
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 29
ZESZYT 1
1978

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIEŚLAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Głównice*)

Dr MAREK ZRALEK (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)

Prof. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 29, ZESZYT 1

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1978

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzec. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Elżbieta Zipper* (Katowice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2935 + 115 egz. Ark. wyd. 11,75. Ark. druk. 9. Papier ilustr.
kl. III. 70 × 100, 80 g. Oddano do składania w październiku 1977. Podpi-
sano do druku w styczniu 1978. Druk ukończono w lutym 1978. Zam. 997/77.

C-42. Cena 15.—

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Kazimierz Rosiński, Tadeusz Skaliński

Instytut Fizyki
Polska Akademia Nauk
Warszawa

Optyczne badania relaksacji źródłem informacji o mechanizmach zderzeń atomowych *

Informations About Atomic Collisions from Studies on Relaxation in Optically Pumped Vapours

Abstract: The recent problems and results of investigation by optical methods of transverse relaxation of an atomic ensemble in gas phase are reviewed.

1. Uwagi wstępne

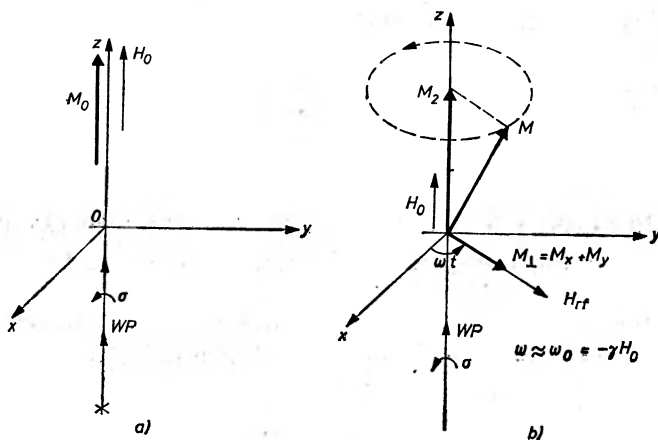
Metoda pompowania optycznego z jednoczesnym wykorzystaniem zjawiska rezonansu magnetycznego [1] zainicjowana przed niemal 30-u laty przez Kastlera i Brossela i następnie rozwijana w bardzo licznych laboratoriach świata pozwoliła na dokładne prześledzenie wielu różnorodnych procesów fizycznych zachodzących w parach atomowych i wykrycie nowych zjawisk [2].

Sprecyzujmy na początku sytuację fizyczną z jaką będziemy mieli do czynienia. Będziemy rozpatrywali zbiór atomów np. metalu alkalicznego (parę pod ciśnieniem 10^{-3} — 10^{-5} Tr co odpowiada gęstości $3 \cdot 10^{10}$ — $3 \cdot 10^{12}$ at cm^{-3}) w stałym polu magnetycznym $H_0 \parallel OZ$ w obecności obcego buforującego gazu szlachetnego (pod ciśnieniem 10^{-2} — 10^2 Tr) lub w komórce o pokrytych cienką warstwą nieaktywnej substancji (silany, ciężkie parafiny) ściankach.

Atomy będą pompowane światłem o stosownej polaryzacji i kierunku rozchodzenia się; oprócz pola H_0 będziemy mogli włączać (impulsowo lub w sposób ciągły) rezonansowe pole magnetyczne częstości radiowej (rf) lub mikrofalowej (rys. 1a i 1b).

* Na podstawie wykładu wygłoszonego na inauguracyjnej sesji IX Konferencji Europejskiego Zgrupowania Spektroskopii Atomowej, Kraków, 12 lipca 1977 r.

Proces pompowania prowadzi do wytworzenia różnicy obsadzeń podpoziomów zeemanowskich i ewentualnie nadsubtelnych (hfs) w stanie podstawowym a więc do wytworzenia niezerowej składowej podłużnej makroskopowego momentu pędu i momentu magnetycznego ansamblu (M_z) a rezonansowe pole $H_{rf} \perp H_0$ do wytworzenia niezerowej składowej poprzecznej (tzw. spójności stanów atomowych) tych momentów (M_x, M_y) wirującej dokoła H_0 [3].



Rys. 1. a) Moment magnetyczny podłużny M_0 jako efekt pompowania wiązką WP, b) moment magnetyczny poprzeczny M_{\perp} jako wynik zadziałania rezonansowego pola radiowej częstości $H_{rf} \perp H_0$.

W obu przypadkach wytworzone stany ansamblu nie są stanami równowagi termodynamicznej. Będą więc przebiegać procesy dążące do przywrócenia tej równowagi — procesy relaksacyjne. Będą one przedmiotem naszego zainteresowania w niniejszym artykule. Zajmiemy się analizą ich mechanizmów i dynamiki. Szczególną uwagę poświęcimy procesom relaksacji wielkości poprzecznych (np. M_x). O relaksacji podłużnej będziemy mówili znacznie mniej — procesy z nią związane były przedmiotem licznych prac doświadczalnych i teoretycznych, z których wymienić w pierwszej linii należy prace Franzena, Blooma i in. [4]. Oczywiście całe zagadnienie jest tak ogromne, że będziemy mogli wybrać jedynie pewne interesujące nas fragmenty.

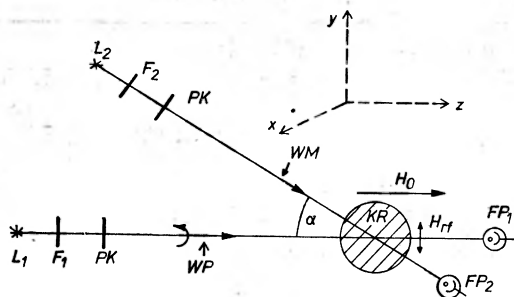
Za punkt wyjścia przyjmijmy referat p. M. A. Bouchiat, która w 1968 r. na Konferencji OPaLS [5] w Warszawie przedstawiła zagadnienia relaksacji podłużnej i nawiążemy do tego przedstawienia.

Światło w doświadczeniach nad pompowaniem optycznym wypełnia różne zadania: a) wytwarza różnice w obsadzeniu różnych podpoziomów zeemanowskich określonego stanu; b) służy do detekcji ewolucji wielkości podłużnych * dzięki zmianom absorpcji lub fluorescencji; c) absorpcja światła, rów-

* Określenie wielkości podłużnych i poprzecznych jest podane w dalszej części artykułu.

niez i wiązki monitorującej, przyczynia się sama do procesu podłużnej relaksacji. Podobną rolę odgrywa światło w stosunku do koherencji stanów — wielkości poprzecznej wytworzonej bądź przez rezonansowe pole rf bądź też przez pompowanie poprzeczne.

Pompowanie optyczne pozwala na przygotowanie układu badanego w określonym stanie początkowym (zależnie od sposobu pompowania) a odpowiedni wybór wiązki monitorującej (jej składu spektralnego, polaryzacji i kierunku) pozwala śledzić ewolucję czasową wybranej przez nas obserwacji np. po wyłączeniu pompowania. Jest to szczególnie ważne, bo różne obserwacje mogą



Rys. 2. Śledzenie z pomocą wiązki monitorującej WM ewolucji obserwacji atomowych w komórce rezonansowej KR. F — filtry widmowe, PK — polaryzatory, L — źródła światła

mieć różne przebiegi czasowe (np. zaniki wielowykładnicze z różnymi stałymi czasu). To zagadnienie było szczegółowo analizowane przez M. A. Bouchiat [6], która pokazała od czego zależy absorpcja wiązki przechodzącej przez optycznie cienką warstwę napompowanej pary np. metalu alkalicznego w słabym polu magnetycznym. W typowym dla pompowania optycznego układzie doświadczalnym (rys. 2) pompowanie prowadzi się składową D_1 spolaryzowaną kołowo, rozchodzącą się wzdłuż kierunku pola H_0 . Detekcję prowadzi się wiązką WM o dostatecznie małym natężeniu. Jej absorpcja niesie informację o obserwacji $\langle Q \rangle$, której relaksację badamy i o jej ewolucji, gdy w chwili $t = 0$ wyłączymy nagle wiązkę pompującą. Jaka to jest obserwacja, wynika z natury wiązki monitorującej, jej składu spektralnego, rodzaju polaryzacji i kierunku jaki tworzy ona z H_0 . Jeśli np. wiązka monitorująca zawiera tylko składową D_1 spolaryzowaną σ^\pm , dwie składowe hfs mają równe natężenia i kierunek jej rozchodzenia jest równoległy do OZ , to absorpcja jest proporcjonalna do $(1 \mp 2 \langle J_z \rangle)$; Inne przypadki są zestawione w tablicy 1 wg Ballinga.

Detekcja optyczna zapewnia bardzo wysoką czułość. Stanowi ona przykład tzw. triggered detection. Zmiany w układzie atomowym wywołane przejściami o częstości w obszarze kHz lub MHz są wykrywane za pośrednictwem fotonów optycznych o $\nu = 10^{15}$ Hz.

Zależność informacji niesionej przez światło absorbowane od geometrii, doświadczenia, polaryzacji i rozkładu widmowego światła

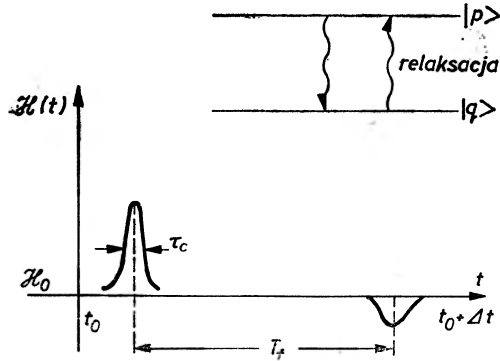
Rozkład widmowy	Polaryzacja i kierunek wiązki światła	Absorpcja jest proporcjonalna do:
Składowa D_1 , jednakowe natężenie składowych nadsubtelnych	σ^\pm , kierunek Oz σ^\pm , kierunek Ox	$(1 \mp 2 \langle S_z \rangle)$ $(1 \mp 2 \langle S_x \rangle)$
Składowa D_2 , jednakowe natężenie składowych nadsubtelnych	σ^\pm , kierunek Oz σ^\pm , kierunek Ox	$(1 \pm 2 \langle S_z \rangle)$ $(1 \pm 2 \langle S_x \rangle)$
D_1 lub D_2 , niejednakowe natężenie składowych nadsubtelnych	niespolaryzowane σ^\pm , kierunek Oz σ^\pm , kierunek Ox	$L_0 + K \langle S \cdot I \rangle$ Liniowa kombinacja $\langle S \cdot I \rangle \text{Tr} \rho_+ S_x, \text{Tr} \rho_- S_x$ Liniowa kombinacja $\langle S \cdot I \rangle \text{Tr} \rho_+ S_x, \text{Tr} \rho_- S_x$

L_0 — absorpcja odpowiadająca równowadze cieplnej ($\langle S \cdot I \rangle = 0$), K jest proporcjonalne do natężenia obu składowych nadsubtelnych.

2. Mechanizm relaksacji

Prawa relaksacji jako skutku oddziaływań międzyatomowych można przewidzieć w ogólności na dwu drogach: bądź analizując mechanizm pojedynczego zderzenia i obliczając prawdopodobieństwo relaksacji lub przekrój czynny, bądź też wykorzystując ogólne, statystyczne właściwości relaksacji. W pierwszym przybliżeniu [7] wydawało się, że relaksacja polaryzacji atomu np. metalu alkalicznego w pojedynczym zderzeniu jest wynikiem pojawienia się w akcie zderzenia w polu kulombowskim jądra atomu, depolaryzującego sprzężenia typu spin-orbita (moment orbitalny wynika z względnego ruchu zderzających się atomów), które powoduje z kolei precesję spinu, a więc zmianę jego orientacji. Zauważymy tu od razu, że spin elektronu walencyjnego jest rozpatrywany w akcie zderzenia jako swobodny, nie sprzężony z jądrem atomu macierzystego. Poprawność takiego traktowania wynika stąd, że czas zderzenia jest b. krótki (ok. 10^{-12} s) w porównaniu z okresem precesji nadsubtelnej ($\Delta\omega_F^{-1}$), innymi słowy bezwładność jądra w jego precesji jest zbyt duża (mamy tu do czynienia ze swego rodzaju zasadą Francka-Condon dla ruchu precesyjnego jądra). Zwróćmy teraz uwagę na niewystarczalność zaproponowanego tłumaczenia relaksacji w świetle faktu, że atom neutralny, a zwłaszcza atom gazu szlachetnego nie może wytworzyć pola magnetycznego poruszając się w pobliżu atomu depolaryzowanego. Głębsza analiza [8] zagadnienia doprowadziła do wniosku, że istotną dla relaksacji rolę odgrywa deformacja, w trakcie zderzenia, kadłuba atomu depolaryzowanego prowadząca do pojawienia się w stanie podstawowym tego atomu momentu orbitalnego ($L \neq 0$) i dopiero sprzężenie SL jest źródłem relaksacji. Omówione rozważania wyja-

śniają wprawdzie jakościowo mechanizm ale w ogólności wyliczenie przekrojów czynnych na tej drodze jest niezwykle uciążliwe i związane z przyjmowaniem szeregu uproszczeń. Dotychczas rachunek przeprowadzono tylko dla rubidu. Drugie podejście prowadzi do znalezienia szeregu ogólnych właściwości procesu relaksacyjnego i łatwo daje się zastosować do dowolnego przypadku. Przyjmujemy tu następujący model [5]. Atomy swobodne mają hamiltonian \mathcal{H}_0 niezależny od czasu i w czasie między zderzeniami wektor stanu atomu ewoluuje zgodnie z równaniem Schrödingera o tym hamiltonianie. Ta ewolucja



Rys. 3. Obraz zmian czasowych oddziaływań międzyatomowych. T_f — średni czas pomiędzy zderzeniami, τ_c — czas korelacji oddziaływania

jest przerywana przez zderzenia kiedy dochodzi ponadto hamiltonian zależny od czasu $\mathcal{H}(t)$ opisujący takie zderzenia (rys. 3). Zderzenia następują średnio co T_f i średni czas ich trwania jest τ_c . Mogą one być różnych rodzajów:

- a) zderzenia ze ściankami naczynia,
- b) zderzenia z identycznymi atomami w tym samym stanie kwantowym,
- c) zderzenia z identycznymi atomami w innym stanie kwantowym,
- d) zderzenia z atomami innego rodzaju.

Przypuszczamy, że zaburzenie $\mathcal{H}(t)$ może powodować przejścia między stanami $|p\rangle$ i $|q\rangle$ rozpatrywanego atomu, tzn. że istnieją niezerowe elementy macierzowe $\langle p|\mathcal{H}(t)|q\rangle$. Ewolucja znów jest opisana przez rozwiązanie równania Schrödingera (z warunkiem zachowania symetrii przy odwróceniu czasu).

Przejście do ansamblu jest następujące. Przyjmujemy, że omawiany proces jest stochastyczny. Zmienne opisujące go przybierają pewne wartości przypadkowe podlegające prawu rozkładu statystycznego. Uśrednienie po wszystkich możliwych zdarzeniach dla danego atomu jest równoznaczne z uśrednieniem po zbiorze. Otrzymujemy wówczas równanie opisujące jak układ powraca do stanu równowagi. Prawdopodobieństwo zderzenia w czasie Δt jest $\Delta t/T_f$, a funkcja korelacji

$$G(\tau) = \frac{\langle \mathcal{H}(t) \mathcal{H}(t + \tau) \rangle_{av}}{\langle |\mathcal{H}(t)|^2 \rangle_{av}}$$

uśrednienie następuje po wszystkich elementach ansamblu; $\mathcal{K}(t)$ jest operatorem losowym, stacjonarnym $\langle \mathcal{K}(t) \rangle = 0$; w wyrażeniu na $G(\tau)$ licznik jest zerem, jeśli τ nie jest dostatecznie krótkie $\tau < \tau_c$, a wówczas $G(\tau) \sim \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_c}\right\}$.

Nie ma korelacji między kolejnymi zderzeniami (inaczej jest w przypadku tzw. zderzeń lepkich ze ścianką lub zderzeń związanych z utworzeniem quasi-cząsteczki [9], lecz oba te przypadki pozostają poza tematem niniejszego artykułu).

3. Inne uwagi ogólne

Przeważnie rozpatrujemy sytuację dla metali alkalicznych*, w nich spin jądrowy I jest sprzężony ze spinem elektronu S (w stanie podstawowym $L = 0$). W czasie zderzenia ($\tau_c \approx 10^{-12}$ s) sprzężenie $\hat{I}\hat{S}$ zostaje zerwane ($\omega_{IS}^{-1} \gg \tau_c$). Spin jądrowy ewoluje niezależnie i dopiero po zakończeniu zderzenia następuje przywrócenie sprzężenia. Relaksacja dotyka tylko $\langle S \rangle$.

Opis relaksacji zbioru atomów przy pomocy macierzy gęstości [12]

Relaksacja ansamblu może być opisana przez znalezienie wielkości $\dot{\rho}$ dla tego ansamblu. W ogólności

$$\frac{d}{dt}\rho = \frac{d^{(1)}}{dt}\rho + \frac{d^{(2)}}{dt}\rho + \frac{d^{(3)}}{dt}\rho,$$

gdzie indeks (1) odnosi się do efektów wywołanych przez pompowanie, (2) do powrotu ze stanów wzbudzonych (repopulacja) i (3) do relaksacji. W przybliżeniu słabego wzbudzenia (badania po wyłączeniu wiązki pompującej i pozostawieniu tylko słabej wiązki monitorującej) $\dot{\rho} = \frac{d^{(3)}}{dt}\rho$.

W tym opisie elementy diagonalne ρ_{ii} oznaczają populacje poziomów „ i ”, zaś elementy pozadiagonalne $\rho_{ij}(t) = \rho_{ij}(0) \exp\{i(E_i - E_j)t/\hbar\}$ wyrażają koherencje między stanami ij .

Ponadto dla każdego elementu ansamblu

$$\rho_{ij}(0) = |\rho_{ij}(0)| \exp\{i\varphi_0\};$$

φ_0 — faza rzeczywista.

Jeśli układ nie jest specjalnie przygotowany, uśrednienie φ_0 po ansamblu daje 0 i wyrazy pozadiagonalne znikają. Aby $\rho_{ij} \neq 0$ ($i \neq j$), trzeba uzgodnić fazy precesji larmorowskiej poszczególnych momentów np. przez pompowanie poprzeczne, impulsowe lub przez działanie pola RF.

* Ze względu na wielką rolę we wzorcach czasu [10] i magnetometrach pompowanych optycznie [11].

Wielkości podłużne i poprzeczne

Zależnie od formy operatora \hat{Q} opisującego obserwabłą średnia wartość oczekiwana może angażować np. tylko wyrazy diagonalne macierzy gęstości lub tylko wyrazy pozadiagonalne. W pierwszym przypadku ($Q_{ij} = a_{ij}\delta_{ij}$) mówimy o podłużnych Q^{\parallel} , w drugim $Q_{ij} = a_{ij}(1 - \delta_{ij})$ o poprzecznych wielkościach Q^{\perp} . Gdy pole wyznaczające kierunek kwantowania $H_0 \parallel OZ$, to operatorami podłużnymi są: S_z, I_z, F_z ; poprzecznymi: $S_x, S_y, S_{\pm}, I_x, I_y, I_{\pm}, F_x, F_y, F_{\pm}, M_x, M_y, M_{\pm}$. Odpowiednio do tego rozróżniamy dwa typy relaksacji — podłużną i poprzeczną.

Procesy fizyczne przy zderzeniach różnego typu

Zderzenia silne i słabe: dla pewnych typów zderzeń prawdopodobieństwo przejścia w wyniku zderzenia do innego stanu może być rzędu jedności $|\mathcal{K}(t)|^2 \tau_c^2 \geq 1$. Takie zderzenia nazywamy silnymi i szybkość relaksacji jest tu rzędu T_f^{-1} , przekrój czynny rzędu 10^{-14} cm². Przykładem takich zderzeń mogą być zderzenia atomów alkalicznych ze szklanymi ściankami komórki, zderzenia z wymianą spinu, a także zderzenia atomów pozostających w stanach innych niż S z atomami diamagnetycznymi, np. tal w stanie podstawowym $^2P_{3/2}$. W innych typach zderzeń (zderzenia słabe, np. atomów alkalicznych z atomami szlachetnego gazu buforującego) trzeba wielu tysięcy zderzeń, by nastąpiło przejście. Wówczas $|\mathcal{K}(t)|^2 \tau_c^2 \ll 1$. W takim przypadku szerokość linii rezonansu magnetycznego, rozszerzonej w wyniku takich zderzeń, jest znacznie mniejsza niż w pierwszym przypadku; mówimy tu o tzw. zwięźeniu przez ruch. Zwykle sytuacja taka ma miejsce w przypadku relaksacji w cieczeniach i gazach. Czas relaksacji zawiera wówczas informację o średnim kwadracie wielkości zaburzenia i czasie jego korelacji. W przypadku relaksacji w zderzeniach atomów metali alkalicznych w stanie $^2S_{1/2}$ z atomami gazów diamagnetycznych (gazy szlachetne) trzeba nawet 10^8 zderzeń, aby nastąpiła relaksacja; przekrój czynny charakteryzujący relaksację może być niezwykle mały bo rzędu 10^{-25} cm², a czasy relaksacji rzędu 1 s. Podobnie słabe są zderzenia z powłokami ochronnymi na ściankach naczyń (silany, parafiny). Jeszcze słabsze mogą być zderzenia ze ściankami bez powłoki powodujące relaksację polaryzacji czysto jądrowej w przypadku nieparzystych izotopów grupy rtęci, a zwłaszcza ^3He . Na podstawie badań efektów tych zderzeń można wysnuć interesujące wnioski odnośnie do natury oddziaływań ze ścianką oraz wyznaczyć stałe charakterystyczne, takie jak np. wysokość bariery potencjału dla adsorpcji. Często przypisuje się przejścia relaksacyjne działaniu zmiennych w czasie zaburzeń o naturze magnetycznej. Przejście między stanami odległymi o $\hbar\omega$ może być wymuszone przez zmienne zderzeniowe zaburzenie magnetyczne, jeśli w jego widmie fourierowskim występuje składowa o częstości ω . Należy jednak pamiętać, że $\hbar\omega$ zależy od H_0 , wobec tego i szybkość relaksacji powinna być funkcją H_0 charakteryzującą widmowy rozkład zaburzenia zderzeniowego. Mierząc szybkość relaksacji w zależności od H_0 do-

konuje się swojego rodzaju analizy fourierowskiej zaburzenia zderzeniowego. Z pomiarów tego rodzaju wyprowadza się np. wartość czasu korelacji zaburzenia.

