczące działu fizyki — stanowisko z-cy redaktora naczelnego objął dr **flab.** Jan Kalinowski, a redaktora działu fizyki dr Lidia Goettig. Zarząd Główny nie ma nic przeciwko osobie redaktora, wyraża tylko zdziwienie, że kandydatura nie została z nim uzgodniona.

4. Współpraca z przemysłem

Większość oddziałów PTF nie prowadzi tej współpracy. Jest to wynik znanej sytuacji na linii fizyka-przemysł w Polsce. Wyjątek stanowią oddziały Częstochowski i Gliwicki. Oddział Częstochowski kontynuuje współpracę z Hutą Baildon w Katowicach i Fabryką Pomocy Naukowych w Częstochowie. Oddział Gliwicki wraz z Komisją ds. Współpracy z Przemysłem i Instytutem Fizyki Politechniki Śląskiej był organizatorem VI Konferencji „Fizyka dla Przemysłu”, która odbyła się we wrześniu 1988. Na konferencji poza 8 referatami przeglądowymi, 129 komunikatami i 6 opracowaniami nowej aparatury pomiarowej przeprowadzono dyskusję panelową „Oczekiwania przemysłu względem fizyki”. Komisja podjęła wstępne prace związane z organizacją następnej konferencji, która odbędzie się we wrześniu 1991 w Krakowie, jako międzynarodowa konferencja EPS “Physics for Industry — Industry for Physics”.

5. Współpraca międzynarodowa PTF

Nasze Towarzystwo współpracuje z zagranicznymi i międzynarodowymi towarzystwami naukowymi. Formy współpracy są następujące:

- a) umowy dwustronne o wymianie osób,
- b) udział w pracach EPS,
- c) umowa z OSA o kupnie czasopism.

ad a) — Podobnie jak w latach ubiegłych działały umowy o wymianie bezdewizowej fizyków z towarzystwami fizycznymi pięciu krajów. Realizacja w 1988 r. była następująca:

Kraj	Limit osobodni	Wykorzystano ze str.	
		polskiej	zagranicznej
Bulgaria	15	15	15
CSRS	40	33	40
NRD	25	25	32
RFN	30	22	18
Węgry	30	30	10

Kwalifikowaniem delegatów ze strony polskiej zajmuje się Komisja ds. Stypendiów. Pierwszeństwo przy wyjazdach mają fizycy młodzi, nie posiadający jeszcze kontaktów zagranicznych.

ad b) — PTF jest towarzystwem członkowskim (członkiem zbiorowym) EPS (Member Organization — group member 4b). Członkowie naszego Towarzystwa uczestniczą w pracach Komitetu Wykonawczego, Rady, Komitetów Doradczych i Sekcji EPS. Obecnie 17 członków PTF uczestniczy w różnych zespołach EPS-u, a Ewa Skrzypczak jest wiceprezesem. Poważnym utrudnieniem w aktywnym uczestnictwie jest brak funduszy dewizowych na ten cel. W 1988 r. spadła liczba (z 217 do 180) indywidualnych członków EPS z Polski. Jest to wynik podniesienia składki EPS i wzrostu kursu franka szwajcarskiego w stosunku do złotego (składka wynosiła 10 100 zł).

ad c) — Dzięki staraniom Adama Kujawskiego i Janusza Konopki Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (OSA) zgodziło się odprzedać stronie polskiej za złote 5 kompletów swoich wydawnictw periodycznych. Od początku r. 1988 czasopisma regularnie nadchożą i są rozsyłane odpłatnie do 5 bibliotek na terenie całego kraju. Opłaty są składane na koncie OSA w NBP. Fundusze te OSA zamierza wykorzystać na opłacanie pobytu fizyków amerykańskich w Polsce.

6. Działalność legislacyjna

Komisja Legislacyjna prowadzi prace nad projektami poprawek do Statutu PTF i do regulaminów przyznawania nagród i odznaczeń PTF. Zostaną one przedstawione na najbliższym Walnym Zebraniu Delegatów PTF. Sprawa nabrała znaczenia w związku z nową ustawą o stowarzyszeniach, która ma być

uchwalona w najbliższym czasie przez Sejm. Tadeusz Skaliński, który jest członkiem prezydium Rady Towarzystw Naukowych przy Prezydium PAN, brał z ramienia PTF udział na forum tej Rady w dyskusji nad projektem nowej ustawy.

7. Nagrody PTF

W latach 1987 i 1988 Komisja Nagród i Odznaczeń nie przyznała nikomu najwyższego odznaczenia PTF — Medalu Mariana Smoluchowskiego. Komisja postanowiła także odłożyć sprawę przyznania nagród PTF za r. 1988. W okresie sprawozdawczym wręczono medale Mariana Smoluchowskiego przyznane w poprzednich latach: Janowi Rzewuskiemu (Wrocław) za r. 1983, Witalemu, L. Ginzburgowi (Moskwa) za r. 1984, Josephowi H. Eberly (Rochester) za r. 1985 i Andrzejowi Trautmanowi (Warszawa) za r. 1986.

Komisja Nagród Dydaktycznych przyznała w 1988 r. nagrody dwojgu nauczycielom: dr Annie Kaczorowskiej (Warszawa) i drowi Zenonowi Gubańskiemu (Ostrów Wielkopolski).

Oprócz tego PTF ufundowało nagrody dla laureatów Olimpiady Fizycznej i za współpracę z przemysłem.

8. Uwagi końcowe

Za całą wyżej przedstawioną działalnością statutową kryją się pieniądze. Wprawdzie niektóre działania, takie jak np. popularyzacja, mogą być i często są samofinansujące się, lub nawet przynoszą dochód, jednak inne, jak wymiana z zagranicą, fundowanie nagród, utrzymywanie biura itp. wymagają dużych nakładów. Jednym ze źródeł funduszy są składki członkowskie. Jeżeli chcemy, aby Towarzystwo działało, musimy składki wносить. Co więcej, zaleganie ze składkami utrudnia korzystnie z drugiego źródła funduszy — dotacji, bo utrudnia ich uzyskanie. Płacenie składek — jest to więc ta minimalna działalność, której oczekujemy od każdego członka naszego Towarzystwa.

Sekretarz Generalny PTF

Stanisław Grzegorz Rohoziński

Nagrody dla wyróżniających się nauczycieli

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznała za r. 1988 następujące nagrody:

drowi Zenonowi Gubańskiemu (nauczycielowi fizyki w Zespole Szkół w Ostrowie Wielkopolskim) za szczególne osiągnięcia w rozwijaniu wśród uczniów zainteresowania fizyką,

dr Annie Kaczorowskiej (nauczycielce fizyki w XXXV Liceum Ogólnokształcącym Bolesława Prusa w Warszawie) za szczególne osiągnięcia w upowszechnianiu wśród nauczycieli fizyki własnych propozycji dydaktycznych.

Nominacje profesorskie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Leon Kowalewski (UAM, Poznań) i Józef Terlecki (Akademia Medyczna, Gdańsk).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jan Karniewicz (Politechnika Łódzka), Bolesław Grabowski (WSP, Opole) oraz Maria

Stęślicka i Marian Szuszkiewicz (Uniwersytet Wrocławski).

Wręczenia nominacji odbyły się 1 i 28 grudnia 1988.

Wykłady im. Mariana Smoluchowskiego

Profesor Witali Łazarewicz Ginzburg (Instytut im. Lebediewa AN ZSRR w Moskwie) wygłosił 11 października 1988 w Instytucie Fizyki PAN wykład im. Mariana Smoluchowskiego pt. „Nadprzewodniki wysokotemperaturowe”.

Przed wykładem odbyła się uroczystość wręczenia Ginzburgowi Medalu Smoluchowskiego, nadanego mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (patrz Kronika 1/88).

B. W.

Nagroda Nobla 1988

Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki w 1988 r. otrzymali Leon Lederman, Jack Stainberger i Melvin Schwartz za eksperyment wykonany

uchwalona w najbliższym czasie przez Sejm. Tadeusz Skaliński, który jest członkiem prezydium Rady Towarzystw Naukowych przy Prezydium PAN, brał z ramienia PTF udział na forum tej Rady w dyskusji nad projektem nowej ustawy.

7. Nagrody PTF

W latach 1987 i 1988 Komisja Nagród i Odznaczeń nie przyznała nikomu najwyższego odznaczenia PTF — Medalu Mariana Smoluchowskiego. Komisja postanowiła także odłożyć sprawę przyznania nagród PTF za r. 1988. W okresie sprawozdawczym wręczono medale Mariana Smoluchowskiego przyznane w poprzednich latach: Janowi Rzewuskiemu (Wrocław) za r. 1983, Witalemu i L. Ginzburgowi (Moskwa) za r. 1984, Josephowi H. Eberly (Rochester) za r. 1985 i Andrzejowi Trautmanowi (Warszawa) za r. 1986.

Komisja Nagród Dydaktycznych przyznała w 1988 r. nagrody dwojgu nauczycielom: dr Annie Kaczorowskiej (Warszawa) i drowi Zenonowi Gubańskiemu (Ostrów Wielkopolski).

Oprócz tego PTF ufundowało nagrody dla laureatów Olimpiady Fizycznej i za współpracę z przemysłem.

8. Uwagi końcowe

Za całą wyżej przedstawioną działalnością statutową kryją się pieniądze. Wprawdzie niektóre działania, takie jak np. popularyzacja, mogą być i często są samofinansujące się, lub nawet przynoszą dochód, jednak inne, jak wymiana z zagranicą, fundowanie nagród, utrzymywanie biura itp. wymagają dużych nakładów. Jednym ze źródeł funduszy są składki członkowskie. Jeżeli chcemy, aby Towarzystwo działało, musimy składki wносить. Co więcej, zaleganie ze składkami utrudnia korzystnie z drugiego źródła funduszy — dotacji, bo utrudnia ich uzyskanie. Płacenie składek — jest to więc ta minimalna działalność, której oczekujemy od każdego członka naszego Towarzystwa.

Sekretarz Generalny PTF

Stanisław Grzegorz Rohoziński

Nagrody dla wyróżniających się nauczycieli

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznała za r. 1988 następujące nagrody:

drowi Zenonowi Gubańskiemu (nauczycielowi fizyki w Zespole Szkół w Ostrowie Wielkopolskim) za szczególne osiągnięcia w rozwijaniu wśród uczniów zainteresowania fizyką,

dr Annie Kaczorowskiej (nauczycielce fizyki w XXXV Liceum Ogólnokształcącym Bolesława Prusa w Warszawie) za szczególne osiągnięcia w upowszechnianiu wśród nauczycieli fizyki własnych propozycji dydaktycznych.