Relaksacja przez zderzenia ze ściankami komórki [13]

Każde zderzenie zorientowanego atomu metalu alkalicznego ze ścianką szklaną lub kwarcową komórki wywołuje relaksację. Aby efekt zmniejszyć, do naczynia rezonansowego wprowadzamy gaz szlachetny (buforujący) pod ciśnieniem $p \approx 10^{-2}$ do 10^2 Tr. Ruch zorientowanego atomu ku ściankom jest dyfuzją w tym gazie. Sytuacja jest opisana przez równanie dyfuzji

$$\frac{d}{dt} \rho = DV^2 \rho$$

D — współczynnik dyfuzji.

Rozwiązanie tego równania wymaga wprowadzenia warunków brzegowych (reorientacja przy zderzeniu ze ścianką) i ustalenia geometrii układu (kształt i rozmiary komórki). Badanie relaksacji w tych warunkach może dostarczyć dobrych informacji o przebiegu dyfuzji atomów metalu w gazie.

Relaksacja przez zderzenia z atomami tego samego rodzaju w innym stanie kwantowym lub z atomami innymi — izoelektronowymi

Ponieważ ograniczamy się do atomów w stanie podstawowym, więc różnice między stanami kwantowymi atomów w polu magnetycznym H_0 mogą być związane jedynie z orientacją spinów względem pola. Oczywiście interesujący jest przypadek, gdy spiny atomów A i B są zorientowane antyrównolegle. Podczas zderzenia mogą zostać wymienione współrzędne spinowe $A(\uparrow) + B(\downarrow) \rightarrow A(\downarrow) + B(\uparrow)$. Są to tzw. zderzenia wymienne i mają ważne znaczenie, gdy A i B są różnymi atomami (np. Rb i H), z których jeden rodzaj jest łatwy do pompowania (Rb), a drugi (H) trudny z powodu bardzo niedogodnego obszaru spektralnego dla bezpośredniego pompowania. Oczywiście, zderzenie z wymianą spinu jest czynnikiem wywołującym relaksację składnika A . Nie wchodząc w szczegóły podamy, że ewolucja operatora gęstości układu A jest w ogólnym przypadku opisana wyrażeniem

$$\frac{d}{dt} \rho_A = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_0 - \bar{\mu} \cdot \delta \bar{H}], \rho_A + \frac{1}{T_{\text{ex}}} (\rho_A^{(e)} - \rho_A) \frac{1}{T_{\text{ex}}} = N_B \bar{v} \sigma_{\text{ex}}$$

$-\bar{\mu} \cdot \delta \bar{H}$ jest energią oddziaływania momentu magnetycznego elektronu z pewnym efektywnym polem magnetycznym proporcjonalnym do $\langle S \rangle$. Pierwszy wyraz daje przesunięcie częstości w widmie rezonansu magnetycznego. Właściwą relaksację opisuje drugi wyraz; w nim $\rho_A^{(e)}$ oznacza macierz gęstości podukładu A bezpośrednio po zderzeniu. W ogólności oddziaływanie wymienne ma swe źródło w różnicy przebiegu energii potencjalnej molekularnego systemu

AB w zależności od odległości dla układu singultowego (krzywa z głębokim minimum) i tripletowego (krzywa odpychania), jaki może być tworzony w czasie zderzenia. Na tym oddziaływaniu jest oparty zarówno model Dickego i Wittkego, jak Ballinga, Pipkina i Glassgolda (analiza rozpraszania metodą fal parcjalnych) [12].

Zderzenia słabe

Ten typ zderzeń np. z atomami buforującego gazu szlachetnego charakteryzuje się tym, że przypadkowe oddziaływanie występujące przy zderzeniu może być uważane za małe zaburzenie Hamiltonianu \mathcal{H}_0 ; $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V(t)$, co sugeruje rozwiązywanie zagadnienia w obrazie oddziaływania

$$i \frac{d}{dt} \sigma = [V_I, \sigma]; \quad \sigma \equiv \rho_I = S^+ \rho S.$$

Można tu wprowadzić szereg uproszczeń, jak: a) stosowanie metody kolejnych przybliżeń (do 2 rzędu), b) uśrednienie po ansamblu $\langle V_I(t) \rangle_{av} = 0$, c) zastosowanie przybliżenia sekularnego

$$\dot{\sigma}_{ij} = A_{ij} + \sum_k B_{ij}(\omega_k) \exp\{i\omega_k t\},$$

gdzie pomijamy część $\sum_k B_{ij}(\omega_k) \exp\{i\omega_k t\}$ zależną od częstości zeemanowskich i nadsubtelnych stanu podstawowego jako bardzo szybko oscylującą w porównaniu z powoli zmiennym w czasie A_{ij} . Przy analizie procesu relaksacji ogromną rolę gra klasyczny już jej opis fenomenologiczny podany przez Blocha dla zagadnienia dwupoziomowego ($S = \frac{1}{2}$). Do pompowania optycznego został on adaptowany przez Bella i Blooma (B-B-B) [14].

W układzie współrzędnych wirujących wraz z polem rf dokoła osi OZ z prędkością ω bliską rezonansowej ω_0 mamy:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\frac{u}{\tau_2} + v\Delta\omega \\ \dot{v} &= -\omega_1 M_s - u\Delta\omega - \frac{v}{\tau_2} \\ \dot{M}_s &= \frac{M'_0 - M_s}{\tau_1} + \omega_1 v \quad M'_0 = M_0 \frac{\tau_1}{T_1} \end{aligned}$$

gdzie

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_1} &= \frac{1}{T_1^{(p)}} + \frac{1}{T_1^{(m)}} + \frac{1}{\Theta_1} \\ \frac{1}{\tau_2} &= \frac{1}{T_2^{(p)}} + \frac{1}{T_2^{(m)}} + \frac{1}{\Theta_2}, \end{aligned}$$

stanowią sumaryczne szybkości relaksacji, wskaźniki p, m odnoszą się do relaksacji wywołanej przez wiązkę pompującą i monitorującą, zaś $\Theta_{1,2}^{-1}$ są szybkościami relaksacji termicznej, $\Delta\omega$ jest odstrojeniem od rezonansu, M_z podłużną składową magnetyzacji, $\omega_1 = \gamma H_{rf}$. u i v oznaczają poprzeczne składowe magnetyzacji w kierunku x' i y' układu współrzędnych obracającego się dookoła Oz z częstością pola radiowego ω ($H_{rf} || Oz'$). Rozwiązania równań B-B-B dla stanu ustalonego $\dot{u} = \dot{v} = \dot{M}_z = 0$ są następujące:

$$u = \frac{\omega_1 \Delta\omega}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (\Delta\omega)^2} M'_0$$

$$v = \frac{\omega_1 \tau_2^{-1}}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (\Delta\omega)^2} M'_0, \quad \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 = \frac{1}{\tau_2^2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} \omega_1^2$$

$$M_z = \frac{\tau_2^{-2} + (\Delta\omega)^2}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (\Delta\omega)^2} M'_0.$$

Łatwo zauważyć, że w granicy bardzo słabego pola rf ($\omega_1 \rightarrow 0$) szerokość półkwa linii rezonansu magnetycznego $\frac{\Gamma}{2}$ jest wyznaczona przez τ_2 ; to są właśnie warunki realizowane w magnetometrach pompowanych optycznie.

W przypadku par metali alkalicznych z uwagi na spin jądrowy mamy do czynienia z zagadnieniem wielopoziomowym, np. w przypadku sodu; $I = 3/2$, więc w stanie podstawowym mamy $F^{(+)} = 2$ i $F^{(-)} = 1$. Wówczas do opisu należy użyć macierzy gęstości, a elementy pozadiagonalne $\rho_{\mu_F \mu'_F}$ spójności zeemanowskie będą zawierały czynnik opisujący relaksację poprzeczną. To przejawia się bezpośrednio w ewolucji obserwabli takich jak $\langle S_x \rangle$, $\langle I_x \rangle$. Dla problemu dwupoziomowego mamy relacje

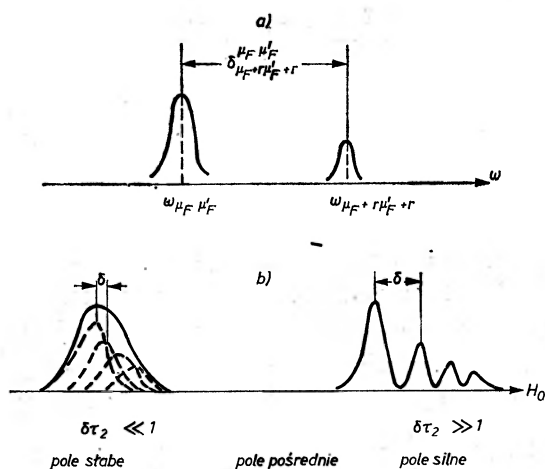
$$u = \tilde{\sigma}_{+-} + \tilde{\sigma}_{-+}; \quad v = i(\tilde{\sigma}_{+-} - \tilde{\sigma}_{-+}).$$

Już z dawnych badań teoretycznych można było wnioskować o odmiennym zachowaniu się w procesie relaksacji wielkości S_x w porównaniu z S_z . By zdać sobie sprawę z charakteru tej odmienności, wyjdźmy z równań opisujących ewolucję $\sigma_{\mu_F \mu'_F}$ rozpatrywanych atomów metali alkalicznych w obecności zderzeń z atomami gazu buforującego, i wówczas gdy spełnione są warunki maksymalnego zwężenia przez ruch. Obliczenie w drugim rzędzie rachunku zaburzeń w przybliżeniu sekularnym ze względu na spójności nadsubtelne $\sigma_{\mu_F \mu'_F \mu''_F \mu'''_F}$ prowadzi do wyniku [15].

$$\dot{\sigma}_{\mu_F \mu'_F} = \alpha_{\mu_F \mu'_F} \sigma_{\mu_F \mu'_F} + \sum_{r=\pm 1} r \beta_{\mu_F \mu'_F} \exp\{i\delta_{\mu_F+r, \mu'_F+r} t\} \sigma_{\mu_F+r, \mu'_F+r}$$

gdzie $\delta_{\mu_F+r, \mu_F+r}^{\mu_F \mu_F'}$ jest rozszczepieniem rezonansów zeemanowskich w obrębie tej samej krotności hfs (rys. 4a).

Jak widać, zderzenia prowadzą w ogólności do sprzężenia wzajemnego spójności, ale efektywność tego sprzężenia jest zależna od odstepu sąsiednich rezonansów magnetycznych. Jeśli mianowicie różnica faz sprzężonych ze sobą spójności powstająca w czasie relaksacji τ_2 równa $\delta_{\mu_F+r, \mu_F+r}^{\mu_F \mu_F'} \tau_2$ jest $\ll 1$, efektywność sprzężenia jest maksymalna, gdy przeciwnie $\delta_{\mu_F+r, \mu_F+r}^{\mu_F \mu_F'} \tau_2 \gg 1$, to efekt sprzężenia znika. Ponieważ zaś $\delta \sim H_0^2$, więc pole H_0 , dla których $\delta \cdot \tau_2 \ll 1$ nazwiemy umownie słabymi, te dla których $\delta \cdot \tau_2 \gg 1$ — silnymi (rys. 4b). Omówioną tu zależność przebiegu relaksacji od H_0 należy odróżnić od zależności opisanej na str. 9.



Rys. 4. a) Linie rezonansu magnetycznego pomiędzy podpoziomami zeemanowskiego rozszczepienia magnetycznego $\mu_F \rightarrow \mu_F'$ i $\mu_F+r \rightarrow \mu_F'+r$ ($r = \pm 1$); b) podział pól statycznych H_0 na obszary ze względu na efekt zachowania spójności atomowej w zderzeniach

Wnioski wynikające z równania ewolucji można wyrazić jeszcze inaczej: w polach słabych zderzenia przeprowadzające daną spójność w inną zachowują spójność zbioru; czas relaksacji poprzecznej wydłuża się.

Efekty relaksacji w słabych polach zewnętrznych przedstawiają się bardzo prosto. Makroskopowy moment poprzeczny $\langle S_x \rangle$ w każdym ze stanów nadsubtelnych zanika w wyniku relaksacji wykładniczo; relaksacje opisują więc dwie stałe czasowe $\tau_2^{(+)}$ i $\tau_2^{(-)}$ oddzielnie dla każdej nadsubtelnej grupy poziomów zeemanowskich.

Wspomnieliśmy poprzednio, że zależnie od wyboru wiązki monitorującej wykrywamy różne obserwable. Możemy więc, zależnie od tego wyboru badać relaksację różnych obserwabl i weryfikować przewidywane przez teorie proste związki między szybkościami relaksacji różnych obserwabl w polach słabych. Są one zestawione dla obserwabl niezależnych w tabelicy 2.

Obserwable atomowe i szybkość ich relaksacji

Obserwabla	Prawdopodobieństwo relaksacji zderzeniowej (b. krótki czas korelacji 10^{-12} s)	Oznaczenie szybkości relaksacji
$\langle Q_e \rangle$	α	$1/\Theta_e$
$\langle I_z \rangle$	$\alpha \frac{2}{(2I+1)^2}$	$1/\Theta_n$
$\langle S_+ \rangle^{F(+)}$ $\langle I_+ \rangle^{F(+)}$	$\alpha \left[1 - \frac{I(2I+3)}{(2I+1)^2} \right]$	$\left(\frac{1}{\Theta_2} \right)^{F(+)}$
$\langle S_+ \rangle^{F(-)}$ $\langle I_+ \rangle^{F(-)}$	$\alpha \left[1 - \frac{(I+1)(2I-1)}{(2I+1)^2} \right]$	$\left(\frac{1}{\Theta_2} \right)^{F(-)}$
$\langle S \cdot I \rangle$	α	$\frac{1}{\Theta_H}$

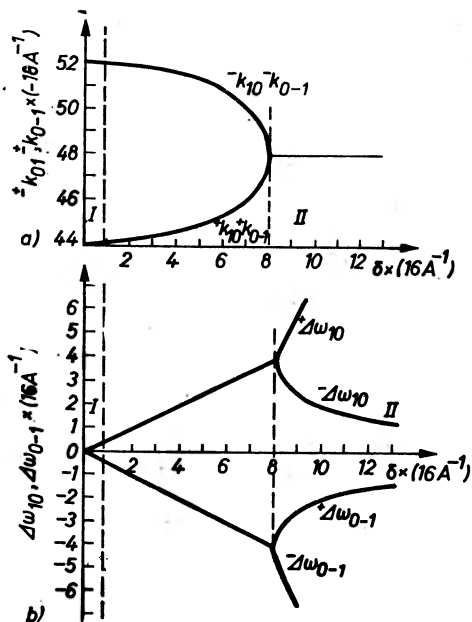
$$\alpha = \text{const } \langle |\mathcal{H}(t)|^2 \rangle.$$

$\alpha = \text{const } \langle |\mathcal{H}(t)|^2 \rangle$ zależy od natężenia pola magnetycznego wywołującego relaksację w zderzeniach. Wspólną miarą (wspólnym czynnikiem) w wyrażeniu na prawdopodobieństwo relaksacji zderzeniowej jest szybkość relaksacji niesprzężonego spinu $1/\Theta_e = 1/\Theta_H$. $\langle Q_e \rangle$ jest niezależną obserwabłą, czysto elektronową. W polach silnych każda spójność $\rho_{\mu_F \mu'_F}$ zanika z charakterystycznym dla niej czasem $(\tau_2)_{\mu_F+r, \mu'_F+r}$, który w ogólności jest krótszy niż czas relaksacji w polu słabym w związku z zanikiem wspomnianego wyżej efektu zachowania spójności.

Ostatnio rozwiązanie zagadnienia relaksacji poprzecznej dla pól słabych i silnych zostało uogólnione przez podanie jednolitego rozwiązania dla całego obszaru pól słabych, pośrednich i silnych [15]. Należy tu podkreślić, że cały czas używamy klasyfikacji pola w sensie spełnienia warunku $\delta \cdot \tau_2 \gg 1$ (pola silne); $\delta \cdot \tau_2 \ll 1$ (pola słabe) i $\delta \cdot \tau_2 \approx 1$ (pola pośrednie). Są to równocześnie w całym obszarze rozpatrywanym pola słabe w stosunku do sprzężenia $\hat{I} \cdot \hat{S}$, tj. F jest w całym rozpatrywanym obszarze pól dobrą liczbą kwantową. W przypadku $F = 1$ ($I = 3/2$) okazało się możliwe podanie rozwiązania w postaci analitycznej. Otrzymane wyniki ilustruje wykres (rys. 5). W obszarze pól słabych i pośrednich mamy dwie różne szybkości relaksacji — jednakże ich wagi zależą również od δ i w obszarze bardzo małych δ waga jednej z szybkości jest b. bliska zeru. Praktycznie obserwuje się więc w tym obszarze tylko jedną szybkość relaksacji, podobnie jak i w obszarze „pól silnych”. Jedynie w obszarze pól pośrednich mamy dwie szybkości relaksacji. Teoretyczne rozważania doprowadziły jeszcze do dwóch dalszych wniosków:

1) w polach pośrednich szybkość relaksacji w zderzeniach nie jest już w pewnym ich obszarze liniową funkcją ciśnienia,

2) relaksacji zderzeniowej towarzyszy zależne od δ przesunięcie linii rezonansu magnetycznego; w polach pośrednich przesunięcie to może osiągnąć nieoczekiwanie wysoką wartość ok. 0,1 odstepu linii rezonansowych.



Rys. 5. Zależność szybkości relaksacji k (a) i przesunięcia linii rezonansu magnetycznego $\Delta\omega$ (b) od odstepu linii rezonansowych δ . I i II — obszary pól „słabych” i „silnych”

4. Doświadczenia i ich wyniki

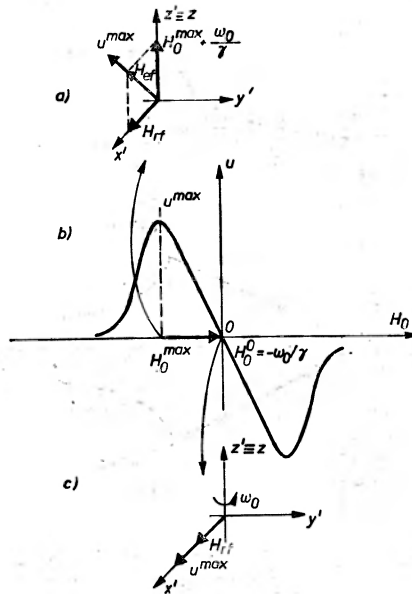
Przejdźmy obecnie do omówienia doświadczeń nad relaksacją poprzeczną. Już B. Cagnac i C. Cohen-Tannoudji [2] pokazali jak można wykorzystać do tego celu techniki opracowane w badaniach magnetycznego rezonansu jądrowego i elektronowego w fazie skondensowanej. Jednak metody opracowane przez nich zawodzą w odniesieniu do metali alkalicznych w obecności gazu buforującego ze względu na zaburzające efekty niejednorodności pola H_0 , które wprowadzają dodatkową ewolucję momentów poprzecznych, konkurencyjną dla ewolucji w wyniku relaksacji.

Pewne możliwości dały tu ostatecznie inne metody również znane z badań paramagnetyzmu w fazie skondensowanej — metoda echa spinowego [16] i metoda szybkiego przejścia adiabatyicznego w dostatecznie silnym polu rezonansowym rf [17].

W pierwszej z tych metod wykorzystuje się kompensację efektów niejednorodności H_0 w drodze zastosowania ciągu równoodległych w czasie impul-

sów π następujących po wytworzeniu polaryzacji poprzecznej dzięki impulsowi $\pi/2$. W parach atomowych dochodzą jeszcze efekty związane z dyfuzją spolaryzowanych atomów, tak że ostatecznie otrzymuje się wynik po odpowiedniej ekstrapolacji.

W drugiej metodzie, rozwiniętej w naszym laboratorium, wykorzystuje się szybkie, ze względu na relaksację — adiabatyczne, ze względu na oddziaływanie z polem magnetycznym, przejście od maksimum składowej dyspersyjnej (rys. 6) do centrum rezonansu. Jeśli przy tym przyłożone pole rezonansowe

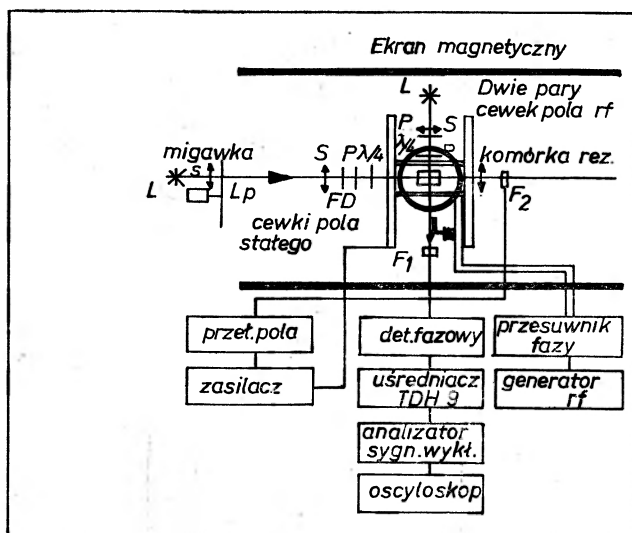


Rys. 6. Szybkie przejście adiabatyczne w dostatecznie silnym polu radiowej częstości obserwowane w układzie obracającym się: a) stan na początku przejścia; b) przejścia z H_0^{max} do H_0^0 ; c) stan po zakończeniu przejścia

jest dostatecznie silne, otrzymuje się w końcu tego przejścia wyłącznie poprzeczną składową makroskopowego momentu magnetycznego, która następnie zanika bez mierzalnych efektów niejednorodności H_0 ; $M_x \sim \exp\left\{-\frac{t}{\tau_2}\right\}$.