Nominacje profesorskie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Leon Kowalewski (UAM, Poznań) i Józef Terlecki (Akademia Medyczna, Gdańsk).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jan Karniewicz (Politechnika Łódzka), Bolesław Grabowski (WSP, Opole) oraz Maria

Stęślicka i Marian Szuszkiewicz (Uniwersytet Wrocławski).

Wręczenia nominacji odbyły się 1 i 28 grudnia 1988.

Wykłady im. Mariana Smoluchowskiego

Profesor Witali Łazarewicz Ginzburg (Instytut im. Lebediewa AN ZSRR w Moskwie) wygłosił 11 października 1988 w Instytucie Fizyki PAN wykład im. Mariana Smoluchowskiego pt. „Nadprzewodniki wysokotemperaturowe”.

Przed wykładem odbyła się uroczystość wręczenia Ginzburgowi Medalu Smoluchowskiego, nadanego mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (patrz Kronika 1/88).

B. W.

Nagroda Nobla 1988

Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki w 1988 r. otrzymali Leon Lederman, Jack Stainberger i Melvin Schwartz za eksperyment wykonany

w 1962 r., wykazujący istnienie dwóch typów neutrin. Doświadczenie to, w którym po raz pierwszy wytworzono i wykorzystano wiązkę neutrin o wysokiej energii i intensywności, należy już niemal do prehistorii tej szybko rozwijającej się dziedziny nauki, jaką jest fizyka cząstek elementarnych. Tegoroczni laureaci wielokrotnie bywali na „dobrych” pozycjach listy kandydatów do Nagrody Nobla, tym niemniej zostali zaskoczeni decyzją Szwedzkiej Akademii Nauk.

Oto krótka historia odkrycia drugiego neutrina. Jedną z najwcześniej poznanych reakcji jądrowych był rozpad beta. Objawia się on emisją elektronu (e^-) z jądra z jednoczesną zamianą neutronu (n) w proton (p). Kiedy w 1920 r. zmierzono energię emitowanych elektronów, okazało się, że nieco energii brakuje. W 1931 r. Wolfgang Pauli postawił hipotezę, że w rozpadzie beta powstaje dodatkowo neutralna lekka cząstka unosząca brakującą energię — neutrino (ν). Neutrino niezwykle słabo oddziałuje z materią (z 10^{12} neutrin przechodzących przez Ziemię tylko jedno ma szansę zareagować), toteż dopiero w 1956 r. udało się zaobserwować reakcję odwrotną do rozpadu beta wywołaną przez neutrino.

W 1936 r. odkryto mion (μ). Była to pierwsza cząstka, która nie została przewidziana przez ówczesną teorię. Początkowo uważano, że mion jest kwantem pola oddziaływań jądrowych, prze-



Jack Steinberger-

widzianym w 1935 r. przez Yukawę. Dalsze badania wykazały, że mion nie podlega siłom jądrowym, a jego własności (spin, moment magnetyczny, ładunek) są identyczne z własnościami elektronu z tym, że mion jest ok. 200 razy cięższy. Kandydata na cząstkę Yukawy, pion (π), odkryli w 1947 r. Powell, Lattes i Occhialini. Piony naładowane rozpadają się w większości przypadków (99, 98%) na mion i neutrino i są obficie produkowane w oddziaływaniach jądrowych.

Różnica mas mionu i elektronu była niezwykle intrygująca, tym bardziej, że mion, mimo swej pozornej identyczności z elektronem, „nie chciał” emitować nadmiaru swej energii w postaci promieniowania elektromagnetycznego (γ) przez rozpad na e^- i γ . W 1948 r. Steinberger wykazał, że rozpad mionu jest trzyciałowy — na elektron i prawdopodobnie dwa neutrina (neutrino i antyneutrino). Brak rozpadu $\mu \rightarrow e + \gamma$ sugerował, że zabrania go jakaś zasada zachowania. Wówczas należałoby przyjąć, że neutrino i antyneutrino powstające w rozpadach mionu należą do dwóch różnych gatunków, jedno związane jest ze znikającym mionem, drugie z powstającym elektronem. Żeby rozwiązać problem drugiego neutrina należało sprawdzić, jakie cząstki powstają w reakcjach wywoływanych przez neutrino stowarzyszone z mionem, miony czy elektrony. Skąd jednak wziąć dostateczną liczbę neutrin?



Leon Lederman



Melvin Schwartz

W 1959 r. Melvin Schwartz i niezależnie Bruno Pontecorvo zwrócili uwagę na możliwość produkcji wysokoenergetycznych neutrin za pomocą akceleratorów. W 1960 r. Leon Lederman, Jack Steinberger i Melvin Schwartz obliczyli, że synchrotron w Brookhaven National Laboratory, mogący przyspieszać protony do energii 15 GeV, mógłby dostarczyć odpowiedniej wiązki neutrin.

Eksperyment rozpoczęto w 1961 r. Protony, zderzając się z tarczą berylową, produkowały piony o średniej energii ok. 3 GeV. Wiązka pionów przelatywała 20 m, w tym czasie rozpadało się ok. 10% pionów produkując miony i neutrina. Miony i reszta wiązki pionów były pochłaniane w osłonie wykonanej ze zdjętych ze starego okrętu wojennego płyt pancernych o łącznej grubości 13,5 m. Neutrina przechodziły przez osłonę i znikoma ich część reagowała w dziesięcotonowym detektorze. Przez detektor przepuszczono w sumie ok. 10^{14} neutrin; zaobserwowano 51 przypadków reakcji i we wszystkich został wyprodukowany mion.