Dla otrzymania wyników porównywalnych z przewidywaniami teoretycznymi konieczne jest rozdzielenie efektów pochodzących od różnych składowych nadsubtelnej struktury. W metalach alkalicznych wystarczy w tym celu zastąpić oscylujące pole rf wirującym o polaryzacji σ^+ lub σ^- . Praktyczna realizacja tego doświadczenia nie jest prosta. Bardzo krytycznym warunkiem poprawnego przebiegu doświadczenia jest brak rozproszonych, fluktuujących w czasie pól magnetycznych sprawiających, że przejście staje się rozmyte. W razie, jeśli przejście nie zachodzi dokładnie do centrum rezonansu ($\Delta\omega = 0$), przebieg rzeczywisty nie jest zgodny ze ściśle wykładniczym zanikiem. Eliminację pól rozproszonych uzyskano przez zastosowanie ekranu z permalloyu;

zmniejszył on wewnątrz pola rozproszone w stosunku 10^{-2} . Drugą trudnością w doświadczeniach z Cs i Na było uzyskanie dostatecznie dobrego stopnia polaryzacji kołowej pola rf; niespełnienie tego warunku powoduje, zwłaszcza w przypadku badania słabej składowej polaryzacji z $F=3$, pojawienie się zaburzającej domieszki ze stanu o $F=4$. Ten ostatni efekt można było wyeliminować przez nałożenie dodatkowej niejednorodności statycznej rzędu wielkości $H_0 \cdot 10^{-2}$ prowadzącej do zaniku efektów pochodzących z $F=4$, a nie

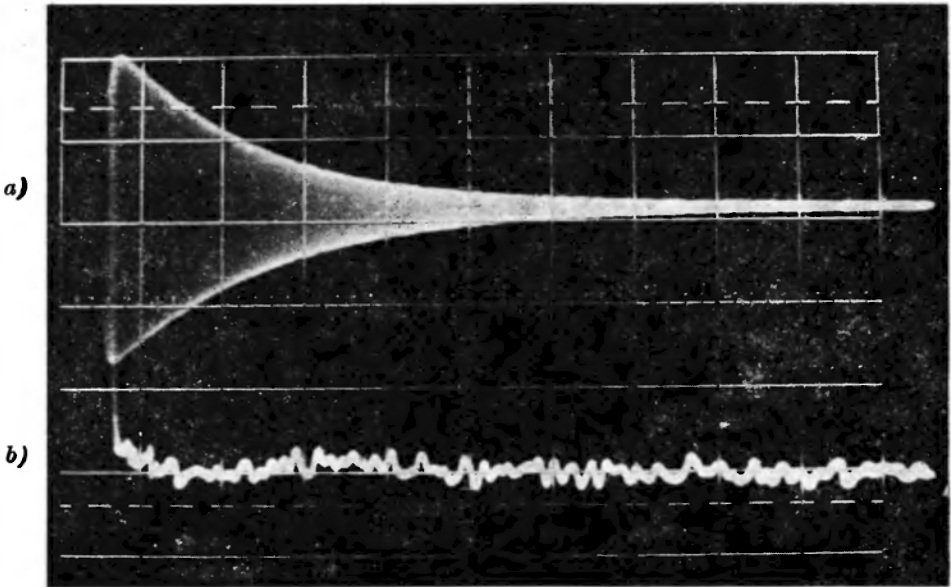


Rys. 7. Układ do pomiaru czasów relaksacji poprzecznej w czecie: S — soczewki, FD — filtr wydzielający składową D_1 , $P(\lambda/4)$ — polaryzator kołowy, F — fotodetektory

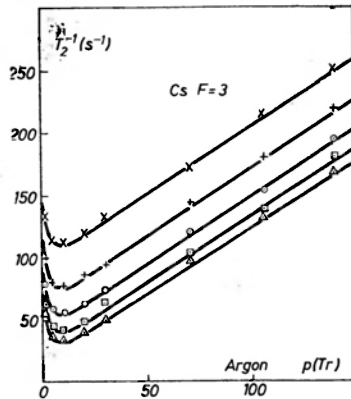
wpływającej na sygnał dla $F=3$. Ogólny schemat układu i jego działania przedstawia rys. 7. Pompowanie prowadzimy wiązką L_p spolaryzowaną kołowo; komórka umieszczona jest w polu magnetycznym o natężeniu $H_0 + \Delta H = H_{\max}$. Pole to jest równoległe do kierunku wiązki pompującej. Detekcję prowadzimy wiązką L_m spolaryzowaną kołowo o natężeniu I_m bardzo małym w porównaniu z natężeniem wiązki pompującej. Wiązka L_m jest prostopadła do L_p . W obecności rezonansowego lub niemal rezonansowego pola rf I_m jest modulowane z częstotliwością rf [14].

W chwili $t = 0$: 1) pompowanie zostaje przerwane, migawka odcina wiązkę pompującą; 2) pole $H_0 + \Delta H$ zostaje adiabaticznie przestrojone do H_0 ; 3) zostaje uruchomiony symulator zaniku wykładniczego o regulowanej stałej czasu i fazie przeciwnej do sygnału. Przy odpowiednim doborze stałej czasu i amplitudy następuje zupełna kompensacja sygnału (rys. 8).

Z uwagi na to, że mierzymy $\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{T_2^{(p)}} + \frac{1}{T_2^{(m)}} + \frac{1}{\Theta_2}$, przy czym wyłączenie wiązki pompującej eliminuje wyraz z $T_2^{(p)}$, musimy ekstrapolować wynik do



Rys. 8. a) Bezpośredni obraz zaniku polaryzacji poprzecznej na ekranie oscyloskopu; b) obraz po skompensowaniu zaniku przebiegiem o właściwej stałej czasowej



Rys. 9. Zależność szybkości relaksacji od ciśnienia gazu buforującego p i gęstości (temperatury) pary nasyconej cezu. Trudniejszy doświadczalnie przypadek $F = 3$ cezu

zerowego natężenia wiązki monitorującej. W ten sposób przeprowadzono systematyczne badania zależności szybkości relaksacji $\frac{1}{\Theta_2}$ od koncentracji atomów metalu alkalicznego ($1/T_{2\text{ex}}$) ciśnienia gazu buforującego (Ap) i od zderzeń ze ściankami (B/p) (rys. 9 — poszczególne krzywe odpowiadają temperaturom $25 \div 45^\circ\text{C}$).

$$\Theta_2^{-1} = Ap + \frac{B}{p} + \frac{1}{T_{2\text{ex}}}$$

Stałe A , B i $T_{2\text{ex}}^{-1}$ wyznaczono tak, by otrzymać jak najlepszą zgodność przebiegu Θ_2^{-1} w funkcji p (dla każdej krzywej niezależne dopasowanie). Z nachylenia krzywych $T_{2\text{ex}}^{-1} = \sigma_{\text{ex}} N_{\text{Cs}} \bar{v}_{\text{Cs-Cs}}$ można znaleźć σ_{ex} ; podobnie $\sigma_{\text{Cs-g}}$ z $A = \sigma_{\text{Cs-g}} n_g \bar{v}_{\text{Cs-g}}$. Wreszcie znajomość B pozwala obliczyć współczynnik dyfuzji Cs w gazie buforującym. Zestawienie otrzymanych wyników przedstawiają

Tablica 3

Wartości stałej dyfuzji i przekroju czynnego na relaksację w zderzeniach z atomami gazu buforującego dla cezu

Autor	D_0 (cm ² s ⁻¹)		$\sigma_{2g} \times 10^{23}$ cm ²	
	Ne	Ar	Ne	Ar
Łęgowski	0,24	0,19	—	—
Beverini et al.	0,153 ± 0,014	0,134 ± 0,02	—	—
Franz et al.	0,40	0,23	—	—
Rudecki et al.	0,145 ± 0,02	—	—	—
Ernst et al.	0,15	—	—	—
Corbalan et al.	0,113 ± 0,018	0,145 ± 0,023	—	—
Minemoto et al.	0,19	0,14	1,8	59
Bylicki	0,198 ± 0,02	—	1,4 ± 0,2 *	—
Skubiszak et al.	0,24 ± 0,01	0,11 ± 0,05	2,6 ± 0,3 *	59 ± 3 *
			3,3 ± 0,3 **	75 ± 4 **

* $F = 4$, ** $F = 3$.

Tablica 4

Wartości przekroju czynnego σ_{ex} dla cezu

Autor	$\sigma_{\text{ex}} \times 10^{14}$ cm ²
Rudecki et al.	1,28 ± 0,18
Ressler et al.	2,06
Ernst et al.	2,20 ± 0,15
Bouchiat et al.	2,20 ± 0,35
Minemoto et al.	6,4 *
Bylicki et al.	2,28
Skubiszak et al.	2,2 ± 0,1

* Wartość przeliczona.

tablice: 3 — D_0 i σ_{2g} tablica 4 — σ_{ex} . W przypadku pomiarów dla sodu konieczne było użycie strojonego lasera barwnikowego ze względu na bliskość składowych D_1 i D_2 w promieniowaniu sodu. Teoria rozwinięta dla pól słabych pozwala ponadto przewidzieć stosunki szybkości relaksacji w stanach F^+ i F^- zarówno dla oddziaływania zderzeniowego z gazem: dla Cs:

$$R_g = (T_{2g}^{-1})_{F^{(+)}} : (T_{2g}^{-1})_{F^{(-)}} = 0,78$$

jak dla oddziaływania wymiennego

$$R_{\text{ex}} = (T_{2\text{ex}}^{-1})_{F(+)} : (T_{2\text{ex}}^{-1})_{F(-)} = 0,47 .$$

Wyznaczone powyżej przekroje czynne σ_{2g} i σ_{ex} prowadzą do wartości doświadczalnych $R_g = 0,79 \pm 0,06$ i $R_{\text{ex}} = 0,47 \pm 0,04$ będących w doskonałej zgodności z przewidywaniami teorii dla pól „słabych”. Należy jednak zauważyć, że natężenie H_0 pola stałego odpowiadało polu „pośredniemu”. Powstała tu sprzeczność jest jednak pozorna. Trzeba mianowicie pamiętać, że wyniki teoretyczne dotyczą sytuacji bez rezonansowego pola rf, gdy tymczasem w opisanym eksperymencie takie pole było obecne. W tym przypadku wydaje się, że warunek „słabego” pola należy odnieść do pola efektywnego, tzn. takiego, które jest „widziane” przez atomy w układzie współrzędnych obracającym się zgodnie ze zorientowanymi spinami z częstością pola radiowego. Natężenie pola efektywnego jest jednak praktycznie równe natężeniu pola radiowego, które jest o ponad rząd wielkości słabsze od H_0 i w takim razie warunek pola „słabego” jest doskonale spełniony. Analiza warunków, w których prowadzono te doświadczenia, nasunęła możliwość ich dalszego sprawdzenia i ewolucji. Chodziło o wyjaśnienie rozbieżności między wynikami pracy [17] i wynikami z metody echa spinowego [16], a również o potwierdzenie przyjętego w interpretacji założenia, że warunki doświadczenia odpowiadają istotnie spełnieniu warunków maksymalnego zwiężenia linii rezonansowej przez ruch. Wówczas jednak zarówno $\langle S_z \rangle$, jak i $\langle S_+ \rangle$ dają się wyprowadzić z szybkości R relaksacji spinów (randomization rate) $R = n\bar{v}\sigma_R(\langle S \rangle)$; ($\sigma_R = \alpha$ z tabl. 2). Należało w celu sprawdzenia tego zmierzyć szybkość relaksacji podłużnej w identycznych warunkach, w jakich poprzednio mierzono $\langle S_+ \rangle$. Użyto więc do eksperymentu tych samych komórek z Cs co poprzednio, a do wyznaczenia czasu podłużnej relaksacji użyto metody dynamicznej — narastania sygnału pompowania od stanu całkowitej dezorientacji przy bardzo słabym pompowaniu [18]. W tej sytuacji są czynne jednocześnie następujące procesy: a) pompowanie; b) zderzenia atomów Cs z atomami gazu buforującego prowadzące bądź do słabej relaksacji (zderzenia binarne $\sim p$), bądź prowadzące do tworzenia quasi-cząsteczek w zderzeniach potrójnych ($\sim p^2$); c) zderzenia Cs-Cs z wymianą spinu; d) dezorientacja na ściankach po przedyfundowaniu do nich atomów ($\sim p^{-1}$). Model relaksacji electron-randomization przyjmuje krótkie dwuciałowe zderzenia ($\tau_c \sim 10^{-12}$ s) w czasie których spin elektronu zostaje odsprężony od jądrowego (dotyczy to stanu S o $L = 0$). Oprócz nich zachodzi tzw. relaksacja jednorodna (zderzenia z tworzeniem quasi-cząsteczek i relaksacja na ściankach) dotykająca w równej mierze spinów elektronowych, jak i jądrowych. Oczekuje się, że sygnał narasta w postaci superpozycji dwóch przebiegów wykładniczych o różnych stałych czasu (powolnego i szybkiego).

Doświadczenie przeprowadzono dla Cs i gazu buforującego (He, Ne, Ar) [19]. Wiązka pompująca była ogromnie słaba, a warstwa pochłaniająca optycznie cienka. Stan wyjściowy całkowitej dezorientacji osiągnano z pomocą nasyczonego rezonansu magnetycznego — wyłączanego elektronicznie w chwili startu

(czas zaniku pola rf $< 0,1$ ms); wyniki pomiarów otrzymywano z uśredniania sygnału z dopasowaniem do przebiegu dwuwykładniczego. Znaleźiono istotnie dwie składowe powolną i szybką. Ich różnica zależy tylko od zderzeń binarnych z atomami gazu buforującego. Stąd można było obliczyć przekrój czynny na relaksację podłużną i porównać go z przewidzianym przez teorię wyrażeniem

$$\frac{\sigma_R(\langle S_z \rangle)}{\sigma(\langle S_{+} \rangle)} = \frac{(2I+1)^2}{2I^2+I+1} = 2,21 \quad \text{dla Cs} \quad I = \frac{7}{2}.$$

Wyniki doświadczeń:

$$\frac{\sigma_R(\langle S_z \rangle)}{\sigma(\langle S_{+} \rangle)} = \begin{cases} 1,5 \pm 0,2 & \text{Cs + He} \\ 2,2 \pm 0,2 & \text{Cs + Ne} \\ 1,6 \pm 0,2 & \text{Cs + Ar.} \end{cases}$$

Odstępstwo w przypadku helu związane jest prawdopodobnie z ucieczką helu z komórek, które miały już 3 lata. W przypadku natomiast argonu wystąpiły przypuszczalnie efekty wywołane przez quasi-cząsteczki Cs Ar powstające w zderzeniach trójciałowych.

Zastosowana w powyższych pomiarach metoda bardzo słabego pompowania stwarzała możliwość stosunkowo dokładnych pomiarów przekrojów czynnych na relaksację. Wobec tego, że rozbieżność wyników dotychczas uzyskanych dla Rb była znaczna, a istniało przy tym oszacowanie teoretyczne przekrojów czynnych wydawało się kuszące zmierzenie ich tą nową metodą. Z zestawienia uzyskanych wyników doświadczalnych z teoretycznymi wynika nieoczekiwanie dobra ich zgodność.

W dotychczasowych rozważaniach zajmowaliśmy się przebiegiem (dynamiką) procesu relaksacji poprzecznej. Wpływ relaksacji w stanie ustalonym można np. badać za pośrednictwem jej związku z szerokością linii rezonansu magnetycznego. Związek ten bardzo prosty w przypadku zagadnienia dwupoziomowego i niezbyt silnego pola rf dopiero niedawno został uogólniony na zagadnienie wielopoziomowe [20]. Punktem wyjścia były równania Blocha-Bella i Blooma. Ci ostatni wprowadzili do równania Blocha ewolucji momentu makroskopowego ansamblu, wyraz opisujący pompowanie. Wszystkie działania niezależne przyjmujemy w tym obrazie jako addytywne. Ten model jest jednak ważny tylko w przypadku układu dwupoziomowego. Próbowano go używać i w innych przypadkach, np. do układu równoodległych podpoziomów zeemanskich, a więc dla bardzo słabych pól H_0 . Jednak w sytuacji, w której chcemy opisać efekty związane z obecnością spinu jądrowego, obraz się komplikuje. Np. próbowano przewidzieć kształt linii rezonansu magnetycznego w pompowanych optycznie parach metali alkalicznych. W tym celu rozbito zbiór atomów w stanie podstawowym na dwa niezależne podukłady; jeden w stanie $F^{(+)} = I + \frac{1}{2}$ i drugi $F^{(-)} = I - \frac{1}{2}$. Kształt linii wyprowadzono przypuszczając, że jest on wynikiem nałożenia się rezonansów w obu stanach. Otrzymany wynik nie był jednak zgodny z doświadczeniem. Nie jest to dziwne,

bo w większości doświadczeń nie sposób pominąć wzajemnych zderzeń między atomami metalu alkalicznego i wynikających stąd efektów związanych z wymianą spinów. Włączenie tych efektów do opisu B. B. B. [20] usunęło bardzo wiele trudności i pozwoliło na dobrą interpretację w tym prostym obrazie wielu doświadczeń.

Opis wymiany oparty został na pracy Haroche'a [21]. Wymiana spinów prowadzi do ustalenia się określonego stosunku między polaryzacjami obu poziomów hfs $F^{(+)}$ i $F^{(-)}$:

$$\frac{d\langle F^+ S \rangle}{dt} = \frac{d\langle F^- S \rangle}{dt} = -\frac{\nu}{T_{\text{ex}}} \langle F^+ S \rangle - \frac{\nu'}{T_{\text{ex}}} \langle F^- S \rangle,$$

gdzie ν i ν' są czynnikami liczbowymi zależnymi od spinu jądrowego I :

$$\nu = \frac{2I(2I-1)}{3(2I+1)^2}; \quad \nu' = \frac{2(2I^2+5I+3)}{3(2I+1)^2}.$$

Te właśnie wyrazy dodano do równań B-B-B.

Zagadnienia nie można było rozwiązać w przypadku ogólnym — niestacjonarnym. Natomiast znaleziono explicite rozwiązania dla następujących przypadków szczególnych:

a) Pompowanie optyczne i relaksacja w nieobecności pola rf. Rozwiązanie przewiduje przebieg relaksacji podłużnej $\langle F^+ S \rangle$ i $\langle F^- S \rangle$ w postaci dwuwymiarowej

$$\langle F^{\pm} S_z \rangle = A \exp\{-\lambda_1 t\} + B \exp\{-\lambda_2 t\} + C$$

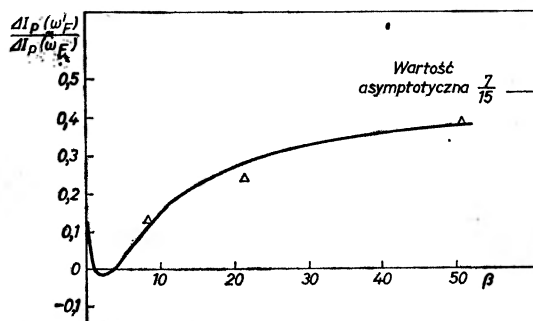
$$\lambda_1 = \lambda_1 \left(\frac{1}{T_1}, \frac{1}{T_{\text{ex}}} \right); \quad \lambda_2 = \lambda_2 \left(\frac{1}{T_1} \right).$$

b) Rezonans magnetyczny w polu wirującym rf o kierunku zgodnym z precesją Larmora wektora $F(H_1 \perp OZ)$ przy $\langle \dot{S}_z \rangle = 0$. Przypominamy, że w metalach alkalicznych w stanie podstawowym $|g_{F^+}| \approx |g_{F^-}|$ znaki są przeciwnne.

b₁) Gdy $T_{\text{ex}} \gg [|\gamma|H_0]^{-1}$, relaksacja przez zderzenia wymienne jest bardzo powolna. Rozwiązanie pokazuje, że skutek zderzeń wymiennych efekty rezonansowe pochodzące od oddziaływania pola rf tylko z jednym poziomem hfs są źródłem rezonansowych efektów w drugim podpoziomiu.

b₂) Przypadek bardzo szybkiej relaksacji wymiennej $T_{\text{ex}} \ll [|\gamma|H_0]^{-1}$. W wyrażeniach na $\langle F^+ S_z \rangle$ i $\langle F^- S_z \rangle$ można pominąć wyrazy, w których występuje $T_{\text{ex}} \omega_0 \approx T_{\text{ex}} \omega$. Przy badaniu zależności $\langle F^+ S_z \rangle$ od $(\omega - \omega_0)$ otrzymujemy ostre ekstremum przy $\omega = \eta \omega_0$, gdzie η jest współczynnikiem liczbowym zależnym od I . Warunki, o których mowa, odpowiadają doświadczeniu Happera i Tanga [22]; zgodność przebiegu zależności przesunięcia częstości rezonansowej wraz z gęstością pary okazała się lepsza wg ulepszonej teorii B-B-B niż wynikała w oryginalnej interpretacji autorów.

Szczególnie interesujący jest przypadek rezonansu magnetycznego w oscylującym polu rf najczęściej spotykany. W polu rf o umiarkowanym natężeniu i w dostatecznie słabym polu stałym H_0 ($\sim 0,5$ Oe) rezonanse zeemanowskie zupełnie nie są rozdzielone natomiast obie składowe nadsubtelne są rozdzielone gorzej lub lepiej. Stosunek natężeń obu składowych zależy od szybkości wymiany spinowej a więc od gęstości pary nasyconej.



Rys. 10. Zależność stosunku natężeń składowych nadsubtelnych rezonansu magnetycznego w stanie podstawowym cezu od szybkości relaksacji wymiennej (gęstości pary nasyconej) — krzywa teoretyczna, Δ — punkty doświadczalne

Kształt linii rezonansu magnetycznego dla tego przypadku uzyskany w pomiarach przeprowadzonych w obserwatorium geofizycznym w polu ziemskim ($\sim 0,5$ Oe) można było opisać b. dobrze na podstawie teorii B-B-B, w której uwzględniona została wymiana spinów. Ponadto stosunek natężeń obu składowych hfs jako funkcja T_1/T_{ex} zmienia się zgodnie z formułą teoretyczną:

$$\frac{\Delta I(\omega_{F^{(+)})}}{\Delta I(\omega_{F^{(-)}})} = \frac{7(1-\alpha)\beta^2 - 4\beta(7-\alpha) + 128\alpha}{15(1-\alpha)\beta^2 + 4\beta(22-\alpha) + 128}$$

gdzie $\alpha = S_0^{F^{(+)}}/S_0^{F^{(-)}}$ charakteryzuje pompowanie optyczne, a $\beta = \frac{T_1}{T_{ex}}$ jest proporcjonalne do gęstości par (rys. 10).

Wydaje się, że badania relaksacji poprzecznej są dopiero w fazie początkowej. Potwierdzenia eksperymentalnego oczekuje wiele relacji teoretycznych, a zwłaszcza zjawisko istotnego przesunięcia linii rezonansu magnetycznego w polach pośrednich. Poza tym dalszego rozwinięcia wymaga teoria relaksacji poprzecznej.

Literatura

- [1] J. W. Hennel, *Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego*, PWN, Warszawa 1966, rozdz. IV; J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, WKŁ, Warszawa 1972, rozdz. V.

- [2] T. Skaliński, *Postępy Fizyki* **9**, 515 (1958); **13**, 27 (1962); **18**, 131 (1967); C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, *Progr. in Optics* **5**, 3 (1966); R. A. Bernheim, *Optical Pumping*, Benjamin, New York, 1965; W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972); L. C. Balling, *Adv. Quant. Electr.* **3**, 1 (1975); T. Skaliński, *Wybrane zagadnienia elektroniki kwantowej*, WKŁ, 1966, s. 51.
- [3] M. Łukaszewski, *Postępy Fizyki* **21**, 209 (1970); T. Skaliński, *Optyka Kwantowa*, UMK, Toruń 1974, s. 80.
- [4] W. Franzen, *Phys. Rev.* **115**, 850 (1959); A. L. Bloom, *Phys. Rev.* **118**, 664 (1960); R. A. Bernheim, *J. Chem. Phys.* **36**, 135 (1962).
- [5] M. A. Bouchiat, *Optical Pumping and Atomic Line Shape*, PWN, Warszawa 1969, s. 131.
- [6] M. A. Bouchiat, *J. Phys. (France)* **26**, 415 (1965).
- [7] R. A. Bernheim, *J. Chem. Phys.* **36**, 135 (1962).
- [8] R. M. Herman, *Phys. Rev.* **136**, A 1576 (1964).
- [9] M. A. Bouchiat et al., *J. Phys. (France)* **36**, 1075 (1975), także dalsza literatura.
- [10] K. Rosiński, *Postępy Fizyki* **12**, 533 (1961).
- [11] M. Łukaszewski, *Postępy Fizyki* **21**, 511 (1970).
- [12] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
- [13] F. Masnou-Seeuws, M. A. Bouchiat, *J. Phys. (France)* **28**, 406 (1967); F. A. Franz, *Phys. Rev.* **A6**, 1921 (1972).
- [14] W. E. Bell, A. L. Bloom, *Phys. Rev.* **107**, 1559 (1957).
- [15] M. Kolwas, K. Rosiński, *Phys. Lett.* **A50**, 129 (1974).
- [16] L. N. Novikov, *Optika i Spektrosk.* **23**, 677 (1967); T. Minemoto, T. Kanda, *J. Phys. Soc. Jap.* **31**, 1174 (1971); F. Bylicki, S. Łęgowski, *Bull. Acad. Pol. Sci., Sér. Sci. Math. Astr. Phys.* **22**, 1179 (1974).
- [17] a. W. Skubiszak, K. Ernst, S. Chudzyński, K. Rosiński, *Opt. Comm.*, **16**, 285 (1976); b. W. Skubiszak, K. Rosiński, *Opt. Comm.* **23**, 54 (1977).
- [18] F. A. Franz, C. E. Scoriaamoorthi, *Phys. Rev.* **A10**, 126 (1974).
- [19] A. Sieradzan, J. Dresner, K. Rosiński, *Opt. Comm.* **17**, 83 (1976).
- [20] A. Sieradzan, K. Rosiński, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. Sci. Math. Astr. Phys.* **23**, 1323 (1975).
- [21] S. Haroche, *Ann. Phys. (France)* **6**, 189 (1971).
- [22] W. Happer, H. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 273 (1973).

Jan Hańderek
Zbigniew Ujma

Instytut Fizyki
Uniwersytet Śląski
Katowice

Półprzewodnikowe własności ferroelektrycznych i antyferroelektrycznych krysztalów o strukturze perowskitu

Semiconductors Properties of Ferroelectric and Antiferroelectric Crystals of Perovskite Type Structure

Abstract: The review of papers concerning problems of interdependence between processes of transport and accumulation of free carriers and ferroelectric (or antiferroelectric) properties in crystals with perovskite structure is made. The character of a typical temperature changes of electric conductivity and other transport phenomena at phase transitions between para-, ferro- and antiferroelectric states is showed on the examples of BaTiO_3 , KNbO_3 , PbTiO_3 , PbZrO_3 and NaNbO_3 crystals. The current state of opinion concerning the mechanism of conductivity and the nature of current carriers in mentioned above crystals is also presented.

1. Wstęp

W rodzinie krysztalów, wykazujących ferroelektryczne i antyferroelektryczne przejścia fazowe, szczególne miejsce zajmują tlenowo-oktaedryczne związki typu ABO_3 (1). Pod względem własności elektrycznych zajmują one obszar pośredni między typowymi dielektrykami i półprzewodnikami, zachowując się jak „półdielektryki” bądź półprzewodniki o szerokiej przerwie energetycznej.

Badania przewodnictwa elektrycznego i innych zjawisk transportu nośników ładunku w tego typu krysztalach zostały skoncentrowane głównie na modelowym związku, jakim jest tytanian baru- BaTiO_3 . Zainteresowanie tymi badaniami znacznie wzrosło, po stwierdzeniu możliwości uzyskania stanu półprzewodnikowego w BaTiO_3 drogą domieszkowania lub przez termiczną

obróbkę w atmosferze redukującej. Ukazało się około tysiąca publikacji na ten temat. Mimo tego, wiele jeszcze problemów oczekuje na rozwiązanie. Żaden z opracowanych modeli, odnoszących się do procesu przewodnictwa elektrycznego, nie wyjaśnia w zadowalającym stopniu całokształtu zaobserwowanych faktów doświadczalnych. Nie wiadomo także, w jakim stopniu modele te odnoszą się do innych materiałów licznej rodziny ferro- i antyferroelektrycznych związków typu ABO_3 .

Procesy transportu i gromadzenia swobodnych nośników ładunku wpływają na wszystkie podstawowe charakterystyki kryształów ferroelektrycznych i antyferroelektrycznych. Wskutek tego, charakterystyki dielektryczne uzyskane eksperymentalnie dla realnych materiałów odbiegają od przebiegów, które można przewidywać na podstawie teorii, nie uwzględniających najczęściej faktu występowania i dyfuzji nośników swobodnych.

Problemy wzajemnej współzależności procesów transportu i gromadzenia nośników swobodnych i własności ferro- bądź antyferroelektrycznych kryształów stanowią jedno z ważniejszych, aktualnie rozwiązywanych, zagadnień fizyki ferroelektryków. Zrodziła się już nawet odrębna dziedzina zajmująca się badaniem półprzewodnikowych ferroelektryków [2,3]. Przegląd najważniejszych informacji literaturowych na ten temat jest celem niniejszej publikacji. Ograniczymy się w niej do cytowania danych z publikacji na temat zjawisk transportu nośników w kilku przykładowych związkach typu ABO_3 , a mianowicie: w $BaTiO_3$, $KNbO_3$, $PbTiO_3$, $PbZrO_3$ i $NaNbO_3$. Stanowi to jednak dostateczną podstawę do przesłedzenia charakteru typowych zmian przewodnictwa elektrycznego i innych zjawisk transportu nośników ładunku przy przejściach fazowych między stanami para-, ferro- i antyferroelektrycznym.

2. Wzajemny związek zjawisk ferroelektrycznych z przewodnictwem elektrycznym

1. Ferroelektrykami nazywamy kryształy, wykazujące poniżej temperatury Curie (T_c) lub w pewnym zakresie temperaturowym między dwoma punktami Curie, polaryzację spontaniczną, której kierunek może ulegać zmianie pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego. W fazie ferroelektrycznej wykazują one strukturę domenową i zjawisko histerezy elektrycznej. W wyniku występowania tych zjawisk, w kryształach ferroelektrycznych obserwuje się charakterystyczne zmiany własności dielektrycznych, optycznych, elektromechanicznych itp. w zależności od temperatury oraz amplitudy i częstotliwości przyłożonego pola elektrycznego.

Antyferroelektrykami nazywamy kryształy, w których polaryzacja spontaniczna, występująca poniżej temperatury Curie w dwóch lub większej liczbie podsieci, jest wzajemnie skompensowana, w wyniku czego wypadkowa polaryzacja jest równa zero. Kryształy te, wykazując szereg własności analogicznych do ferroelektryków, charakteryzują się przy tym brakiem pętli histerezy elektrycznej.

W większości publikacji na temat podstawowych własności kryształów ferro- i antyferroelektrycznych, a zwłaszcza w pracach teoretycznych, traktuje się te materiały jako typowe dielektryki. Na ogół przyjmuje się, że własności półprzewodnikowe występują w nich dopiero po wprowadzeniu domieszek lub wytworzeniu innych defektów sieci. Przy niedostatecznym jeszcze opanowaniu technologii tych kryształów, badane materiały są na ogół w takim właśnie stanie [4]. Dość powszechnie uważa się, że niekontrolowane defekty sieci i związana z tym różna koncentracja nośników swobodnych ładunku stanowi podstawową przyczynę znacznego rozrzutu danych eksperymentalnych, uzyskiwanych przez różnych autorów dla tych samych materiałów.

2. W makroskopowym aspekcie wpływ przewodnictwa elektrycznego na własności ferroelektryczne sprowadza się do ekranowania polaryzacji spontanicznej. Swobodne nośniki ładunku wpływają w szczególności na następujące własności ferro- i antyferroelektryków:

a) Ekranujące działanie nośników swobodnych wpływa na kolektywne oddziaływania w kryształach. W przypadku związków tlenowo-oktaedrycznych nośniki swobodne wpływają na efekt sprzężenia tlenowego, prowadzący do pojawienia się polaryzacji spontanicznej i struktury domenowej. Wskutek tego, przy znacznej koncentracji nośników swobodnych następuje zmiana temperatury Curie [5—7]. Ponadto decydują one o zmianie ograniczeń związanych z krytycznym rozmiarem krystalitów, przy których mogą pojawiać się w nich własności ferroelektryczne.

b) Nośniki swobodne wpływają na strukturę domenową i dynamikę ruchu ścian domenowych [8, 9]. Decydują także o zdolności kryształu do „zapamiętania” pierwotnej struktury domenowej przy kolejnych przejściach z fazy paraelektrycznej do ferroelektrycznej [10].

c) W wyniku ekranowania nośniki swobodne wpływają bezpośrednio na efektywną wartość polaryzacji spontanicznej i inne parametry określone z pętli histerezy elektrycznej [11]. Duża koncentracja nośników swobodnych prowadzi wręcz do zaniku pętli histerezy [12].

d) Gaz elektronowy i jonowe defekty sieci wpływają na wartość przenikalności elektrycznej i jej zmiany w zależności od temperatury oraz amplitudy i częstości przyłożonego pola elektrycznego [13, 14]. W szczególności wpływają na histerezę temperaturową różnych wielkości elektrycznych.

3. W ostatnich latach poszukuje się także wyjaśnienia odwrotnego wpływu własności ferro- i antyferroelektrycznych na przewodnictwo elektryczne i inne zjawiska transportu swobodnych nośników ładunku. Wpływ stanu ferrobądź antyferroelektrycznego uwidacznia się szczególnie w obszarze przejść fazowych, gdzie obserwuje się cały szereg osobliwości. Najbardziej charakterystyczne są występujące w punkcie przemiany fazowej zmiany wartości przewodnictwa elektrycznego, energii aktywacji nośników i innych parametrów przewodnictwa.

Wpływ własności ferroelektrycznych na zjawiska transportu nośników ładunku uwidacznia się nie tylko w punkcie przemiany, ale także w całym

obszarze fazy ferroelektrycznej. Wskutek różnego w fazie para- i ferroelektrycznej wzajemnego stosunku nośników wstrzykiwanych z elektrod i generowanych w objętości próbki, obserwuje się w tych fazach różny typ charakterystyk prądowo-napięciowych [15, 16].

Nieliniowa zależność D i E oraz różnica pracy wyjścia elektronów z kryształu i elektrody prowadzi do złożonego rozkładu ładunku i potencjału [17 — 21]. Występowanie w fazie ferroelektrycznej polaryzacji spontanicznej prowadzi do zmiany rozkładu potencjału wzdłuż próbki. W zależności od wzajemnego stosunku wartości i znaku polaryzacji spontanicznej i polaryzacji ładunku przestrzennego obserwujemy w fazie ferroelektrycznej zarówno liniowy jak i nieliniowy rozkład potencjału.

Oczywistym efektem pojawienia się polaryzacji spontanicznej przy przejściu kryształu ABO_3 z symetrii kubicznej do niższej symetrii jest anizotropia przewodnictwa elektrycznego. Innym makroskopowym efektem wpływu ferroelektryzmu na przewodnictwo elektryczne są fale indukcji i ładunku objętościowego, zdolne do przemieszczania się pod działaniem pola elektrycznego. W obwodzie zewnętrznym pojawiają się wówczas oscylacje prądu wysokiej częstości, analogiczne do znanego efektu Ganna [22, 23] lub niskoczęstościowe oscylacje, będące wynikiem kolejnego ochładzania i nagrzewania próbki w rezultacie zmiennego rozkładu potencjału [24, 25].

Mikroskopowy aspekt problemu wzajemnego związku przewodnictwa i ferroelektryzmu jest mniej zbadany. Przedmiotem aktualnie prowadzonych badań eksperymentalnych i teoretycznych jest zwłaszcza poszukiwanie charakteru wzajemnego oddziaływania elektronów z podłużnymi optycznymi i akustycznymi fononami. Dyskusja na ten temat zostanie zamieszczona w dalszej części artykułu.

3. Ogólne problemy przewodnictwa elektrycznego ferroelektrycznych i antyferroelektrycznych związków tlenowo-oktaedrycznych typu ABO_3

1. Głównym problemem jest określenie natury i mechanizmu przewodnictwa elektrycznego oraz jego zmian w zależności od temperatury i natężenia pola elektrycznego. W pierwszym przybliżeniu problem ten jest taki sam jak dla zwykłych liniowych półprzewodników. Jednakże nawet w takim przybliżeniu należy brać pod uwagę duże trudności związane z możliwością występowania w związkach typu ABO_3 dużej różnorodności defektów strukturalnych, wpływających bezpośrednio lub pośrednio na zjawiska transportu nośników ładunku. Daleka jeszcze od doskonałości technologia kryształów tych związków powoduje występowanie znacznego poziomu niekontrolowanych defektów, związanych z odstępstwami od stechiometrii bądź obcymi domieszkami. Wynikają stąd niepokonane często trudności identyfikacji najbardziej czynnych defektów i określenia ich roli.

Mimo znacznej na ogół niestechiometrii związków tlenowo-oktaedrycznych

typu ABO_3 ich przewodnictwo elektronowo-dziurowe przewyższa znacznie przewodnictwo jonowe. W tym sensie można mówić o półprzewodnikowych własnościach tych materiałów zwłaszcza wtedy, gdy poprzez celowe defektowanie (domieszkowanie lub celowo wywołane odstępstwa od stechiometrii) osiągamy wartość przewodnictwa elektronowego daleko większą od umownej granicy oddzielającej dielektryki i półprzewodniki.

Drugim powodem trudności badania przewodnictwa ferro- i antyferroelektryków jest duża wartość przenikalności elektrycznej, prowadząca do znacznej polaryzacji oraz efektywnego ekranowania znacznej ilości ładunku objętościowego. Przy gwałtownych zmianach natężenia przykładanego pola elektrycznego ładunki te uwalniają się tak, że próbka staje się źródłem prądu. Przy niewłaściwej technice pomiarowej można wskutek tego uzyskać dowolne wartości efektywnego przewodnictwa łącznie z wartościami ujemnymi. Ponadto, przy stosowaniu metod dynamicznych, trudno jest oddzielić prąd przewodnictwa objętościowego od prądu przesunięcia dD/dt i prądu przepolaryzowania dP_s/dt . W otoczeniu punktów przemiany fazowej, gdzie pojawia się lub zanika polaryzacja spontaniczna, duży wkład do mierzonego prądu mogą wносить ładunki, wyzwalające się w wyniku piroefektu.

O ile przy właściwie dobranej technice pomiarowej można wyeliminować wymienione składowe prądu nie związane z przewodnictwem objętościowym, o tyle niezwykle trudne jest oddzielenie składowej elektronowej i jonowej prądu a zwłaszcza określenie wpływu polaryzacji jonowego ładunku przestrzennego. W takiej sytuacji przewodnictwo elektryczne ferro- i antyferroelektryków musi być rozpatrywane głównie w aspekcie uwzględnienia procesów polaryzacyjnych i kinetyki procesów kontaktowych na granicy metal-ferroelektryk bądź antyferroelektryk.

Przy małej nawet wartości składowej jonowej prądu długotrwałe gromadzenie jonowych defektów sieci, wskutek ich makroskopowych przesunięć do warstw przyelektrodowych, może prowadzić do dużych zmian efektywnej makroskopowej polaryzacji. W kryształach ferroelektrycznych należy odróżnić dwa mechanizmy absorpcji dielektrycznej. Jeden z tych mechanizmów jest analogiczny jak w dielektrykach liniowych i polega na powstawaniu przyelektrodowych warstw ładunku przestrzennego. Druga odmiana absorpcji, zwana absorpcją ferroelektryczną, polega na gromadzeniu się nośników na granicach domen. Pole wewnętrzne domen powoduje oczywiście takie przesunięcie nośników ładunku, które prowadzi do stopniowej kompensacji polaryzacji spontanicznej.

Polaryzacja związana z absorpcją ferroelektryczną ma zawsze znak przeciwny do wektora P_s , natomiast polaryzacja ładunku przestrzennego wywołana przez pole zewnętrzne może mieć znak zarówno zgodny, jak i przeciwny do znaku P_s . W ogólnym przypadku polaryzacja efektywna stanowi sumę algebraiczną polaryzacji spontanicznej i polaryzacji ładunku przestrzennego.

Efektywna makroskopowa polaryzacja decyduje o przebiegu procesów wymiany ładunków na granicach elektroda-ferroelektryk, a tym samym de-

cyduje o efektywnym przewodnictwie elektrycznym w układzie metal-ferroelektryk-metal.

Dla zrozumienia roli jaką odgrywa rozkład przestrzenny słabo związanych defektów jonowych należy przeanalizować następujące fakty eksperymentalne:

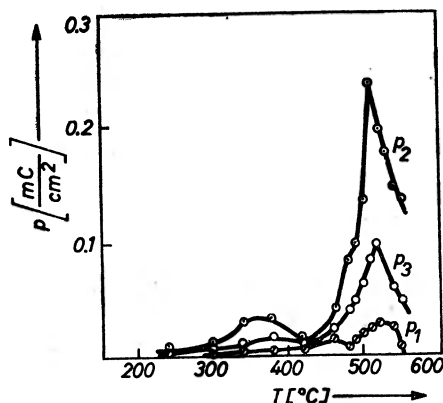
— stwierdzono odstępstwa od prawa Ohma co interpretowano wstrzykiwaniem nośników z elektrod [16, 26—31]. Charakterystyczne, że to wstrzykiwanie prawie nie zależy od rodzaju metalu elektrody, a głównie zależy od stanu powierzchni kryształu.

— w wielu związkach ABO_3 polaryzacja pozostała, wyznaczona przez pomiar prądów depolaryzacji, wykazuje niezwykle duże wartości, nawet do 3 rzędów wielkości większe od polaryzacji spontanicznej. Tak duże wartości polaryzacji ładunku przestrzennego występują w fazach ferroelektrycznej, antyferroelektrycznej i paraelektrycznej; w ceramikach i monokryształach [32—38].

— polaryzacja ta jest niezwykle trwała a związany z nią prąd depolaryzacji zanika bardzo wolno.

— badania efektu elektretowego [39—41] wykazały dużą różnicę między ładunkiem powierzchniowym, mierzonym metodą indukcji elektrostatycznej, a ładunkiem wyznaczanym metodą termicznej depolaryzacji.

— w obszarze przejścia fazowego między stanem ferro- i paraelektrycznym występują silne anomalie prądów depolaryzacji i wartości polaryzacji (rys. 1), niekiedy także zmiana znaku polaryzacji efektywnej [37, 38].



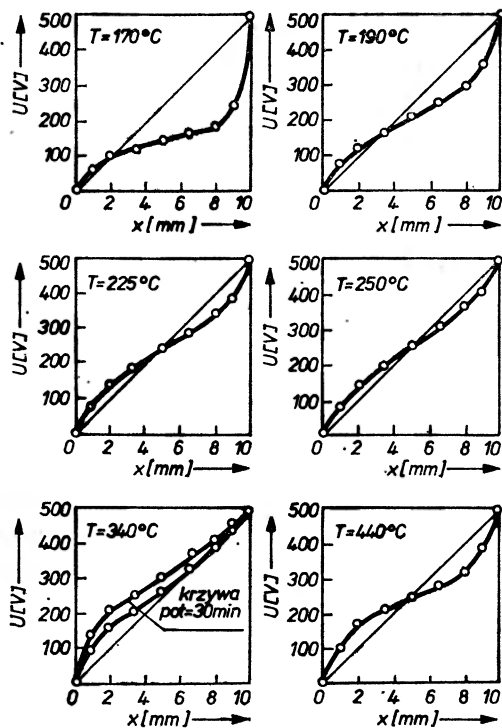
Rys. 1. Zmiany temperaturowe składowych polaryzacji jonowo-relaksacyjnej dla polikrystalicznych próbek $PbTiO_3$, wg [20]

— w wyniku działania stałego pola elektrycznego w próbkach pojawia się nieliniowy rozkład potencjału, zmieniający się z temperaturą i z czasem [20, 21] (rys. 2). Towarzyszy temu ruch centrów barwnych [30—31].

Wszystkie wymienione fakty wskazują bezpośrednio na ruch jonowych defektów sieci do obszarów przyelektrodowych. Proces ten nie może być rozpatrywany wyłącznie jako przewodnictwo typu elektrolitycznego, lecz głów-

nie jako proces powstawania jonowo-relaksacyjnej polaryzacji ładunku przestrzennego. W tym ostatnim przypadku nie następuje zubożenie ładunków jonów przy elektrodach lub następuje tylko ich chwilowe zubożenie jak w przypadku pułapek płytkich.