Eksperyment wykazał, że istnieją dwie rodziny leptonów, rodzina mionowa składająca się z mionu i neutrina mionowego (μ , ν_μ) oraz rodzina elektronowa (e , ν_e). Obecnie znana jest jeszcze trzecia rodzina leptonów — taonowa (τ , ν_τ). We wszystkich znanych reakcjach zachowana jest osobno liczba elektronowa, mionowa i taonowa, mimo to ani oddziaływanie elektromagnetyczne ani słabe (odpowiedzialne m. in. za rozpad neutronu

i pionów naładowanych) nie rozróżnia pomiędzy rodzinami. Przyczyny istnienia więcej niż jednej rodziny leptonów, oraz całkowita liczba rodzin, nie są znane.

Pionierski eksperyment Ledermana, Steinbergera i Schwartza otworzył nową dziedzinę badań. Wiązki neutrinowe okazały się doskonałym narzędziem do badania oddziaływań słabych przy wysokich energiach i substruktury (struktury kwarkowej) nukleonu. Powstanie akceleratorów przyspieszających protony do energii 400 GeV w Laboratorium im. Fermiego (Fermilab) w USA (1972 r.) i w CERN-ie w Genewie umożliwiło wyprodukowanie wiązek neutrinowych o energii przekraczającej 100 GeV i intensywności ok. 10^4 raza większej niż zastosowana w opisanym wyżej eksperymencie. Rozwój technik detekcyjnych pozwolił na budowę detektorów o wielkich masach. Przykładowo, w eksperymencie współpracy CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay-Warszawa (lata 1976—84), kierowanym przez Jacka Steinbergera, zastosowano detektor o masie ok. 600 ton. W 1983 r. w detektorze tym zaobserwowano i przeanalizowano ok. 0,6 miliona przypadków oddziaływań neutrin i ok. 0,5 miliona oddziaływań antyneutrin. Przypadki te posłużyły do dokładnego wyznaczenia funkcji struktury nukleonu.

Leon Lederman urodził się w 1922 r. w Nowym Jorku. Studiował i doktorat uzyskał na Uniwersytecie Columbia (Nowy Jork) w 1951 r. Tam także pracował do 1979 r. (od 1958 na stanowisku profesora). Od 1979 r. jest dyrektorem Laboratorium im. Fermiego w Batawii (Illinois). Jego ważniejsze prace: odkrycie mezonu K_2^0 (1956 r.), obserwacja niezachowania parzystości w rozpadach pionu i mionu (1957 r.), odkrycie cząstki ypsilon (1977 r.). Obecnie zaangażowany jest w prace nad projektowaniem SSC (Superconducting Super Collider), który ma przyspieszać protony i antyprotony do energii 20 000 GeV.

Jack Steinberger urodził się w 1921 r. w Bad Kissingen we Frankonii. W 1934 r. wyemigrował do USA. Studiował chemię na Uniwersytecie w Chicago. Po japońskim ataku na Pearl Harbor wstąpił do wojska i pracował nad rozwojem sygnalizacji radarowej w Massachusetts Institute of Technology. Zwolniony z wojska w 1945 r. powrócił na Uniwersytet w Chicago i studiował tam tym razem fizykę. Tam też uzyskał stopień doktora, pracując pod kierunkiem Enrico Fermiego. W 1949 r., pracując w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley, odkrył pion neutralny. Od 1950 do 1968 pracował w Uniwersytecie Columbia.

Ważniejsze prace w tym okresie; pomiar spinu i parzystości pionów (1950—52), obserwacja niezachowania parzystości w rozpadach Δ (1957). Od 1964 r. do 1972 r. zajmował się badaniem niezachowania parzystości kombinowanej CP w rozpadach mezonów K^0 (od 1968 r. w CERN-ie). W latach 1976—84 kierował eksperymentem neutrinowym współpracy CDHSW. W tym czasie detektor CDHSW dostarczył pierwszego prawdziwego i dokładnego pomiaru kąta Weinberga oraz dokładnych na temat funkcji struktury nukleonu. Od 1983 r. Jack Steinberger zaangażowany jest w budowę detektora ALEPH, który będzie pracował przy powstającym właśnie w CERN-ie akceleratorze LEP. Akcelerator ten umożliwi obserwowanie zderzeń pozytonów i elektronów o energii 100 GeV.

Melvin Schwartz urodził się w 1932 r. w Nowym Jorku, studiował na Uniwersytecie Columbia, od 1954 r. pod kierunkiem Jacka Steinberga. Razem z nim i z dwoma doktorantami, Jackiem Leitnerem i Nickiem Samiosem, zajmował się do 1956 r. badaniem własności cząstek dziwnych za pomocą nowo powstałej techniki komór pęcherzykowych. Dwa następne lata spędził w Brookhaven National Laboratory, w 1958 r. wrócił na Uniwersytet Columbia i znów współpracował ze Steinbergerem. Od 1966 r. jest profesorem Uniwersytetu Stanforda. Obecnie prowadzi również firmę komputerową w Mountain View w Kalifornii.