Obserwowane zmiany przewodnictwa elektrycznego w czasie działania pola, zmian temperatury, przemian fazowych itp. mogą być wyjaśnione tylko przy uwzględnieniu wielorakiej roli jaką odgrywają słabo związane defekty sieci.

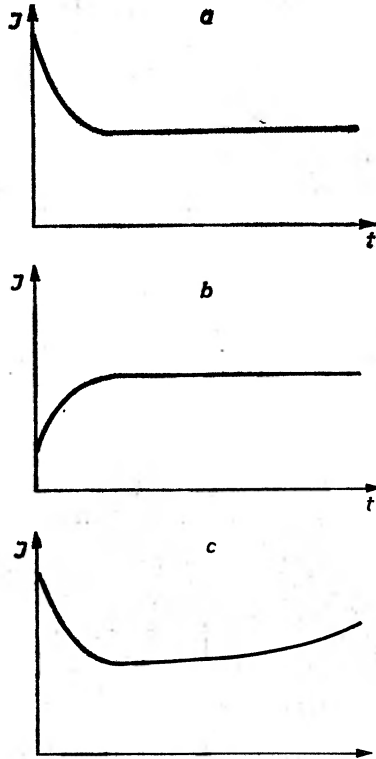


Rys. 2. Rozkład potencjału wzdłuż próbki $PbZrO_6$, wg [21]

2. a) Stałe pole elektryczne wywołuje różne odmiany polaryzacji o różnych czasach ustalania się. Pojawieniu się polaryzacji bądź jej zwiększeniu pod wpływem pola towarzyszą zmiany prądu w obwodzie próbki jak na rys. 3a. W przypadku działania pola skierowanego przeciwie do istniejącej w próbce polaryzacji następuje w początkowym okresie wzrost prądu (rys. 3b). W obu przypadkach ustalona wartość prądu jest związana z przewodnictwem objętościowym. Początkowe zmiany prądu zależą więc od stanu początkowego polaryzacji. Omawiane wyżej wtórne procesy, wywołane przez polaryzację, wpływają na przewodnictwo objętościowe. Dlatego zmiany czasowe prądu mają zwykle bardziej skomplikowany charakter np. taki jaki przedstawia krzywa na rys. 3c. Na charakter tej zależności wpływa w silnym stopniu wartość natężenia

pola elektrycznego, wartość temperatury a także historia próbki. Procesy związane z długotrwałą zmianą przewodnictwa objętościowego nazwano „starzeniem” przewodnictwa [42—44].

Analiza zaobserwowanych zmian czasowych prądu, charakterystyk I/V i rozkładu potencjału w próbce nakłada szczególne ograniczenia na dobór właściwych warunków pomiaru przewodnictwa a zwłaszcza dobór natężenia pola pomiarowego. Jednym z podstawowych warunków jest dobór tego natężenia z zakresu stosowalności prawa Ohma, przy czym należy uwzględnić



Rys. 3. Typowe zmiany czasowe prądu dla różnego stanu początkowego spolaryzowania próbki

obniżanie się tego zakresu w miarę podwyższania temperatury. Innym ważnym warunkiem jest konieczność stosowania elektrod, mających charakter omowy. Obszerną dyskusję na ten temat oraz na temat metod pomiaru przewodnictwa ferroelektryków można znaleźć w monografii Guriewicza [4].

Należy podkreślić, że w wielu publikacjach na temat przewodnictwa ferroelektryków zastosowana technika pomiarowa budzi poważne wątpliwości. Przy wyborze cytowanych niżej przykładów staraliśmy się wybierać te publikacje, w których tych wątpliwości jest najmniej.

b) Jak wspomniano, nawet bez celowego domieszkowania, w związkach

ABO_3 , własności półprzewodnikowe mogą się pojawiać w wyniku niekontrolowanych domieszek i odstępstw od stechiometrii, przy nieuwzględnianych często różnicach elementów technologii kryształów. Czynniki te, nie wpływając na samoistne przewodnictwo materiału, decydują o zmianach jego składowej domieszkowej. Niestety nie udało się dotychczas otrzymać kryształów o przewodnictwie samoistnym w dostatecznie niskich temperaturach. Na przykład przejście do obszaru przewodnictwa samoistnego w BaTiO_3 następuje dopiero w zakresie temperatur 600—1000°C [4, 45]. Występujące przemiany fazowe utrudniają ekstrapolację danych do zakresu niższych temperatur.

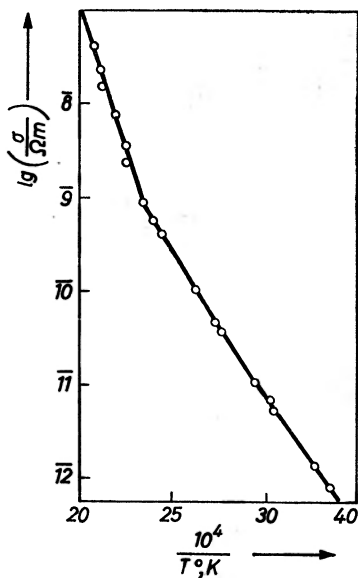
Ze zmianą temperatury mechanizm przewodnictwa elektrycznego związków ABO_3 może się zmieniać. Uwidacznia się to na wykresach zależności $\ln \sigma = f(1/T)$. Na wykresach tych obserwuje się dla poszczególnych zakresów temperatur odcinki proste o różnym nachyleniu, z którego wyznacza się energię aktywacji nośników. Jedną ze zmian nachylenia prostych na wykresie $\ln \sigma = f(1/T)$ odpowiada wspomnianemu przejściu między obszarami przewodnictwa samoistnego i domieszkowego. Drugi typ takich zmian nachylenia występuje w otoczeniu punktów przemiany fazowej między stanami paraelektrycznym (P) i ferroelektrycznym (F) bądź antyferroelektrycznym (A). Również w obrębie tego samego stanu występują często przemiany fazowe typu $P_\alpha \rightarrow P_\beta$, $F_\alpha \rightarrow F_\beta$, $A_\alpha \rightarrow A_\beta$. Towarzyszą im mniejsze lub większe zmiany energii aktywacji nośników ładunku. Trzeci, najmniej poznany, typ zmiany nachylenia prostych na wykresach $\ln \sigma = f(1/T)$ występujący w zakresie temperatur 200—300°C podobnie jak pierwszy nie jest związany z przemianami fazowymi. Prawdopodobnie jest on związany z przejściem do obszaru przewodnictwa polaronowego.

Typowe zmiany przewodnictwa elektrycznego monokryształów BaTiO_3 dużej czystości, nie poddanych celowemu domieszkowaniu bądź redukcji tlenowej, przedstawiono na rys. 4. Mimo znacznego rozrzutu wyników prawie we wszystkich pracach dotyczących przewodnictwa elektrycznego monokryształów BaTiO_3 [4, 17, 46—48] zaobserwowano wymienione wyżej typy załamania na krzywych $\ln \sigma = f(1/T)$. Zbliżone są również, wyznaczane przez różnych autorów, wartości energii aktywacji nośników.

Zmianę energii aktywacji przy przemianie fazowej $F \rightleftharpoons P$ tłumaczy się m.in. pojawieniem lub zanikiem polaryzacji spontanicznej, wskutek czego następuje zmiana warunków przepływu prądu. Ta zmiana energii aktywacji może być wywołana także zmianą szerokości pasma energii wzbronionej lub zmianą położenia poziomów domieszkowych.

W BaTiO_3 i w innych związkach tego typu obserwuje się często w otoczeniu punktu przemiany fazowej $F \rightleftharpoons P$ skokową zmianę wartości σ . Przypisuje się ją zarówno zmianie ruchliwości nośników, jak również zmianie ich koncentracji. Zmiana koncentracji nośników może być wyjaśniona m.in. zmianą warunków wstrzykiwania nośników z elektrod wskutek zaniku P_s . Zanik P_s może wywołać także większy udział składowej jonowej prądu, w wyniku uwolnienia jonowych defektów ekranujących uprzednio P_s .

c) Mimo oparcia powyższych rozważań na sporej ilości faktów doświadczalnych, uzyskanych dla próbek nie poddawanych celowej obróbce lub domieszkowaniu, większego postępu w wyjaśnieniu roli jonowych i elektronowodziurowych nośników ładunku można było oczekiwać dopiero w wyniku kontrolowanego wytworzenia różnych defektów.



Rys. 4. Zmiany temperaturowe przewodnictwa elektrycznego monokryształu $BaTiO_3$, wg [4]

Największe postępy osiągnięto w określeniu roli najbardziej aktywnych defektów, którymi okazały się defekty tlenowe. Redukcja tlenowa prowadzi do silnego wzrostu przewodnictwa elektrycznego. Opracowano szereg technik redukcji przez wygrzewanie próbek w próżni, atmosferze wodoru, argonu itp. oraz określono wpływ na stopień redukcji takich czynników jak temperatura, czas redukcji, szybkość chłodzenia itp. [17, 49—54]. W kilkudziesięciu pracach na temat wpływu defektów tlenowych udało się określić szczególną rolę luk tlenowych w mechanizmie przewodnictwa elektrycznego związków ABO_3 . Informacje na ten temat zebrał Prokopało [55, 56]. Większość autorów uważa, że rola luk tlenowych sprowadza się do zdolności przyłączania 1 lub 2 elektronów i wytworzenia w ten sposób centrów F_1 i F_2 , które mogą być rozpatrywane odpowiednio jako stany akceptorowe i donorowe. Puste luki i stany F_1 mogą być rozpatrywane także jako głębokie i płytkie stany pułapkowe. Defekty tlenowe prowadzą także do ekranowania polaryzacji spontanicznej bądź tworzenia efektywnej polaryzacji jonowego ładunku przestrzennego i przez to stymulowania procesów wstrzykiwania nośników z elektrod. Wstrzykiwane nośniki mogą powodować przejście zlokalizowanych w warstwie przykatodowej centrów F_1 do stanu F_2 . W dostatecznie wysokiej temperaturze może występować generacja termiczna elektrodów z centrów F_2 i ich ponowne przejście

do stanu F_1 . Te są zdolne do ponownego stymulowania, wstrzykiwania i wychwytu elektronów [57]. W dostatecznie wysokiej temperaturze i przy dostatecznie silnym polu, podtrzymującym bądź zwiększającym stan spolaryzowania, może następować wzrost prądu w czasie. Stwierdzono, że podczas wzrostu przewodnictwa w czasie następuje wydzielanie tlenu [58]. Zaobserwowano ponadto, że w procesie redukcji tlenowej w materiale pojawiają się centra barwne zaś podczas przepływu prądu następuje ich rozdzielenie i skupienie w warstwach przyelektrodowych [30, 31, 42, 57].

d) Innym skutecznym sposobem zwiększenia przewodnictwa elektrycznego związków ABO_3 jest domieszkowanie elementami takimi jak: niob, tantal, lantanowce itp. Domieszki wpływające na przejście $BaTiO_3$ do stanu półprzewodnikowego wchodzą w węzły podsieci Ba lub Ti. Regulacja przewodnictwa przez domieszkowanie jest o tyle lepsza, że pozwala na zmianę jego wartości w szerokich granicach oraz uzyskanie lepszej powtarzalności zmian temperaturowych σ . Z danych literaturowych wynika, że przez odpowiedni dobór rodzaju i koncentracji domieszek można łatwo obniżyć opór właściwy $BaTiO_3$ od $\rho \sim 10^{12} \Omega \text{ cm}$ do $10 \Omega \text{ cm}$, przy czym największe obniżenie wartości ρ następuje przy niewielkiej ilości domieszek w wąskim zakresie koncentracji w granicach 0,1—0,3 % atom. [59—62]. Charakterystyczna jest przy tym możliwość płynnej zmiany energii aktywacji nośników w miarę zmiany koncentracji niektórych domieszek [57].

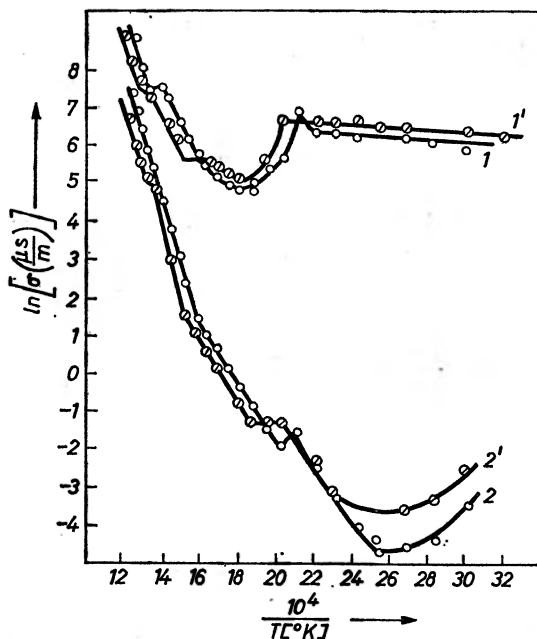
Podwyższenie przewodnictwa elektrycznego przy wprowadzeniu do $BaTiO_3$ jonów 3- i 5- wartościowych wyjaśnia się tym, że przy zamianie przez nie odpowiednio jonów Ba^{2+} lub Ti^{4+} następuje naruszenie neutralności elektrycznej. Jej przywrócenie odbywa się poprzez przejście jednego z jonów Ti^{4+} w stan Ti^{3+} [45, 60, 62]. Dodatkowy elektron znajduje się w stanie niestabilnym i jon Ti^{3+} tworzy stan donorowy, zdolny do przekazywania elektronu do pasma przewodnictwa.

e) Przytoczone powyżej rozważania były oparte głównie na wynikach eksperymentalnych uzyskanych dla modelowego związku typu ABO_3 jakim jest tytanian baru. Inne ferro- i antyferroelektryczne związki ABO_3 są pod tym względem mniej zbadane. Niemniej dla większości najlepiej już zbadanych materiałów tego typu można znaleźć w literaturze co najmniej po kilka prac na temat przewodnictwa elektrycznego.

Na przykład dla niobianu potasu $KNbO_3$, w którym występuje identyczna jak w $BaTiO_3$ kolejność przemian fazowych, zmiany temperaturowe przewodnictwa elektrycznego badano w pracach [63—66]. Przykładowe zależności $\ln \sigma = f(1/T)$ dla nie redukowanych i redukowanych monokryształów $KNbO_3$ przedstawiono na rys. 5. Zaobserwowane zmiany przewodnictwa tego materiału pod wpływem zmian temperatury i redukcji tlenowej są analogiczne do zmian σ w $BaTiO_3$. Również w tym materiale dominuje domieszkowane przewodnictwo elektronowe. Biorąc pod uwagę podobieństwo innych własności $KNbO_3$ i $BaTiO_3$, takiego właśnie wyniku można było oczekiwać.

Zależność przewodnictwa elektrycznego od temperatury dla monokryszta-

łów PbTiO_3 opisano w pracach [4, 67—69]. W pracy [69] udało się uzyskać bardzo czyste monokryształy, wykazujące przewodnictwo samoistne w zakresie temperatur wyższych od 220°C . Wyznaczona dla tych kryształów energia aktywacji nośników $\varphi = 3,06 \text{ eV}$ okazała się równa szerokości pasma wzbudzonego, wyznaczanej metodami optycznymi [70—71].

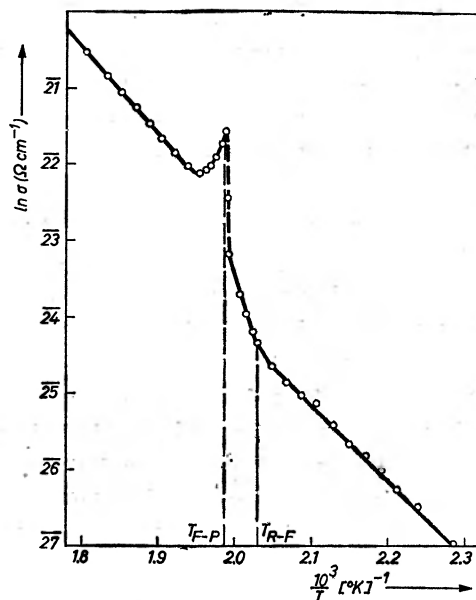


Rys. 5. Zależności temperaturowe przewodnictwa elektrycznego dla zredukowanych i niezredukowanych monokryształów KNbO_3 (odpowiednie krzywe 1 i 1' oraz 2 i 2' dla procesu ogrzewania i chłodzenia), wg [66]

Wpływ własności ferro- i antyferroelektrycznych na przewodnictwo elektryczne zbadano dla cyrkonianu ołowiowego PbZrO_3 . W materiale tym występuje zarówno przejście fazowe między stanami para- i ferroelektrycznym jak również przejście do stanu antyferroelektrycznego [72—75]. Wpływ tych przemian fazowych na zmiany temperaturowe przewodnictwa elektrycznego dla polikrystalicznych próbek PbZrO_3 zbadano w pracach [75, 76]. Na rys. 6 przedstawiono zmiany temperaturowe przewodnictwa elektrycznego dla monokryształów PbZrO_3 [76]. Dane na temat rozkładu potencjału i charakterystyk prądowo-napięciowych dla ceramicznych próbek PbZrO_3 można znaleźć w pracach [21, 77]. Dla poszczególnych faz zaobserwowano różne typy charakterystyk I—V.

Materiałem, w którym można badać zmiany przewodnictwa przy przejściu między fazami para- i antyferroelektryczną jest m.in. niobian sodowy NaNbO_3 . Zmiany temperaturowe przewodnictwa w tym materiale opisano w pracach [78—82]. Zarówno w punkcie przemiany między stanami para- i antyfer-

roelektrycznym jak i w większości pozostałych punktów przejść fazowych zaobserwowano zmiany nachylenia odcinków prostych na wykresie $\ln \sigma = f(1/T)$, przy czym wyznaczone na tej podstawie wartości energii aktywacji nośników różnią się stosunkowo niewiele [82].



Rys. 6. Zależność $\ln \sigma = f(1/T)$ dla monokryształu PbZrO_3 w procesie jego ogrzewania, wg [76]

Bliższe informacje na temat mechanizmu przewodnictwa elektrycznego w omawianych wyżej przykładowych związkach ABO_3 i w innych materiałach tego typu mogą być uzyskane przez badanie innych jeszcze, poza przewodnictwem, zjawisk transportu nośników ładunku a zwłaszcza zjawiska termoelektrycznego i galwanomagnetycznego.

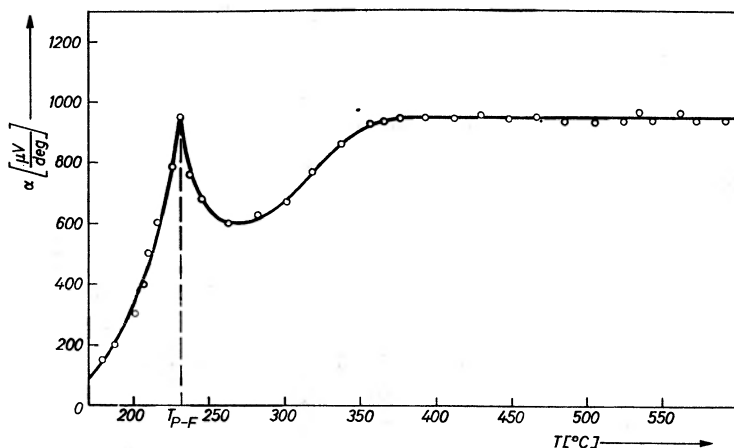
4. Własności termoelektryczne

W wielu pracach badania własności termoelektrycznych ograniczają się do stwierdzenia typu przewodnictwa na podstawie znaku siły termoelektrycznej. W omawianych kryształach w zakresie niższych temperatur obserwowano na ogół przewodnictwo typu n . W wyższych temperaturach obserwuje się najczęściej przejście do przewodnictwa typu p [4].

W kilkunastu pracach podjęto bardziej systematyczne badania tych własności. Już w najwcześniejszych pracach na ten temat Pigionia i Chojnackiego [83, 84] zostały zbadane zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka (α) dla tytanianów baru, strontu, wapnia i magnezu. Stwierdzono, że ma-

teriały te wykazują wartości α typowe dla najbardziej odległych w szeregu Meisnera półprzewodnikowych tlenków, siarczków itp. W pracy [84] wyznaczono ze znajomości α stosunek ruchliwości elektronów i dziur. Siłę termoelektryczną w półprzewodnikowym tytanianie baru badał także Saburi [85, 86]. W tych pracach jak również w pracy [45] nie stwierdzono zmian α w otoczeniu punktu Curie. Nie potwierdziły tego badania Tennery'ego i Cooka [87]. Stwierdzili oni zmianę znaku współczynnika α w temperaturze Curie. Zmianę znaku α potwierdził Brachmecha [88]. Zaobserwowane zmiany α usiłował on wyjaśnić efektem pociągania fonowego. Istotne informacje o przewodnictwie BaTiO_3 , uzyskali na podstawie badań termoelektrycznych także autorzy prac [28, 61, 89].

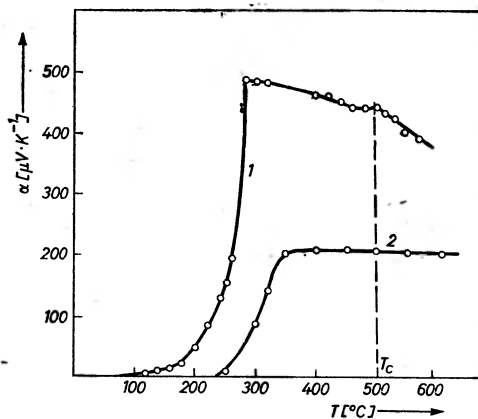
Różnice wyników otrzymanych przez różnych autorów są w tej chwili zrozumiałe. Do swoich badań używali oni bowiem próbek o różnej technologii i stopniu czystości, a także próbek z różnymi celowo wprowadzonymi domieszkami. Większą wartość przedstawiają badania wykonane dla monokryształów. Prac takich jest niestety niewiele [28, 90, 91]. Szczególnie wartościowa jest praca Berglunda i Baera [90], w której można znaleźć obszerną dyskusję na temat przewodnictwa elektrycznego efektu Halla i efektu Seebecka w pojedynczej domenie BaTiO_3 . Jak pokazali autorzy tej pracy, równoległe badanie wszystkich wymienionych zjawisk transportu nośników ładunku, pozwala wyznaczyć wszystkie podstawowe parametry odnoszące się do przewodnictwa.