Anna Lipniacka

Energia jądrowa a ekologia

Czarnobylska katastrofa przyczyniła się do podjęcia wzmoczonej dyskusji nad perspektywami rozwoju energetyki jądrowej oraz uczuliła społeczeństwo na zagadnienia bezpieczeństwa funkcjonowania takich elektrowni.

Tematykę tę podjął Oddział Gdański PTF z inicjatywy swego przewodniczącego doc. J. Grzywacza. Na przełomie maja i czerwca 1988 zorganizowano cykl odczytów „Energia jądrowa a ekologia”, które odbywały się na terenie Uniwersytetu Gdańskiego. Interesująca tematyka przyciągnęła wielu mieszkańców Trójmiasta (przeciętna frekwencja 120 osób) z uwagi na bliską lokalizację elektrowni jądrowej w Żarnowcu.

Wygłoszono następujące referaty: „Uwalnianie substancji radioaktywnych do otoczenia w czasie

pracy reaktora jądrowego” — prof. J. Terlecki (AM Gdańsk), „Skutki radiobiologiczne awarii w Czarnobylu” — dr J. Jaśkowski (AM, Gdańsk), „Promieniowanie jonizujące w środowisku człowieka (aspekty biologiczne)” — prof. T. Rudnicki (AM, Poznań), „Czy elektrownie jądrowe są dla kraju niezbędne?” — prof. W. Bojarski (IPPT, PAN, Warszawa). Na zakończenie cyklu odbyła się dyskusja panelowa „Żarnowiec a Trójmiasto” z udziałem m. in. przedstawicieli budowy elektrowni jądrowej w Żarnowcu oraz Gdańskiego Klubu Ekologicznego.

W dyskusjach (również po referatach) zabierało głos wiele osób. Zdecydowana większość wypowiedzi była przeciwko elektrowniom jądrowym w naszym kraju. Na ogół wypowiedziano się w sposób rzeczowy, przytaczając wiarygodne dane zaczerpnięte z literatury światowej. Argumenty były różnorakie — od aspektów ekonomicznych do przedstawienia skutków ekologicznych. Nie sposób w kilku zdaniach opisać ożywionych dyskusji trwających po każdym odczycie ok. 45 min. i samej czterogodzinnej dyskusji panelowej, na zakończenie której jej przewodniczący prof. J. Terlecki powiedział: „... dyskusja była bardzo owocna, a rozejdziemy się jeszcze bardziej ugruntowani w swoich własnych przekonaniach na temat Żarnowca i energetyki jądrowej.”

Stanisław Zachara

Energetyka jądrowa w Polsce — ekspertyza PAN

Rosnący niedobór energii w Polsce a jednocześnie gorące dyskusje i kontrowersje na temat wykorzystania energii jądrowej, wzmocnione awarią w Czarnobylu, skłoniły Polską Akademię Nauk do opracowania ekspertyzy „Energetyka jądrowa w Polsce”. Skróć ekspertyzy, opracowany we wrześniu 1987 przez Jerzego Minczewskiego, ukazał się w *Nauce Polskiej* w zesz. 1/2 (1988), którego druk zakończono w październiku 1988. Pełny tekst Ekspertyzy zostanie wydany w postaci książki przez Ossolineum, można go również uzyskać, jak twierdzi Autor artykułu, w Polskiej Akademii Nauk.

Ekspertyza wyraża opinię, że dla zaspokojenia potrzeb energetycznych Polski w latach dziewięćdziesiątych i dalszych będzie musiała być wykorzystywana energia jądrowa. Wprowadzenie udogodnień technicznych w przemyśle w celu bardziej oszczędnej gospodarki energią wymaga

ogromnie kosztownych inwestycji i tylko częściowo może zmniejszyć niedobór w bilansie energetycznym Polski. Inne źródła energii (spadki wodne, wiatraki itp.) nie mogą tu odegrać większej roli. Rozwój energetyki jądrowej jest więc bezwzględnie koniecznością. Trzeba również brać pod uwagę, że z punktu widzenia ekologii elektrownie jądrowe w znacznie mniejszym stopniu powodują wyniszczanie środowiska niż elektrownie opalane węglem lub produktami ropy naftowej.

Ekspertyza żąda stworzenia rzeczywistych priorytetów dostaw materiałów i urządzeń dla elektrowni jądrowych oraz stworzenia warunków płacowych i socjalnych gwarantujących przyciągnięcie pracowników na właściwym poziomie.

W Polsce przewiduje się budowę reaktorów typu WWER (wodno-wodno energetyczny reaktor), w którym paliwem jest uran wzbogacony do zawartości 3—5% ^{235}U . Paliwo to, w postaci sprasowanych i spieczonych pastylek z dwutlenku uranu, jest hermetycznie zamknięte w koszulkach, tj. w rurkach ze stopu cyrkonu lub ze stali. Do rdzenia doprowadzana jest pod ciśnieniem woda chłodząca. Obecnie w większości reaktorów energetycznych na świecie właśnie woda pod ciśnieniem stosowana jest jako moderator i chłodziwo. W Żarnowcu ma być zbudowany reaktor WWER-440, tj. o mocy 440 MW energii elektrycznej, z zastosowaniem koszulek cyrkonowych. W następnych polskich reaktorach WWER-1000 stosowane będą koszulki stalowe, które są bezpieczniejsze. Cyrkon w temperaturze powyżej 1200°C reaguje z parą wodną dając wodór. Stosowane będą jednak układy automatycznego awaryjnego chłodzenia rdzenia utrzymujące koszulki w temperaturze poniżej niebezpiecznej granicy.

Reaktory WWER są powszechnie uznawane za najbardziej bezpieczne ze wszystkich dotychczas budowanych reaktorów energetycznych. W projekcie reaktorów mających działać w Polsce przewidziane jest pełne wyposażenie w urządzenia automatycznie przeciwdziałające ewentualnym awariom oraz w urządzenia, które w przypadku wydarzenia się awarii zredukowałyby jej skutki, czyniąc je praktycznie niegroźnymi.

Podstawę działań w zakresie bezpieczeństwa i ochrony radiologicznej w Polsce daje ustawa sejmowa z 1986 r. — „Prawo atomowe”. Tworzy ona stanowisko głównego inspektora nadzoru z ramienia prezesa Państwowej Agencji Atomowej. Ma on pełne uprawnienia do prowadzenia nadzoru w toku prac nad lokalizacją, projektowaniem,

budową, uruchamianiem i eksploatacją reaktora energetycznego. Opracowuje się szczegółowe rozporządzenia i przepisy precyzujące wymagania jakim muszą odpowiadać materiały i urządzenia. Społeczeństwo ma uzasadnione obawy, że powszechne przyzwyczajenie naszego przemysłu do produkcji materiałów i urządzeń nie odpowiadających obowiązującym normom jakości, może wystąpić także w przypadku dostaw dla elektrowni jądrowych. Jakość materiałów i konstrukcji a także prawidłowość eksploatacji jest i będzie sprawdzana przez niezależnych inspektorów nadzoru. Musi być spełniona, obowiązująca w całym świecie, zasada niezależnego od użytkowników nadzoru obiektów jądrowych.

Ekspertyza dyskutuje też problem lokalizacji elektrowni jądrowych w Polsce, problem odpadów promieniotwórczych, ochrony radiologicznej, zwracając uwagę, że społeczeństwo powinno wywierać nacisk na prawidłowe, dobre jakościowo wykonanie urządzeń i na doskonałe przygotowanie personelu. Postuluje się rozszerzenie wyposażenia aparaturowego niektórych Stacji Służby Pomiarów Skażeń Promieniotwórczych oraz przygotowanie programów komputerowych pozwalających na podstawie znajomości położenia źródła skażenia i warunków meteorologicznych przewidzieć zasięg zagrożenia skażeniem na terenie całego kraju.

Bardzo ważne jest przygotowanie i stałe doszkalanie kadr obsługujących elektrownie jądrowe a także właściwe doinformowanie społeczeństwa w zakresie fizyki jądrowej ze szczególnym uwzględnieniem energetyki jądrowej. Konieczne jest więc wprowadzenie tego przedmiotu na kursach doszkalających nauczycieli a także wydawanie krótkich, przystępnych opracowań z tej dziedziny, przeznaczonych dla odbiorców na różnych poziomach. Zwrócono też uwagę, że środki masowego przekazu powinny, publikując materiały z zakresu energetyki jądrowej, konsultować je ze specjalistami pod względem poprawności merytorycznej.

Nauka Polska 36, No 1/2 (1988)

B. W.

Europejskie Źródło Promieniowania Synchrotronowego

Europejskie Źródło Promieniowania Synchrotronowego (European Synchrotron Radiation Facility — ESRF) zostanie zbudowane w Grenoble

jako wspólne przedsięwzięcie dziesięciu krajów europejskich (pisaliśmy o tym w Kronice 4/88). Rada ESRF, składająca się z przedstawicieli tych krajów, zebrała się po raz pierwszy w styczniu 1988. Przewodniczącym Rady został wybrany Jules Horowitz, uprzednio wieloletni dyrektor francuskiej Komisji Energii Atomowej. Przewodniczącym Komitetu Doradczego ds. Nauki jest Bronisław Buras (Risø), a przewodniczącym Komitetu ds. Urządzenia — S. Tazzari (Frascati).

W budowie jest injektor — akcelerator liniowy mający przyspieszać elektrony do energii 200 MeV. Należy się spodziewać, że pierwsze próby techniczne liniaka będzie można przeprowadzić w połowie września 1990 r. W opracowaniu są projekty wzmacniacza i pierścienia magazynującego elektrony o energii 6 GeV. Tunel pierścienia powinien być gotów w lutym 1991 r.

Grupa doświadczalna prowadzi prace badawcze (na ogół w ścisłej współpracy z instytutami narodowymi) z dziedziny optyki rentgenowskiej, detekcji promieniowania, oprzyrządowania synchrotronu. Zaprojektowano również, na razie jeszcze w niewielkiej skali, rozwijanie badań związanych z wykorzystywaniem synchrotronu, jak badania wzrostu wielowarstw, rozwijanie programów komputerowych umożliwiających interpretację badań dyfrakcyjnych włókien biologicznych, badania przewodnictwa elektrycznego polimerów.