Rys. 7. Zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka dla polikrystalicznych próbek PbZrO_3 , wg [75]

W innych ferro- i antyferroelektrycznych związkach typu ABO_3 własności termoelektryczne były badane raczej sporadycznie. Zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka i prądów termodyfuzyjnych dla polikrystalicznych próbek PbTiO_3 i PbZrO_3 zostały opisane w pracach [75, 92—94]. Na rys. 7 [75] pokazano zmiany temperaturowe współczynnika α dla ceramicznych próbek PbZrO_3 . Zależność temperaturową współczynnika α dla monokryształów

PbZrO_3 , NaNbO_3 i KNbO_3 opisano w pracy [95]. Badania te zostały przeprowadzone dla kryształów o różnej koncentracji defektów tlenowych powstałych w procesie hodowli. Na rys. 8 [95] przedstawiono zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka dla silnie zredukowanych i niezredukowanych monokryształów PbTiO_3 . Za wyjątkiem kryształów PbTiO_3 obserwowano w pozostałych kryształach wyraźne lokalne maksima α w punktach przemiany fazowej.



Rys. 8. Zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka dla zredukowanych i niezredukowanych monokryształów PbTiO_3 (krzywe 1 i 2) wg [95]

Ponadto we wszystkich badanych kryształach zaobserwowano w zakresie $200\text{--}300^\circ\text{C}$ obszar gwałtownego spadku wartości α , nie związany ze zmianami fazowymi. W innej pracy wyjaśniono te osobliwości zmian temperaturowych α przejściem do polaronowego mechanizmu przewodnictwa [96].

5. Efekt Halla

Jak pokazaliśmy w rozdz. 3 — jeden z problemów badania przewodnictwa kryształów ABO_3 wiąże się z trudnościami oddzielenia składowej elektronowodziurowej i jonowej prądu. Pewnych postępów można tu oczekiwać na drodze opanowania i rozszerzenia badań efektu galwanomagnetycznego w tych kryształach. Kryształy ABO_3 wykazują jednak stosunkowo dużą oporność zwłaszcza przy niewielkim stopniu zdefektowania. Utrudnia to ustalenie za pomocą efektu Halla typu nośników oraz ich koncentracji i ruchliwości [4, 28, 45, 97, 98]. Mimo znacznych trudności zdołano wykorzystać efekt Halla do uzyskania szeregu informacji o parametrach określających przewodnictwo elektryczne BaTiO_3 [29, 90, 99, 100]. Uzyskane wyniki stanowią jeden z dowodów dominacji elektronowego mechanizmu przewodnictwa BaTiO_3 . Wyznaczona ze stałej Halla koncentracja nośników jest rzędu $10^{17}\text{--}10^{19}\text{ cm}^{-3}$, a ruchliwość

Halla 10^{-2} — 10^0 cm²/V s. Stwierdzono przy tym, że w zakresie temperatur stanowiącym otoczenie punktu Curie ruchliwość Halla prawie nie zmienia się z temperaturą.

6. Podsumowanie

Główną osobliwością nośników prądu w BaTiO₃ jest ich anomalnie mała ruchliwość (średnio rzędu 10^{-1} cm²/V s). Jak wykazał E. W. Bursjan [57] takie zachowanie się nośników trudno wyjaśnić na gruncie teorii pasmowej. Mimo tych trudności, wielu autorów (m.in. [90]) twierdzi, że przewodnictwo elektryczne BaTiO₃ można wyjaśnić w ramach pasmowego modelu „wielodolinowego”.

W ostatnich latach szczególnie dużo uwagi poświęca się badaniu polaronowego charakteru nośników w BaTiO₃ [96, 101—103]. Przyjęcie tej hipotezy dało m.in. możliwość zadawalającego wyjaśnienia małej wartości ruchliwości unoszenia i jej różnic w stosunku do ruchliwości hallowskiej.

Duża wartość statycznej przenikalności elektrycznej w kryształach nieliniowych prowadzi do silnej polaryzacji otoczenia przez elektron. Prowadzi to do „samolokalizacji” elektronu czyli powstania stanu polaronowego. W zależności od tego czy wyjściowe pasmo przewodnictwa jest szerokie, czy wąskie, powstaje polaron o dużym lub małym promieniu. W przypadku polaronu o małym promieniu elektron, znajdujący się w jednym z regularnych węzłów sieci, jest w nim zlokalizowany przez długi okres czasu τ , a jego przejście do sąsiedniego węzła może nastąpić tylko wówczas, gdy wskutek fluktuacji energii na tym węźle zostanie wytworzony taki sam potencjał. Prawdopodobieństwo takich przejść jest proporcjonalne do $\exp(-\varphi/kT)$, gdzie φ jest energią aktywacji. Dlatego w dostatecznie wysokich temperaturach zależność temperaturowa przewodnictwa ma charakter aktywacyjny.

E. W. Bursjan [57] wykazał, że w różnych zakresach temperatur ruchliwość może wykazywać różną zależność temperaturową. Jak pokazano w pracy [104], kryterium decydującym o charakterze tej zależności stanowi:

$$T > T_k, \quad kT_k = \frac{\hbar\omega}{2 \operatorname{arcsinh}(2\varphi/\hbar\omega)}. \quad (1)$$

Przy $T > T_k$ ruchliwość rośnie z temperaturą w sposób aktywacyjny. Taka właśnie zależność temperaturowa ruchliwości stanowi charakterystyczną własność polaronowego mechanizmu przewodnictwa. W konsekwencji zmiany mechanizmu przewodnictwa obserwuje się także zakres temperaturowy, w którym ruchliwość maleje z temperaturą. W dostatecznie szerokim zakresie temperatur zależność $\mu(T)$ wykazuje więc maksimum.

Z teorii małego polaronu wynika także, że stosunek ruchliwości unoszenia do ruchliwości hallowskiej może istotnie różnić się od jedności i silnie zależeć od temperatury [105].

Uwzględnienie przeskoków elektronów między węzłami sieci zmienia wyrażenie na siłę termoelektryczną. W zakresie temperatur $T > T_k$ współczynnik Seebecka α nie zależy od temperatury. Jak wykazano w pracy [106], współczynnik α jest wówczas opisany wzorem Morina:

$$\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{N}{n} \quad (2)$$

gdzie: n — koncentracja nośników, N — liczba węzłów.

Dla pełniejszego sprawdzenia teorii z eksperymentem, a zwłaszcza dla zbadania typu nośników i mechanizmu przewodnictwa, szczególnie celowe są równoległe badania zmian temperaturowych przewodnictwa, współczynnika Seebecka, ruchliwości hollowskiej i pochłaniania światła. Dla domieszkowanych kryształów BaTiO_3 tego rodzaju program został zrealizowany przez Bursjana i współpracowników [101—103]. W pracach tych istotnie potwierdzono, że w obszarze przewodnictwa polaronowego α nie zależy od temperatury. Takie same rezultaty otrzymano dla kryształów PbTiO_3 , PbZrO_3 i KNbO_3 [75, 94, 95] w zakresie temperatur wyższych od około 200—300°C, przy czym temperatura przejścia do tego stanu obniża się silnie w miarę wzrostu stopnia zdefektowania tlenowego tych kryształów. Takie zachowanie się zależności $\alpha(T)$ pozwala przypuszczać, że koncentracja nośników także nie zmienia się z temperaturą, a zmiany temperaturowe przewodnictwa wynikają głównie z zależności temperaturowej ruchliwości. Ze wzoru (2) wynika liniowa zależność α i $\ln \sigma$. Taka zależność istotnie została potwierdzona eksperymentami [109]. E. W. Bursjan [57] wykazał, że obserwowany eksperymentalnie aktywacyjny wzrost temperaturowy przewodnictwa nie może być w ogóle wyjaśniony w ramach zwykłej teorii pasmowej czy teorii polaronu o dużym promieniu. Wg aktualnego stanu teorii i wielu cytowanych faktów eksperymentalnych wydaje się, że przynajmniej w dostatecznie wysokich temperaturach zachowanie się nośników prądu w kryształach typu ABO_3 może być zadowalająco opisane za pomocą teorii małego polaronu [107, 108, 109].

Literatura

- [1] J. G. Fiesenko, *Semeistvo perovskita i segnetoelektrichiestvo*, Atomizdat, Moskwa 1973.
- [2] Praca zbiorowa pod redakcją A. A. Gierkowa, *Poluprovodniki — segnetoelektriki*, Rostowski Uniw., Rostow 1973.
- [3] W. M. Fridkin, *Segnetoelektriki-poluprovodniki*, Nauka, Moskwa 1976.
- [4] W. M. Gurievich, *Elektroprovodnost segnetoelektrikov*, Komitet Standartow, Moskwa 1969.
- [5] E. W. Bursjan, E. N. Starov, *Fiz. Tver. Tela* **11**, 2994 (1969).
- [6] T. R. Wołk, A. A. Griekov, N. A. Kosanorov, A. I. Radin, W. M. Fridkin, *Kristallografiya* **16**, 241 (1971).
- [7] V. M. Fridkin, A. A. Griekov, A. Savchenko, T. R. Votk, *Phys. Stat. Sol. (a)* **8**, K55 (1971).

- [8] A. H. Kohn, A. J. Leyendecker, *Phys. Rev.* **135A**, 1321 (1964).
- [9] T. J. Parker, J. C. J. Borfood, *J. Phys. Soc. Jap.* **28**, 362 (1970).
- [10] A. G. Chynoveth, *Phys. Rev.* **117**, 1235 (1960).
- [11] H. Ogibara, S. Ikegami, *J. Phys. Soc. Jap.* **17**, 707 (1962).
- [12] J. G. Fiesenko, *Doklady AN SSSR* **88**, 785 (1953)
- [13] S. Triebwasser, *Phys. Rev.* **118**, 100 (1960).
- [14] H. Diamant, K. Drenk, R. Pepinsky, *Rev. Sci. Instrum.* **28**, 30 (1957).
- [15] W. M. Fridkin, K. Kreher, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **2**, 2811 (1970).
- [16] W. F. Krapivin, E. W. Chenskij, *Fiz. Tver. Tela* **12**, 597 (1970).
- [17] J. W. Siniakov, D. J. Kudzin, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **28**, 731 (1964).
- [18] B. W. Seliuk, *Kristallografiya* **13**, 447 (1968).
- [19] G. Ormancey, G. Godefroy, *C. R. Acad. Sci.* **266**, 717 (1968).
- [20] J. Hańderek, K. Wójeik, *Prace Fizyczne, (Katowice)* **4**, 54 (1976).
- [21] Z. Ujma, *Prace Fizyczne (Katowice)* **4**, 77 (1976).
- [22] M. S. Szur, *Fiz. Tver. Tela* **10**, 2652 (1968); **10**, 3560 (1968); **10**, 3684 (1968).
- [23] J. W. Chenskij, *Fiz. Tver. Tela* **11**, 2506 (1969).
- [24] M. S. Kosman, A. N. Sozina, *Dokl. AN SSSR* **156**, 778 (1964).
- [25] W. A. Izvozcikov, M. S. Kosman, K. A. Czerniavski, *Fiz. Tver. Tela* **7**, 1552 (1965).
- [26] L. Ahmad, *Phys. Stat. Sol.* **29**, 179 (1968).
- [27] T. Murakami, *J. Phys. Soc. Jap.* **24**, 282 (1968).
- [28] G. A. Cox, R. H. Tredgold, *Phys. Lett.* **11**, 22 (1964).
- [29] L. Benguigui, *Solid State Commun.* **7**, 1245 (1969).
- [30] M. S. Kosman, E. W. Bursjan, *Dokl. AN SSSR* **115**, 483 (1957).
- [31] M. S. Kosman, E. W. Bursjan, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **22**, 1453 (1958).
- [32] H. L. Blood, S. Levine, N. H. Roberts, *J. Appl. Phys.* **27**, 660 (1956).
- [33] I. D. Hurd, N. W. Simpson, R. H. Tredgold, *Proc. Phys. Soc.* **73**, 448 (1960).
- [34] I. W. Northrip, *J. Appl. Phys.* **31**, 2293 (1960).
- [35] F. Cardon, *J. Appl. Phys.* **33**, 3358 (1962).
- [36] R. M. Huey, R. M. Taylor, *J. Appl. Phys.* **34**, 1557 (1963).
- [37] W. Osak, J. Hańderek, *Physics Papers (Katowice)* **2**, 19 (1975).
- [38] K. Wójeik, A. Aleksandrowicz, *Physics Papers (Katowice)* **2**, 7 (1975).
- [39] R. W. Thickers, R. I. Macdonald, *Phys. Rev.* **90**, 375 (1953).
- [40] W. P. Bogarodickij, D. A. Tairova, W. S. Sorokin, *Fiz. Tver. Tela* **6**, 2301 (1964).
- [41] A. N. Gubkin, G. S. Skanawi, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **22**, 230 (1958).
- [42] N. I. Szefer, E. W. Bursjan, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **8**, 60 (1967).
- [43] W. J. Kunin, A. N. Cikin, *Fiz. Tver. Tela* **2**, 2359 (1960).
- [44] J. N. Perszic, *Fiz. Tver. Tela* **5**, 1348 (1963).
- [45] G. N. Tekstier-Proskuriakova, I T. Szeftiel, *Fiz. Tver. Tela* **12**, 3463 (1963).
- [46] G. Busch, H. Flury, W. Merz, *Helv. Phys. Acta* **21**, 210 (1948).
- [47] V. Inushi, S. Uematsu, *J. Phys. Soc. Jap.* **13**, 761 (1953).
- [48] A. Branwood, R. H. Tredgold, *Proc. Phys. Soc.* **76**, 93 (1960).
- [49] I. Uedo, S. Ikegami, *J. Phys. Soc. Jap.* **20**, 546 (1965).
- [50] G. W. Bois, W. I. Żukowski, N. A. Michajłowa, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **35**, 1965 (1971).
- [51] I. Novak, H. Arend, *J. Amer. Cer. Soc.* **47**, 530 (1964).
- [52] T. V. Tien, W. G. Carlson, *J. Amer. Cer. Soc.* **46**, 297 (1963).
- [53] G. Arend, P. Poufowa, *Sbornik, Rost. kristalov* **6**, 81 (1965).
- [54] L. C. Walters, R. E. Grace, *J. Phys. Chem. Sol.* **28**, 239 (1967).
- [55] O. J. Prokopało, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **29**, 1009 (1965).
- [56] O. J. Prokopało, *Ferroelectrics* **6**, 99 (1973).
- [57] E. W. Bursjan, *Nielinieinyi kristal-titanat baria*, Nauka, Moskwa 1974.
- [58] A. L. Awdziejew, *Dissertacja*, Leningrad 1970.

- [59] G. G. Harman, *Phys. Rev.* **106**, 6 (1957).
- [60] O. Saburi, *J. Phys. Soc. Jap.* **14**, 9 (1959); *J. Amer. Cer. Soc.* **44**, 34 (1961).
- [61] C. W. Bogdanow, W. A. Rossuszyn, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **24**, 1247 (1960).
- [62] B. A. Rotenberg, *Fiz. Tver. Tela* **7**, 3048 (1965).
- [63] W. A. Timafiejewa, A. S. Popowa, *Kristallografiya* **7**, 300 (1962).
- [64] K. G. Destrnukh, S. G. Ingle, Nuclear Physics and Solid State Symposium, Roorkee 1969.
- [65] W. I. Łapszin, A. P. Rumiancew, *Fizyka dielektrikow i perspektywy ejo razwitia*, Sbornik referatow, **1** 145 (1973).
- [66] A. Aleksandrowicz, J. Hańderek, K. Wójcik, *Prace Fizyczne (Katowice)* **4**, 121 (1976).
- [67] J. G. Fiesenko, O. P. Kramarow, A. A. Chodakow, M. L. Szołochowicz, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **21**, 305 (1957).
- [68] I. N. Bielajew, A. A. Chodakow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **22**, 376 (1952).
- [69] J. G. Fiesenko, W. G. Gawrilaczenko, E. W. Zaroczenecw, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **12**, 2543 (1970).
- [70] A. F. Jacenko, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **24**, 1308 (1960).
- [71] M. A. Jakubowski, Ł. M. Rabkin, D. S. Konewskaja, J. G. Fiesenko, *Kristallografiya* **19**, 837 (1974).
- [72] L. Goulpeau, S. Montagner, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **259**, 1095 (1964); **261**, 1209 (1965).
- [73] B. Scott, G. Burns, *J. Amer. Cer. Soc.* **55**, 331 (1972).
- [74] J. Hańderek, *Phys. Stat. Sol.* **21**, 323 (1967).
- [75] Z. Ujma, J. Hańderek, *Phys. Stat. Sol.* **28**, 489 (1975).
- [76] Z. Ujma, J. Hańderek, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- [77] Z. Ujma, *Prace Fizyczne (Katowice)* **4**, 88 (1976).
- [78] B. Z. Matthias, J. P. Remeika, *Phys. Rev.* **82**, 727 (1951).
- [79] L. E. Cross, B. I. Nicholson, *Phil. Mag.* **46**, 376 (1955).
- [80] B. Lewis, E. A. D. White, *J. Electronics* **1**, 646 (1956).
- [81] F. A. Wood, R. C. Miller, I. P. Remeika, *Acta Cryst.* **15**, 1273 (1962).
- [82] J. Hańderek, M. Badurski, Cz. Kuś, *Prace Fizyczne (Katowice)* **4**, 107 (1976).
- [83] K. Pigoń, *Roczniki Chemii* **28**, 611 (1954).
- [84] K. Pigoń, H. Chojnacki, *Zesz. Nauk. Politechn. Wrocl.* **17**, 83 (1957).
- [85] O. Saburi, *J. Phys. Soc. Jap.* **14**, 1159 (1959).
- [86] O. Saburi, *J. Amer. Cer. Soc.* **44**, 54 (1961).
- [87] V. J. Tennery, R. L. Cook, *J. Amer. Cer. Soc.* **44**, 187 (1961).
- [88] B. G. Brachmecha, *Jap. J. Appl. Phys.* **8**, 7 (1969).
- [89] S. Ikagami, I. Ueda, *J. Phys. Soc. Jap.* **19**, 159 (1964).
- [90] C. N. Berglund, W. S. Baer, *Phys. Rev.* **157**, 358 (1967).
- [91] J. N. Zabara, A. J. Kudzin, *Kristallografiya* **16**, 177 (1971).
- [92] J. Hańderek, J. Dudek, B. Esop, *Rozprawy Elektrotechn.* **18**, 67 (1972).
- [93] J. Hańderek, *Ferroelectrics* **6**, 91 (1973).
- [94] Z. Ujma, J. Olech, Z. Wróbel, *Acta Phys. Pol.* **A41**, 179 (1972).
- [95] J. Hańderek, Z. Wróbel, K. Wójcik, Z. Ujma, *Ferroelectrics* **17**, 60 (1977).
- [96] R. Mańka, *Phys. Stat. Sol.* (b) **83**, K69 (1977).
- [97] A. Branwood, R. Tredgold, *Proceeding Phys. Soc.* **76**, 487, (1969).
- [98] P. Gerthson, R. Groth, K. H. Härdtl, *Phys. Stat. Sol.* **11**, 303 (1965).
- [99] P. Fang, W. Brower, *Phys. Rev.* **113**, 456 (1959).
- [100] E. W. Siniakow, B. K. Giernyj, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **24**, 1255 (1960).
- [101] E. W. Bursjan, J. G. Girszberg, E. N. Starow, *Izv. Akad. Nauk SSSR* **35**, 1961 (1971).
- [102] E. W. Bursjan, J. G. Girszberg, E. N. Starow, *Phys. Stat. Sol.* (b) **46**, 529 (1971).
- [103] E. W. Bursjan, E. N. Starow, J. G. Girszberg, *Fiz. Tver. Tela* **14**, 1019 (1972).

- [104] I. G. Long, J. A. Firsow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43** 1843 (1962).
[105] J. A. Firsow, *Fiz. Tver. Tela* **10**, 3027 (1968).
[106] A. L. Efros, *Fiz. Tver. Tela* **9**, 1152 (1967).
[107] Y. G. Girsberg, E. W. Bursjan, Y. A. Gruszewski, *Ferroelectrics* **4**, 163 (1972).
[108] H. Böttger, V. V. Bryksin, *Phys. Stat. Sol. (b)* **78**, 11, 415 (1976).
[109] J. Hańderek, R. Mańka, A. Aleksandrowicz, J. Szatanek, *Ferroelectrics, Materiały IV Kongresu Ferroelektryzmu, Leningrad* (1977) (w druku).

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Leptony, kwarki i co dalej? *

Leptons, Quarks and What Next?

Abstract: History of the searches for the fundamental constituents of matter is discussed in terms of the lepton-hadron symmetry principle. The American November Revolution and the ensuing New Physics is touched upon. The possible discovery of charmed particles and new leptons is described.

1. Prehistoria

W niniejszym wykładzie pragnę omówić temat „nowych cząstek” w szerszym kontekście poszukiwania podstawowych składników materii w czasie, który nas dzieli od początku fizyki jądrowej i cząstek elementarnych, za jaki przyjmuję odkrycie jądra atomowego przez E. Rutherforda w r. 1911. Rezygnując z rozważań szczegółowych i upraszczając zagadnienia, będę się starał dać ogólny obraz podstawowych moim zdaniem osiągnięć doświadczalnych i teoretycznych z punktu widzenia subiektywnie obranej zasady porządkującej, mianowicie symetrii leptonowo-hadronowej, ilustrując swoje wywody odpowiednio dobranymi cytatami z tekstów źródłowych. Zaczniemy od przypomnienia słów P. A. M. Diraca z jego *The Principles of Quantum Mechanics* (pierwsze wydanie w r. 1930):

„W klasycznym objaśnieniu struktury materii przyjmuje się, iż składa się ona z dużej liczby małych składników i postuluje się prawa rządzące zachowaniem tych składników, z których można wydedukować prawa materii jako całości. Jednakże na tym objaśnienie się nie kończy, gdyż problem struktury i trwałości tych składników pozostaje otwarty. Aby go rozwiązać, musimy postulować, iż każdy ze składników sam składa się z mniejszych części,

* Odczyt wygłoszony na posiedzeniu Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 30 maja 1977 r.

które tłumaczą własności tego składnika. Jasno widać, że taka procedura nie ma końca: w ten sposób nigdy nie można zrozumieć ostatecznej struktury materii. Jak długo „duży” i „mały” są po prostu pojęciami względnymi, tłumaczenie własności „dużego” za pomocą „małego” nie może nam pomóc. Trzeba zatem zmodyfikować pojęcia klasyczne w ten sposób, by nadać rozmiarom sens bezwzględny. W tym miejscu należy przypomnieć, że nauka zajmuje się tylko obiektami obserwowalnymi i że obiekt możemy zaobserwować tylko za pośrednictwem jego oddziaływania z jakimś czynnikiem zewnętrznym. Aktowi obserwacji z konieczności towarzyszy zatem jakieś zaburzenie obiektu obserwowanego. Obiekt możemy zdefiniować jako duży — gdy można zaniedbać zaburzenie towarzyszące naszej obserwacji; jako mały — gdy zaburzenia zaniedbać nie można” [1].