ESRF Newsletter No 2 (1988)

B. W.

Litografia synchrotronowa

W produkcji układów scalonych jedną z operacji technologicznych jest litografia czyli wytrawianie w warstwie przesłaniającej (tzw. fotorczyście) obszarów, przez które następnie wprowadza się albo właściwą domieszkę albo metal służący do połączeń elektrycznych. Aby uzyskać zwiększoną prędkość trawienia tych obszarów fotorezystu naświetla się je przed trawieniem wiązką światła widzialnego lub nadfioletowego. Rozdzielczość takiego sposobu „rysowania” struktury jest oczywiście zależna od długości fali użytego promieniowania. Wraz ze zmniejszaniem rozmiarów pojedynczych elementów wynika konieczność znalezienia innego sposobu litografii. Od dłuższego czasu prowadzi się próby stosowania promieniowania rentgenowskiego lub wiązki elektronów.

Ostatnio firma IBM ogłosiła, że poczyniła już znaczny postęp w litografii rentgenowskiej, z za-

stosowaniem promieniowania synchronowego, dla uzyskania 64-megabitowych elementów pamięci. Synchrotron pozwala na uzyskanie bardziej krótkofalowego promieniowania niż dają konwencjonalne źródła rentgenowskie a także znaczenie większych natężeń i lepszej kolimacji. Dotychczasowa rozdzielczość poszczególnych elementów układu IBM wynosiła 0,5 μm . W układzie 64-megabitowym dąży się do uzyskania rozdzielczości 0,35 μm . Dodatkową korzyścią wynikającą z zastosowania promieniowania rentgenowskiego jest to, że absorpcja jest znacznie mniejsza niż promieniowania nadfioletowego czy widzialnego. Fotony X mogą przenikać np. przez cząstki pyłu, co pozwoliłoby na mniej ostre warunki czystości atmosfery w pomieszczeniach produkcyjnych.

W swoich próbach firma IBM zastosowała jako źródło promieniowania rentgenowskiego synchrotron. Linia eksperymentalna została ustawiona przy synchrotronie w Brookhaven National Laboratory. Wobec pomyślnych wyników zamówiono w Anglii mały synchrotron, który będzie włączony już we właściwą linię produkcyjną IBM. Firma spodziewa się, że w połowie lat 90 będzie produkować w skali handlowej układy pamięci 64-megabitowej z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego.

Science 241, No 4878 (1988)

B. W.

Physics World

Od października 1988 r. zaczął ukazywać się nowy miesięcznik brytyjskiego Instytutu Fizyki (IOP) — *Physics World*. Zastąpił on dwa dawniejsze czasopisma IOP — *Physics Bulletin* i *Physics in Technology*. Redaktorem naczelnym jest Philip Campbell.

Nowe czasopismo jest znacznie obszerniejsze od *Physics Bulletin*. W zeszycie październikowym jest kilka ciekawych artykułów z różnych dziedzin fizyki, a także wywiad z Georgiem Bednorzem. Wprowadzono nowy dział „Connections” poświęcony uwagom i relacjom na temat współdziałania między fizykami, a także między fizyką i innymi dyscyplinami nauki bądź innymi sektorami działalności (przemysł, handel, środki masowego przekazu, polityka).

Jeśli dalsze zeszyty będą dorównywać pierwszemu, to *Physics World* będzie na pewno czasopismem, do którego warto zaglądać.

B. W.

Zofia Mizgier
(1903—1988)

Dnia 25 kwietnia 1988 r. zmarła Zofia Mizgier, magister fizyki, emerytowana długoletnia kierowniczka biblioteki Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

Zofia Mizgier urodziła się 24 lutego 1903 w Windawie (Kurlandia). Studia wyższe w zakresie fizyki odbyła na Uniwersytecie Warszawskim w latach dwudziestych, wykonując pracę magisterską w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej z zakresu rentgenowskich badań strukturalnych. Trudne warunki domowe zmusiły ją do prowadzenia tych studiów równoległe z pracą zarobkową. Po studiach podjęła pracę pedagogiczną w szkołach średnich, ucząc młodzież fizyki, matematyki i chemii. W okresie okupacji brała udział w tajnym nauczaniu, za co po wojnie Związek Nauczycielstwa Polskiego przyznał jej specjalną odznakę. Była uczestnikiem ruchu oporu i jako członek AK brała czynny udział w Powstaniu Warszawskim. Bezpośrednio po wojnie pracowała przez rok jako asystentka Katedry Fizyki Ogólnej Wydziału Elektrycznego Politechniki Warszawskiej, a potem powróciła na okres pięciu lat do pracy nauczycielskiej w Liceum Stanisława Staszica.

Od r. 1952 związała się na wszystkie dalsze lata z Instytutem Fizyki Teoretycznej UW zostając kierowniczką i organizatorką biblioteki tego Instytutu. Wrótce stała się również odpowiedzialna za bibliotekę tworzącego się Instytutu Fizyki PAN. Jej ogromny zapał, znajomość przedmiotu i doskonałe zrozumienie potrzeb fizyka-naukowca w zakresie dostępu do literatury fachowej sprawiły, że biblioteki obu instytutów w krótkim czasie zostały doskonale zorganizowane, stanowiąc dla fizyków bezcenną pomoc w ich pracy naukowej. W gronie kolegów fizyków Zofia Mizgier zyskała sobie ogromne uznanie i powszechny szacunek.