Cytat powyższy zawiera co najmniej dwa ważne dla nas spostrzeżenia: 1) wskazuje, iż pojęcie „elementarności” składników podstawowych odzwierciedla stan naszej aktualnej wiedzy o budowie materii; 2) sugeruje, że „istnienie” obiektu, a więc w domyśle także składnika podstawowego, wymaga zaobserwowania jego oddziaływania z materią.

Historia poszukiwania podstawowych składników materii stanowi ilustrację trafności tych uwag, które można by uznać za swego rodzaju program epistemologiczny, mniej lub bardziej świadomie przyjmowany przez społeczność fizyków. Tak więc obiekt traktowano jako „elementarny”, jeśli — na ówczesnym etapie badań — nie udawało się go opisać jako układu złożonego z bardziej elementarnych składników. Wiązanie zaś tych składników elementarnych tłumaczono za pomocą jednego ze znanych oddziaływań fundamentalnych. Obiekt dopiero wówczas uważano za „istniejący”, jeśli udawało się zaobserwować jego oddziaływanie z innymi obiektami — składnikami materii. Obiekt taki dalej nazywać będziemy „cząstką elementarną”¹.

Wiemy wszyscy, iż podstawowym źródłem informacji o strukturze i oddziaływaniu cząstek jest obserwacja procesów rozpraszania. W badaniach struktury atomu, historycznie pierwszym doświadczeniem tego rodzaju było rozpraszanie przez cienkie folie metalowe cząstek α („czynnika zewnętrznego”) emitowanych z preparatu promieniotwórczego; do detekcji rozproszonych cząstek służył ekran scyntylacyjny. Wyznaczony w tym doświadczeniu przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne cząstek α przez atomy A

$$\alpha + A \rightarrow \alpha + A$$

można było opisać przy założeniu, iż cząstki α oddziałują elektromagnetycznie (kulombowsko) z ładunkiem punktowym w atomie. Na tej podstawie E. Rutherford wysunął w r. 1911 hipotezę istnienia jądra atomowego — obiektu punkowego, bez struktury wewnętrznej, w którym skupiony jest cały ładunek dodatni i prawie cała masa atomu. Niepodzielny atom filozofów greckich przestał być cząstką „elementarną”; okazał się układem złożonym z niepodzielnego jądra, zawierającego Z dodatnich ładunków elementarnych, oraz Z ujemnych elektronów powłokowych, związanych z jądrem siłami elektro-

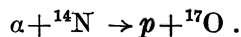
¹ Wszelkie metody detekcji cząstek elementarnych opierają się na ich oddziaływaniach z atomami, elektronami i jądrami substancji, przez którą cząstki te przechodzą.

magnetycznymi². Pomiaru mas atomowych metodami spektroskopii masowej, której początek stanowiło odkrycie w r. 1913 przez J. J. Thomsona izotopów neonu pierwiastka zwykłego, niepromieniotwórczego, a rozwiniętej później przez F. W. Astona, wskazywały iż masy te były wielokrotnościami (w przybliżeniu) masy jonu wodoru, zwanego od r. 1920 — protonem. Nic więc dziwnego, że w jądrze atomowym dopatrywano się jako elementarnych nośników ładunku dodatniego — właśnie protonów³; ze względu na to, że ich masa jest znacznie większa od masy elektronu, prawie cała masa atomu pochodziłaby od protonów. Atom o liczbie masowej A składałby się zatem z A protonów; ponieważ zaś liczba dodatnich ładunków elementarnych wynosi Z , w jądrze musiałoby się znajdować $A - Z$ elektronów.

Hipoteza, że składnikami podstawowymi jądra atomowego są protony znalazła bezpośrednie potwierdzenie w badaniach nad rozpraszaniem cząstek α w powietrzu. Obserwacje przeprowadzone przez Rutherforda w r. 1919 świadczyły — zgodnie z jego słowami — o tym

„... że atom azotu podlega rozbiciu pod wpływem znacznych sił występujących przy bliskim zderzeniu z szybką cząstką α i że atom wodoru wyzwolony w tym procesie stanowi składnik jądra azotu.” (cytat za W. E. Burchamem w *Nuclear Physics. An Introduction*, 1967) [2].

Mowa tu oczywiście o obserwacji pierwszej reakcji jądrowej, którą dziś zapisujemy w postaci



Tak oto w latach dwudziestych również jądro przestało być cząstką „elementarną”; przez następnych kilkanaście lat wyobrażono je sobie jako układ związany protonów i elektronów. Jeden ze składników podstawowych atomu sam okazał się złożony z mniejszych części...

2. Krótki kurs historii fizyki cząstek elementarnych (jądrowej)

W tym miejscu przerwiemy szczegółowy opis wczesnych badań nad strukturą atomu, którego celem było zilustrowanie funkcjonowania zasad rządzących poszukiwaniem podstawowych składników materii i zacytujemy słowa wypowiedziane w r. 1976 przez A. De Rujulę podczas referatu na XVIII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wielkich Energii w Tbilisi [3]:

„Myszę, że historię fizyki wielkich energii można by opowiedzieć naiwnie jako historię kolejnych sukcesów lub upadków zasady, której jak dotąd nie rozumiemy: zasady symetrii między leptonami a hadronami⁴. Czasami liczba leptonów jest taka sama jak „podstawowych”, silnie oddziałujących, fermionów, czasami jest więcej jednych lub drugich” [4].

² Liczba atomowa Z okazała się równa liczbie porządkowej pierwiastka w układzie periodycznym Mendelejewa, co po raz pierwszy sugerował w r. 1913 Van den Broek.

³ Jeszcze w r. 1815 Prout wysunął przypuszczenie, że wszelka materia zbudowana jest z jednego składnika podstawowego — atomu wodoru.

⁴ Leptony: fermiony nie podlegające oddziaływaniu silnemu, np. elektron; hadrony: cząstki uczestniczące we wszystkich oddziaływaniach, w szczególności oddziaływaniu silnym, np. proton.

Historię tej zasady ilustruje tablica 1 zaadoptowana ze wspomnianego referatu, zawierająca przybliżone daty wysunięcia hipotezy albo dokonania obserwacji oraz podająca symbole ogólnie zaakceptowanych hadronów, istniejących w czasach symetrii i asymetrii. W dalszym ciągu omówię pokrótce poszczególne zapisy w tej tablicy.

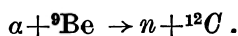
Tablica 1

Wzrost i upadek symetrii leptonowo-hadronowej

Czasy symetrii		Czasy asymetrii	
leptony	hadrony	leptony	hadrony
(1)	~ 1920 e	(2)	1932 e
	p		(p, n)
(3)	~ 1934 (ν, e)	(4)	$\sim 1937 \div 1960$ (ν, e) μ
	(p, n)		(p, n) $\pi, K, \Lambda, \Sigma, \dots$
(5)	1959 $\begin{pmatrix} \nu \\ e, \mu \end{pmatrix}$	(6)	1962 \div 1964 (ν_e, e) (ν_μ, μ)
	$\begin{pmatrix} p \\ n, \lambda \end{pmatrix}$		(u, d) s
(7)	1964 \div 1975 (ν_e, e) (ν_μ, μ)	(8)	1976 \div 1977 (ν_e, e) (ν_μ, μ) $?$
	(u, d) (c, s)		(u, d) (c, s) $?$

(1) W latach dwudziestych wszystko wydawało się proste; istniały dwie cząstki elementarne: jeden lepton—elektron i jeden hadron—proton, z których — zgodnie z hipotezą protonowo-elektronową — składało się jądro atomowe.

(2) Hipoteza ta wkrótce napotkała znane trudności w tłumaczeniu spinów jądrowych i została zastąpiona przez hipotezę protonowo-neutronową w związku z odkryciem neutronu w r. 1932 przez J. Chadwicka. Jak wiemy, Chadwick zinterpretował tzw. promieniowanie berylowe, powstające w wyniku bombardowania berylu cząstkami α , jako strumień cząstek neutralnych o masie zbliżonej do masy protonu — neutronów — co zapisujemy w postaci reakcji



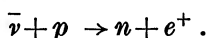
Sugestię, że jądra atomowe składają się z protonów i neutronów wysunęli w r. 1932 W. Heisenberg i niezależnie D. Iwanienko. Według tego protonowo-neutronowego modelu budowy jądra, w zupełności potwierdzonego przez późniejsze doświadczenia i obowiązującego do dziś, liczbę protonów w jądrze

określa liczba atomowa Z , zaś liczba neutronów wynosi $A - Z$. W ten sposób symetria leptonowo-hadronowa została naruszona; pojawiło się zaś pytanie, coraz bardziej dręczące społeczność fizyków wraz z późniejszymi odkryciami, a mianowicie: dlaczego istnieje tak wiele cząstek i czy wszystkie są jednakowo „elementarne”?

(3) Symetrię leptonowo-hadronową przywrócił wkrótce (r. 1934) W. Pauli, wysuwając — dla uniknięcia naruszenia praw zachowania energii, pędu i momentu pędu w rozpadzie β — hipotezę o istnieniu drugiego leptonu — neutrina — neutralnej cząstki o połówkowym spinie i masie spoczynkowej równej (bliskiej?) zeru. A oto słowa Pauliego wypowiedziane przy tej okazji (cytat za S. S. Gershteinem [5]):

„Dziś zrobiłem coś strasznego. Teoretyk nigdy nie powinien był tego uczynić. Zasugerowałem coś, czego nigdy nie da się stwierdzić doświadczalnie.”

Jak wiemy, Pauli się mylił: już w latach pięćdziesiątych F. Reines i C. L. Cowan zaobserwowali oddziaływanie neutrin niskiej energii — odwrotny proces β , spowodowany przez swobodne neutrina z reaktora oddziałujące z protonami w ciekłym scyntylatorze (r. 1959):

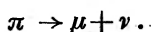


Pomiar przekroju czynnego rzędu 10^{-43} cm² stanowił nie tylko prawdziwe osiągnięcie techniczne lecz zarazem doświadczalne sprawdzenie hipotezy wysuniętej ponad dwadzieścia lat wcześniej przez Pauliego. Odtąd neutrina stało się cząstką elementarną „istniejącą” w sensie naszej definicji:

„Istnienie jej przestało być hipotezą dopiero w latach pięćdziesiątych, kiedy to stwierdzono istnienie i zbadano pewne reakcje wywołane w czasie oddziaływań neutrina z materią” napiszą w r. 1971 G. Biłkowski i R. Sosnowski w swej monografii *Cząstki elementarne* [6].

Dziś procesy oddziaływania neutrin z materią stanowią jedno z ważniejszych źródeł naszej wiedzy o strukturze nukleonu ...

(4) Rozwój fizyki promieni kosmicznych w drugiej połowie lat trzydziestych i nadejście ery akceleratorów wielkich energii doprowadziły w następnych dziesięcioleciach do niezwykłego wzrostu liczby „cząstek elementarnych”. W r. 1937 C. D. Anderson i S. H. Neddermeyer odkryli w promieniowaniu kosmicznym trzeci lepton — mion, stanowiący do dziś jedną z największych zagadek fizyki cząstek elementarnych: poza masą, jego własności są identyczne z własnościami elektronu. Dlaczego więc istnieje? Liczba hadronów wzrastała jednak dużo szybciej — nastąpiły czasy zupełnej asymetrii, zapoczątkowane odkryciem w r. 1947 przez C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialiniego i C. F. Powella nowego hadronu: przewidzianego przez Yukawę pionu, rozpadającego się w oddziaływaniu słabym na mion i neutrina:



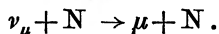
W tym samym roku, G. D. Rochester i C. C. Butler zaobserwowali pierwsze rozpady cząstek V^0 , rozpoczynając w ten sposób historię fizyki cząstek dziwnych: kaonów i hiperonów, których słabe rozpady prowadziły w stanach końcowych do znanych już wcześniej hadronów i leptonów. Koniec lat pięćdziesiątych i początek lat sześćdziesiątych — to początek dominacji fizyki akceleratorowej i obserwacji rezonansów, tj. cząstek rozpadających się na inne hadrony w oddziaływaniu silnym. Jest to zarazem początek nowej spektroskopii — hadronowej. Rodzina hadronowa wzrosła wkrótce do kilkuset cząstek elementarnych, sugerując możliwość swego rodzaju „demokracji hadronowej”, w odróżnieniu od „arystokratycznego świata leptonowego”.

(5) W dążeniu do uproszczenia i elegancji związanej z zasadą symetrii leptonowo-hadronowej zaczęto ponownie szukać wyjścia z sytuacji postulując istnienie bardziej elementarnych składników, z których miały by się składać obserwowane w takim nadmiarze hadrony.

„Poszukiwanie wewnętrznej spójności i estetycznego piękna zawsze prowadzi do głębszego zrozumienia świata fizycznego”, powie w r. 1976 J. Iliopoulos w swych wykładach na temat teorii „nowych cząstek” [7].

Jedną z takich prób klasyfikacji hadronów był model S. Sakaty z r. 1956, w którym założył on, że wszystkie znane hadrony można zbudować z trójki fizycznych barionów — protonu, neutronu i hiperonu Λ . Chociaż okazało się wkrótce, że w ramach tego modelu nie można było prawidłowo wyjaśnić obserwowanych własności niektórych hadronów, podstawowa idea — poszukiwania pewnego minimalnego zbioru obiektów o tak dobranych liczbach kwantowych, by można z nich było skonstruować wszystkie znane hadrony — przetrwała w nieco innej postaci do dziś i stanowi podstawę tzw. modelu standardowego, który omówię poniżej. W związku z modelem Sakaty, w r. 1959 powróciły czasy symetrii leptonowo-hadronowej, kiedy R. E. Marshak i E. C. G. Sudarshan zwrócili uwagę na symetrię między trzema leptonami (ν , e , μ) oraz trzema składnikami modelu Sakaty (p , n , Λ).

(6) Już wkrótce jednak liczba leptonów wzrosła do czterech, gdy w doświadczeniach przeprowadzonych po raz pierwszy w Brookhaven w r. 1962 stwierdzono istnienie dwóch różnych rodzajów neutrino, z których jedno jest zawsze stowarzyszone z elektronem, a drugie — z mionem. Wniosek ten, potwierdzony w późniejszych eksperymentach, opierał się na obserwacji oddziaływania z nukleonami neutrino pochodzących z rozpadu pionów $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, prowadzącego wyłącznie do tworzenia mionów w stanie końcowym:



Prostota zaczęła natomiast powracać do świata hadronowego wraz z hipotezą kwarków, wysuniętą w r. 1964 przez M. Gell-Manna i A. Zweiga. Kwarki — to hipotetyczne „pracząstki”, fermiony o spinie $1/2$ występujące w trzech stanach o ułamkowych wartościach liczby ładunkowej i barionowej, obsadzające reprezentację podstawową grupy symetrii SU (3). Każdemu kwar-

kowi q odpowiada antykwark \bar{q} . W hipotezie kwarków przyjmuje się, że można z nich tworzyć układy związane odpowiadające hadronom: bariony składałyby się z trzech kwarków (qqq), mezony — z pary kwarku i antykwarku ($q\bar{q}$). Hipoteza kwarków tłumaczy zadowalająco wiele zjawisk obserwowanych w świecie cząstek elementarnych, ale dotychczas, mimo wielu usiłowań, kwarków nie udało się zaobserwować w stanie swobodnym. Badania te, opierające się na poszukiwaniu obiektów o jonizacji mniejszej od minimalnej lub obiektów o ładunku ułamkowym, nie dostarczyły jak dotąd bezpośredniego dowodu istnienia kwarków. Choć od czasu do czasu ukazują się doniesienia mające, według ich autorów, świadczyć o pozytywnym wyniku ich poszukiwań, nie wytrzymują one krytyki i jak dotąd nie zmieniły wniosku o nieobserwowalności kwarków w stanie swobodnym.

(7) Hipoteza kwarków, w której występują trzy „hadrony”: kwark „protonowy” p (oznaczany także literą u od „up”), „neutronowy” n (albo d od „down”) oraz „dziwny” λ (albo s od „strange”), naruszyła symetrię leptonowo-hadronową. Można ją jednak przywrócić, wprowadzając — jak to uczynili J. D. Bjorken i S. L. Glashow jeszcze w r. 1964 — liczbę kwantową powabu, której nośnikiem byłby hipotetyczny czwarty kwark „powabny” p' (oznaczany także literą c od „charm”), podobnie jak dziwny kwark s jest nośnikiem liczby kwantowej dziwności. Hipoteza kwarku powabnego okazała się niezwykle przydatna, co wykazali S. L. Glashow, J. Iliopoulos i L. Maiani w r. 1970, dla wyjaśnienia, dlaczego nie obserwuje się prądu neutralnego ze zmianą dziwności w słabym oddziaływaniu hadronów (tzw. mechanizm GIM). Wiąże się też ona z jednym z zasadniczych problemów fizyki współczesnej — zrozumieniem związków między wydawałoby się niezależnymi oddziaływaniami fundamentalnymi: silnym, elektromagnetycznym, słabym i grawitacyjnym. Obserwacja słabych prądów neutralnych, tzn. rozpraszania elastycznego i nieelastycznego neutrino bez zmiany ładunku leptonu:

$$\begin{aligned} \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e, \\ \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{hadrony}, \end{aligned}$$

dokonana po raz pierwszy w CERN-ie w r. 1973, sugeruje bowiem w sposób bezpośredni możliwość unifikacji przynajmniej dwóch spośród tych oddziaływań — słabego i elektromagnetycznego (patrz niżej).

(8) W naszej krótkiej historii fizyki cząstek elementarnych dotarliśmy do lat siedemdziesiątych; podsumujemy nasze rozważania słowami H. Harariego z r. 1976:

„Niekóre „cząstki elementarne” nie są „elementarne”. Inne nie są „cząstkami”, przynajmniej w zwykłym sensie tego słowa. Znane hadrony na pewno są „cząstkami”, lecz nie „elementarnymi”. Zachowują się tak, jakby były złożone z kwarków. Kwarki są prawdopodobnie „elementarne”, lecz w granicach naszej obecnej wiedzy nie są „cząstkami”. Wydaje się, że nie istnieją jako obiekty swobodne i prawdopodobnie skazane są na trwałe przebywanie we wnętrzu hadronów” [8].

3. Kolorowe zapachy albo czyżby panaceum?

Przejdźmy więc do naszkicowania podstaw doświadczalnych tzw. modelu standardowego, odgrywającego obecnie tak ważną rolę w naszym rozumieniu nowych cząstek i związanych z nimi zjawisk, pozostając już do końca naszych rozważań w punkcie (8) tablicy ilustrującej symetrię leptonowo-hadronową. Poprzedzimy ten szkic kilkoma uwagami S. Glashowa z r. 1975, które — jak sądzę — dla wielu fizyków mogą stanowić ich własne credo naukowe:

„Prawdy w fizyce cząstek elementarnych nie określa ogólna zgodność poglądów. Jest to jedna z niewielu dyscyplin naukowych zawierająca absolutny standard prawdy: koncepcje teoretyczne sprzeczne z faktami doświadczalnymi muszą być odrzucane. (... Ale teoretycy muszą być sprytni i wiedzieć, którym eksperymentom wierzyć). Co więcej, nasza dyscyplina wymaga absolutnego związku z przedmiotem badań: koncepcje teoretyczne, które nie prowadzą do przewidywania wyników możliwych eksperymentów, nie mogą należeć do tej dyscypliny niezależnie od tego, jak dalece są one interesujące lub ścisłe. Mimo to gdybyśmy dziś przeprowadzili głosowanie, prawdopodobnie objawił by się nam zwycięsko pewien obraz fizyki cząstek elementarnych, zdobywając wiele jeśli nie większość głosów fizyków.”

I dalej:

„A oto komentarz na temat wyłaniającego się poglądu. Niewielu zwolenników tego modelu standardowego zgodziło by się ze zdaniem, iż stanowi on poprawną teorię: jest to po prostu w chwili obecnej model najbardziej godny zaufania. Jest on teoretycznie niepełny, doświadczalnie niedoskonały. Wyjaśnia on jednakże, a przynajmniej obiecuje wyjaśnić, szeroki zakres zjawisk fizyki cząstek elementarnych, począwszy od spektroskopii hadronowej a skończywszy na szczegółowych własnościach słabych oddziaływań. Model ten pozwala klasyfikować przyczynki teoretyczne na te, które rozwijają obraz ortodoksyjny, starając się go obalić albo dążą do stworzenia innego obrazu” [9].