Jako długoletni członek Polskiego Towarzystwa



Zofia Mizgier

Fizycznego przez wiele lat, w szczególności zaś po przejściu na emeryturę, gromadziła źródłowe materiały dotyczące historii i działalności naszego Towarzystwa. Materiały te opracowała i opublikowała w czterech obszernych artykułach drukowanych w *Postęпах Fizyki*. Stanowią one niezwykle cenny materiał dokumentalny. Za całość swej pracy w szkole i na uczelni została odznaczona Krzyżem Kawalerskim OOP, natomiast za jej 21-letni stały udział w pracach Olimpiady Fizycznej otrzymała Medal Komisji Edukacji Narodowej.

Od 1970 r. Zofia Mizgier przeszła na emeryturę nie tracąc jednak kontaktu ze swoją placówką macierzystą. Całe jej życie było zawsze nacechowane ogromnym zaangażowaniem się w wykonywaną pracę. Jej dawni wychowankowie z Liceum Staszica wysoko sobie ceniąc jej pracę pedagogiczną nie zapomnieli o niej po wielu latach, spotanicznie opiekując się nią w ostatnich miesiącach jej życia.

Mimo że stan zdrowia Zofii Mizgier w ostatnich latach nie pozwolił jej na podtrzymywanie, tak jak przedtem, żywego kontaktu z fizyką warszawską, to jednak pozostała bliską nam i taką zachowamy ją w naszej pamięci.

Jerzy Pniewski

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1989

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

8th Liquid Crystal Conf. of Socialist Countries — 8 LCCSC. Inst. Fizyki UJ i Inst. Fizyki Jądrowej. Dr Waclaw Witko, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 37-02-22, tlx: 0322461 ifj.

Z: 15. 6. 89, P, U: 500, ang., O: dla uczestników z Polski ok. 25 000 zł

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

12th Int. Congress on X-ray Optics and Microanalysis (12 XCOM). Akademia Górniczo-Hutnicza, patronat EPS. Doc. S. Jasińska, Inst. Metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
ang.

4-7 września 1989, Małdralin

2nd Int. Seminar on X-ray and Electron Spectroscopy. Inst. Fizyki PAN. Dr K. Ławniczak-Jabłońska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-66-01 w. 384, tlx: 812 468 ifpan

P, ang.

4-8 września 1989, Łódź

21st Europhysics Conf. on Macromolecular Physics. Electrical and Optical Active-Polymers. EPS i Politechnika Łódzka. J. Ulanski, Inst. Polimerów PŁ, Żwirki 36, 90-924 Łódź

P, U: 100, ang.

11-15 września 1989, Warszawa

XXX Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich. Polskie Towarzystwo Fizyczne, Oddział Warszawski. Prof. M. Grynberg, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28-30-31 w. 134 lub 28-76-49, tlx: 815 548 uwphy

O: 2600 zł (dla członków PTF 1900 zł)

25—30 września 1989, Gdańsk

Problems in Quantum Physics '89. Inst. Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki UG.
Dr Marek Żukowski, IFTiA UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel. 41-87-00,
tlx: 0512 706 ifas
P, U: 200, ang.

30 września — 4 października 1989, Ustroń

Int. Conf. on High- T_c Thin Films and Single Crystals. Inst. Fizyki PAN. Dr
Marek Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 122,
tlx: 812 468 ifpan
A: 1. 6. 89, P, U: 150, ang.

SZKOŁY 1989

18—26 września 1989, Ustroń

10th School on Coherent Optics — Quantum Optics. Inst. Fizyki PAN i Zakład
Fizyki Teoretycznej PAN. Prof. A. Kujawski, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668
Warszawa
A: czerwiec 89, U: 150, ang.

19—26 września 1989, Szczyrk

13th Int. School of Theoretical Physics: Standard Model and Beyond. Inst. Fizyki
Uniw. Śląskiego. Doc. Marek Zrałek, Zakład Fizyki Teoretycznej UŚ, Uniwersy-
tecka 4, 40-007 Katowice, tel. 58-82-11, 58-24-41, 58-72-31 w. 177, 443, 409
P, U: 60, ang.

KONFERENCJE 1990

3—8 września 1990, Szczyrk-Biła

5th Int. Conf. on Physics of Magnetic Materials. Inst. Fizyki PAN. Dr M. Gutowski,
IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa

KONFERENCJE 1991

17—19 września 1991, Kraków

Physics for Industry — Industry for Physics. Patronat EPS. Prof. A. Oleś, Inst.
Fizyki i Techn. Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
Z: marzec 91, U: 300, ang.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1989:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 600.—
rocznie zł 1200.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półroczu roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półroczu roku bieżącego.

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

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajo-wej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towa-rowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO BP XV OM Warszawa nr 1658-201045-139-11.

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

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

Information for subscribers

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

M. S. Wartak — Jak wykorzystać magnetometr kwantowy do badania mechaniki kwantowej?	211
P. Haensel — Supernowa 1987A: konfrontacja teorii z obserwacjami	233
RÓŻNE	
J. J. Bara — Dojrzały wiek spektroskopii mössbauerowskiej	261
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	269
RECENZJE	273
KRONIKA	277

CONTENTS

M. S. Wartak — How to make use of SQUID to test quantum mechanics?	211
P. Haensel — Supernova 1987A: Theory versus observations	233
MISCELLANEA	
J. J. Bara — An adult age of the Mössbauer spectroscopy	261
MEETINGS AND CONFERENCES	269
REVIEWS	273
CHRONICLE	277