W naszych poszukiwaniach podstawowych składników materii napotkaliśmy rodzinę obiektów będących prawdziwymi „cząstkami elementarnymi”. Są nimi leptony; para „elektronowa” (e^- , ν_e) — elektron e^- i stowarzyszone z nim neutrino ν_e , oraz para „mionowa” (μ^- , ν_μ) — mion μ^- i jego neutrino ν_μ . Wszystkie leptony są fermionami o spinie $1/2$; ich skrętność w oddziaływaniu słabym jest określona⁵: cząstki są lewoskrętne, antycząstki — prawoskrętne. Wydaje się też, iż są one obiektami punktowymi, bez struktury wewnętrznej. Ze względu na to, że nie uczestniczą one w oddziaływaniu silnym, stanowią znakomitą sondę („czynnik zewnętrzny”) do badania struktury nukleonu (podobnie jak niegdyś cząstki α stanowiły „czynnik zewnętrzny” sondujący strukturę atomu). Eksperymenty nad głęboko nieelastycznym rozpraszaniem leptonów prowadzi się od połowy lat sześćdziesiątych i w latach siedemdziesiątych przy użyciu wiązek elektronowych z akceleratora liniowego w Stanford (SLAC) oraz wiązek neutrin mionowych z rozpadu mezonów π i K produkowanych w oddziaływaniu protonów z synchrotronu protonowego w Genewie (CERN PS). W procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton rozpraszając się na nukleonie oddziałuje z nim elektromagnetycznie lub słabo. Od-

⁵ W przybliżeniu skrajnie relatywistycznym, gdy można zaniedbać masy spoczynkowe cząstek.

działywanie to możemy sobie wyobrazić jako wymianę między leptonem a nukleonem bozonu przenoszącego oddziaływanie: fotonu γ w przypadku oddziaływania elektromagnetycznego lub masywnego bozonu pośredniego W w przypadku oddziaływania słabego. W wyniku oddziaływania może nastąpić produkcja wielu hadronów w stanie końcowym:

$$e + N \rightarrow e + \text{hadrony},$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \text{hadrony}.$$

W eksperymentach wyznacza się inkluzywny przekrój czynny mierząc energię i kąt rozproszenia leptonu w stanie końcowym. Obserwowana zależność inkluzywnego przekroju czynnego od kwadratu przekazu czteropędu sugeruje, że procesy inkluzywne zachodzą na obiektach punktowych w nukleonie. Przyjmując za R. P. Feynmanem (1971 r.), że nukleon składa się z bardziej podstawowych składników punktowych, tzw. partonów, wyobrażamy sobie rozpraszanie głęboko nieelastyczne jako zderzenie wirtualnego bozonu z partonem a produkcją hadronów — jako wynik oddziaływania partonów w stanie końcowym. A oto jak Feynman wprowadza w r. 1972 pojęcie partonu w swej monografii *Photon-Hadron Interactions*:

„W teorii pola, funkcję falową dowolnego stanu, na przykład protonu, można określić podając amplitudy prawdopodobieństwa zaobserwowania różnego rodzaju „nieubranych” cząstek pola poruszających się z różnymi pędami. Te nieubrane cząstki pola nazwiemy „partonami”.

I dalej:

„Tak więc proton wyobrażamy sobie jako paczkę partonów, między które rozdzielony jest jego pęd i które praktycznie są swobodne” [10].

Analiza oddziaływania leptonów z partonami (w przybliżeniu skrajnie relatywistycznym) prowadzi do wniosku, że partony są fermionami o spinie $1/2$, wchodzącymi w oddziaływanie słabe jako stany lewoskrętne. Skoro jednak partony mają spin $1/2$, narzuca się w sposób naturalny przypuszczenie, że można je utożsamiać z kwarkami, wprowadzonymi wcześniej na gruncie spektroskopii hadronowej i prób klasyfikacji hadronów, o czym mówiłem wyżej. W tym szczególnym modelu partonowo-kwarkowym, w którym partony identyfikuje się z kwarkami, nukleon wyobrażamy sobie jako strukturę złożoną z trzech kwarków „walencyjnych”, określających jego własności, oraz z „morza” par kwark-antykwar. Ładunki elektryczne partonów identyfikuje się tu za ładunkami kwarków: w doświadczeniach z elektronami badałibyśmy zatem rozpraszanie rutherfordowskie elektronów na kwarkach: Dodam w tym miejscu, że w ramach modeli partonowych opisuje się także inkluzywne procesy rozpraszania hadronów na hadronach z produkcją cząstek o dużym pędzie poprzecznym, np. pionu w zderzeniu przeciwbieżnych wiązek protonowych w Genewie (CERN ISR):

$$p + p \rightarrow \pi + \text{hadrony}.$$

Procesy tego rodzaju można sobie wyobrażać następująco: każdy z protonów emituje wirtualny parton, partony te ulegają rozproszeniu pod dużym kątem a następnie rozpadają się na hadrony; jednym z nich jest obserwowany pion.

W r. 1976 na konferencji w Tbilisi W. J. Zacharow tak podsumował sytuację panującą w dziedzinie rozpraszania głęboko nieelastycznego:

„Istnieją w zasadzie dwa różne modele rozpraszania głęboko nieelastycznego. W pierwszym rozpatruje się nukleon jako zbiór dużej — może nawet nieskończenie dużej — liczby partonów. W drugim przyjmuje się trzy kwarki walencyjne. Podstawą pierwszego podejścia jest fizyka silnych oddziaływań. Istotnie, nawet podczas „łagodnego” zderzenia wielkich energii padający hadron rozpada się na wiele cząstek. Drugie podejście łączy najbardziej bezpośrednio rozpraszanie głęboko nieelastyczne ze spektroskopią hadronową. Od czasu pierwszych pomiarów całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie νN i $\bar{\nu} N$ wiemy, że domieszka antykwarków w nukleonie jest mała. Stąd też przybliżenie kwarków walencyjnych jest uzasadnione. Tak więc można przyjąć model, w którym nukleon rozpatruje się jako układ trzech partonów. Rozkład pędu partonów należy wydedukować z danych doświadczalnych” [11].

Autor wyciąga stąd wniosek, że nukleon można uważać za układ trzykwarkowy.

Znaleźliśmy zatem drugą rodzinę obiektów elementarnych — kwarki. Podsumujmy ich własności: (1) spin $1/2$ (dowód: obserwowane własności spinu i parzystości hadronów oraz głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów); (2) liczby ładunkowe $2/3$, $-1/3$, $-1/3$ odpowiednio dla u , d , s (dowód: widmo hadronowe i rozpraszanie głęboko nieelastyczne); (3) wiązanie wyłącznie w kombinacjach (qqq) oraz $(q\bar{q})$ (dowód: widmo hadronowe); (4) punktowość — brak struktury (dowód: głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów); (5) uwięzienie — niewystępowanie w stanie swobodnym (dowód: kwarków swobodnych nie zaobserwowano); (6) lewoskrętność w oddziaływaniu słabym (dowód: rozpad β). Doszliśmy w ten sposób do wniosku, że zarówno nukleon, jak i inne hadrony składają się z mniejszych części — kwarków ...

Zapoznaliśmy się pobieżnie z podstawowymi faktami doświadczalnymi, na których opiera się model standardowy. A oto jego główne założenia, które wymieniamy za Glashowem i De Rujulą [4, 9]:

1) W fizyce cząstek elementarnych oddziaływanie grawitacyjne nie odgrywa roli; można więc budować rozsądną teorię z pominięciem tego oddziaływania.

2) Podstawę teorii stanowi relatywistyczna mechanika kwantowa, tzn. lokalna, renormalizowalna kwantowa teoria pola; pola fundamentalne mają spin $0, 1/2$ lub 1 .

3) Podstawowymi składnikami materii są fermiony — leptony i kwarki. Leptony są cząstkami prawdziwie elementarnymi, którym odpowiadają fundamentalne pola fermionowe. Hadrony nie są cząstkami elementarnymi; są one układami złożonymi z kwarków. Mezony są stanami związanymi kwarku i antykwarku $(q\bar{q})$, bariony — trzech kwarków (qqq) . Zwyczajna, otaczająca nas materia składa się z dwóch rodzajów kwarków o porównywalnych masach: u , d oraz jednego leptonu: elektronu e^- . Budowa cząstek dziwnych produkowanych w oddziaływaniach wielkich energii wymaga trzeciego kwarku s

o znacząco większej masie, obdarzonego liczbą kwantową dziwności S . Przybliżona symetria $SU(3)$ jest „dobrą” symetrią ze względu na to, że rozszczepienie spowodowane różnicą mas kwarków nie jest duże w porównaniu z rozszczepieniem poziomów wynikającym z mechanizmu wiązania kwarków.

4) Wszelkie oddziaływania między fundamentalnymi składnikami materii są przeznaczone przez bozony wektorowe o spinie 1. Zgodnie ze zunifikowaną teorią oddziaływań słabych i elektromagnetycznych Salama-Weinberga opartą na symetrii cechowania, w przypadku oddziaływania elektromagnetycznego są nimi bezmasowe fotony γ a oddziaływania słabego — masywne bozony pośrednie W^\pm, Z^0 o masach rzędu kilkudziesięciu GeV. Powoduje to, że oddziaływanie słabe jest niezwykle krótkozasięgowe, rzędu 10^{-2} fm. Bozony W^\pm przenoszą słabe prądy naładowane, natomiast Z^0 i γ — odpowiednio słabe i elektromagnetyczne prądy neutralne.

5) Oddziaływanie silne między kwarkami przenoszone jest przez bezmasowe, neutralne gluony o spinie 1, nie uczestniczące ani w oddziaływaniu słabym ani elektromagnetycznym. Konieczność uwzględnienia gluonów w strukturze nukleonu wynika z obserwacji rozpraszania głęboko nieelastycznego leptonów. Okazuje się bowiem, że całkowity pęd kwarków (i antykwarków) wynosi $1/2$ pędu nukleonu; brakującą resztę pędu przypisuje się właśnie neutralnym gluonom, stanowiącym nośnik sił wiążących kwarki. W rozpraszaniu kwark-kwark zachodzi zatem wymiana gluonu; w ten sposób można interpretować procesy rozpraszania hadronów na hadronach.

6) Kwarki charakteryzuje kolor i zapach. „Kolor” — to nowa zmienna dynamiczna wprowadzona dla utrzymania związku między spinem a statystyką. Zakłada się, że każdy kwark występuje w trzech kolorach, np. czerwonym, niebieskim i zielonym. Funkcja falowa barionu jest wówczas antysymetryczna ze względu na przestawienie koloru. Leptony nie są kolorowe⁶. Zmienna dynamiczna „zapach” służy do rozróżnienia kwarków u, d, s . Wprowadza się dalej grupę symetrii $SU(3)_{\text{kolor}}$ działającą na kolorowe stopnie swobody; zakłada się, że $SU(3)_{\text{kolor}}$ jest symetrią ścisłą i że tylko stany singletowe koloru istnieją jako stany obserwowalne. Oddziaływanie silne staje się „nasycone” w obserwowanych konfiguracjach hadronowych: barionu (qqq) i mezonu ($q\bar{q}$). Tak więc, istotę „pierwotnego” oddziaływania silnego stanowi wymiana gluonów między obiektami kolorowymi — kwarkami; stany singletowe koloru — hadrony — nie mogą wymieniać gluonów. Oddziaływanie silne między hadronami można zatem traktować jako pozostałość oddziaływania pierwotnego między kwarkami, podobnie jak siły Van der Waalsa między neutralnymi atomami stanowią pozostałość oddziaływania elektromagnetycznego między elektronami i jądrami atomów. De Rujula tak podsumowuje dyskusję modelu standardowego:

⁶ A może „leptonowość” stanowi „czwarty kolor”?

„Opis modelu kończy następujący dogmat: hadrony są stanami singletowymi koloru; kwarki i gluony są nieobserwowalne w stanie swobodnym” [4].

Zbudowany na tej podstawie wariant teorii oddziaływań silnych nosi nazwę chromodynamiki kwantowej. Wynikają z niej ważne konsekwencje; tak na przykład oczekuje się, że na małych odległościach oddziaływanie silne między kwarkami staje się efektywnie coraz mniejsze, dzięki czemu przy dużych przekazach pędu uwięzione kwarki zachowują się jak obiekty swobodne („swoboda asymptotyczna”). Natomiast na dużych odległościach, oddziaływanie efektywnie wzrasta; przy małych przekazach pędu kwarki zachowują się zatem jak obiekty uwięzione („niewola podezerwona”). W rezultacie do rozerwania pary kwarków wymagana jest tak wielka energia, iż zanim to nastąpi, tworzona jest para kwarku i antykwarku ($q\bar{q}$). Tak więc wszelkie próby wyizolowania kwarku prowadzą do produkcji hadronu.

Postawię teraz ważne pytanie: w ilu odmianach zapachu mogą występować kwarki? Mówiliśmy poprzednio o kwarkach u , d , s oraz wspominaliśmy o hipotezie powabu i czwartego kwarku powabnego c , którego wprowadzenie między innymi wyjaśniałoby w elegancki sposób stłumienie prądu neutralnego zmieniającego dziwność w słabym oddziaływaniu hadronowym (mechanizm GIM). Wprowadzenie czwartego kwarku znaczy jednak, że grupa symetrii oddziaływań silnych jest większa niż $SU(3)$. Jako taką grupę symetrii można przyjąć grupę $SU(4)$, w której reprezentację podstawową stanowią kwarki u , d , s oraz czwarty kwark powabny c , o liczbach kwantowych zamieszczonych w tabelicy 2.

Tabela 2

Liczby kwantowe kwarków w modelu standardowym

Kwark	B	Q	I	I_3	S	Y	C
c (p')	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0	0	$\frac{1}{3}$	1
u (p)	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0
d (n)	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0
s (λ)	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	$-\frac{2}{3}$	0

B — liczba barionowa, Q — ładunek, I , I_3 — izospin i jego trzecia składowa, S — dziwność, $Y = B + S$ — hiperładunek, C — powab.

Przypomnijmy, że wraz z kwarkiem powabnym, osiągnęliśmy pełną symetrię leptonowo-hadronową (choć nie umiemy jak dotąd znaleźć dla niej uzasadnienia teoretycznego). Jako podsumowanie, zamieszczamy w tabelicy 3 podstawowe składniki materii modelu standardowego — 4 leptony i 4 kwarki — oznaczając wskaźnikami e , n , z kolory tych ostatnich (czerwony, niebieski, zielony).

Tablica 3

Podstawowe składniki materii — fermiony: leptony i kwarki

K O L O R					
S	ν_e	c_c	c_n	c_s	Z
L	ν_μ	u_c	u_n	u_s	A
A	e^-	d_c	d_n	d_s	P
B					A
E	μ^-	s_c	s_n	s_s	C
					H

S I L N E

Dodam jeszcze, że dla bardziej konsekwentnego opisu teoretycznego oddziaływań słabych, leptony i kwarki grupuje się w dwie pary dubletów lewoskrętnych⁷, przy czym przyjmuje się, że stany kwarkowe d_θ , s_θ uczestniczące w oddziaływaniu słabym są ortogonalnymi kombinacjami liniowymi stanów d , s biorących udział w oddziaływaniu silnym:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \text{oraz} \quad \begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}_L,$$

gdzie

$$\begin{aligned} d_\theta &= d \cdot \cos \theta + s \cdot \sin \theta, \\ s_\theta &= -d \cdot \sin \theta + s \cdot \cos \theta, \end{aligned}$$

a θ jest kątem Cabibbo, który został wprowadzony dla wyjaśnienia, dlaczego rozpady barionów dziwnych są o kilka rzędów wielkości rzadsze niż oczekiwano by się na podstawie uniwersalności oddziaływań słabych.

Co jednak wiemy od strony eksperymentalnej o kwarku powabnym, odgrywającym tak istotną rolę w teorii? Czy obserwujemy hadrony powabne podobnie jak to się dzieje w przypadku hadronów dziwnych (kaony, hiperony, rezonanse dziwne)?

4. Rewolucja listopadowa

Aby odpowiedzieć na to pytanie, przypomnijmy wpierw o wydarzeniu, które nastąpiło w Stanach Zjednoczonych w listopadzie 1974 r. a które wielu fizyków nie waha się nazwać „rewolucją” w fizyce cząstek elementarnych. W dwóch ośrodkach amerykańskich, w Brookhaven (BNL) i w Stanfordzie (SLAC) odkryto praktycznie równocześnie, choć zupełnie niezależnie, nową cząstkę długożyciową o dużej masie, oznaczoną symbolem J/ψ . Grupa MIT badała w Brookhaven masę efektywną par pozytonowo-elektronowych e^+e^- tworzonych w oddziaływaniu protonów o pędzie 28 GeV/c padających na tarczę berylową:

$$p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + \text{cokolwiek}$$

⁷ Podczas oddziaływania słabego leptony i kwarki z danego dubletu pozostają zawsze w ramach tego samego dubletu.

przy użyciu dwuramiennego spektrometru magnetycznego. W widmie masy efektywnej par e^+e^- zaobserwowano w pobliżu $3,1 \text{ GeV}/c^2$ wąskie maksimum o szerokości mniejszej niż zdolność rozdzielcza aparatury, powstające w wyniku rozpadu nowej cząstki J . Grupa SLAC-LBL w Stanfordzie badała metodą zderzających się wiązek proces anihilacji par pozyton–elektron e^+e^- , stwierdzając w pobliżu energii $3,1 \text{ GeV}$ (w układzie środka masy) bardzo wąskie maksimum, o szerokości zgodnej ze zdolnością rozdzielczą aparatury, ujawniające się zarówno w kanale rozproszeniowym:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-,$$

jak i w kanałach anihilacyjnych z produkcją par mionowych lub hadronów:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-,$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{hadrony}.$$

Obserwacja ta świadczyła o tworzeniu się i rozpadzie cząstki ψ identyfikowanej, ze względu na jej własności, z cząstką J zaobserwowaną w Brookhaven⁸. Niezwykłość dokonanej obserwacji polegała na tym, że przy tak dużej masie, około $3,1 \text{ GeV}/c^2$, oczekiwana szerokość naturalna Γ cząstki winna być rzędu 100 MeV (tzn. czas życia około 10^{-23} s). Tymczasem wyznaczona szerokość naturalna wynosiła $\Gamma \approx 69 \text{ keV}$ (czas życia około 10^{-20} s), co wyraźnie wskazywało na to, że nowa cząstka J/ψ nie była jeszcze jednym spośród wielu rezonansów obserwowanych w latach poprzednich, lecz stanowiła obiekt rzeczywiście odmienny.

W celu wyjaśnienia własności cząstki J/ψ i ewentualnie znalezienia innych do niej podobnych, podjęto ogromny wysiłek zarówno doświadczalny jak i teoretyczny. W ciągu kilku dni po ogłoszeniu pierwszej informacji o odkryciu, cząstkę J/ψ zaobserwowano w ośrodkach we Frascati i w Hamburgu a po dwóch tygodniach — znowu w Stanfordzie! — odkryto następną cząstkę dłużejżyciową, o masie około $3,7 \text{ GeV}/c^2$ i szerokości naturalnej $\Gamma \approx 228 \text{ keV}$, oznaczoną jako ψ' . Dalsze badania prowadzone w latach 1975—1976 wykazały istnienie szeregu nowych stanów rezonansowych $\psi''(4,1)$, $\psi'''(4,4)$, ..., związanych własnościami z rodziną cząstek J/ψ , co dało początek tzw. fizyce nowych cząstek. O tym jak wysoko społeczność fizyków oceniła doniosłość tych wydarzeń świadczy fakt przyznania kierownikom zespołów z Brookhaven i Stanfordu, S. Tingowi i B. Richterowi, nagrody Nobla w r. 1976, a więc w dwa lata po ogłoszeniu doniesienia o obserwacji cząstki J/ψ !

Istnieje wiele prób interpretacji teoretycznej nowych cząstek; wydaje się jednak najbardziej naturalne szukać wyjaśnienia ich istoty w ramach modelu standardowego. Zgodnie z tym poglądem, obserwacja cząstek J/ψ stanowi dowód występowania kwarku o czwartej odmianie zapachu — kwarku powabnego c , o masie znacząco większej od masy kwarku dziwnego. Cząstki

⁸ Stąd symbol J/ψ ; cząstkę tę nazywa się żartobliwie w języku angielskim „gypsy” (cyganka) ze względu na wymowę liter „J” i „ψ”.

z rodziny J/ψ opisuje się jako stany związane kwarku i antykwarku powabnego ($c\bar{c}$); są to więc mezony z „ukrytym” powabem, podobnie jak poprzednio obserwowany mezon $\Phi(1020)$ rozpadający się w około 82% przypadków na parę kaonów — mezonów dziwnych — można opisywać jako stan związany kwarku i antykwarku dziwnego ($s\bar{s}$) (tj. z „ukrytą” dziwnością). Małe szerokości naturalne cząstek $J/\psi(3,1)$ i $\psi'(3,7)$ świadczą o tym, że ich ewentualne rozpady na mezony powabne są wzbronione przez zasadę zachowania energii: masa spoczynkowa najbliższej cząstki powabnej musi zatem przewyższać $3,7/2 \text{ GeV}/c^2 \approx 1,8 \text{ GeV}/c^2$. Duża szerokość naturalna $\Gamma \approx 200 \text{ MeV}$ kolejnej cząstki należącej do tej samej rodziny, $\psi''(4,1)$, wskazuje na to, że zakaz rozpadu na cząstki powabne zostaje zniesiony po osiągnięciu energii rzędu $4,1 \text{ GeV}$ (w układzie środka masy rozpadającej się cząstki).

W tzw. modelu „charmonium”, cząstki J/ψ oraz ψ' o spinie J , parzystości P oraz parzystości ładunkowej C , J^{PC} , opisuje się jako podstawowy oraz pierwszy wzbudzony radialnie stan ortocharmonium $n^{2S+1}L_J$ ^o:

$$\begin{aligned} \text{orto: } \psi(3,1)(1^{--}): 1 \ ^3S_1 \\ \psi'(3,7)(1^{--}): 2 \ ^3S_1. \end{aligned}$$

Wynikałaby stąd konieczność istnienia innych stanów orto i paracharmonium, między którymi mogłyby zachodzić przejścia elektromagnetyczne z emisją fotonów γ . Istotnie, szereg takich stanów zaobserwowano w doświadczeniach ze zderzającymi się wiązkami e^+e^- w Stanfordzie (SLAC) i Hamburgu (DESY); oto jeden z możliwych schematów przyporządkowania nowych cząstek stanom orto- i paracharmonium:

$$\begin{aligned} \text{orto: } \chi(3,41)(0^{++}): 1 \ ^3P_0 \\ P_c(3,50)(1^{++}): 1 \ ^3P_1 \\ \chi(3,55)(2^{++}): 1 \ ^3P_2 \\ \text{para: } \chi(2,82)(0^{-+}): 1 \ ^1S_0 \\ \chi(3,45)(0^{-+}): 2 \ ^1S_0. \end{aligned}$$

Spośród powyższych stanów najmniej pewny jest $\chi(2,85)$, którego istnienie sugeruje grupa z Hamburga na podstawie analizy trójfotonowych stanów końcowych w procesie anihilacji:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma,$$

obserwowanych w pobliżu energii $3,1 \text{ GeV}$ i $3,7 \text{ GeV}$. Przypuszcza się też, że rezonanse $\psi''(4,1)$ i $\psi'''(4,4)$ mogą stanowić kolejne, wyższe wzbudzenia radialne cząstki J/ψ .

Niezależnym faktem eksperymentalnym, świadczącym o konieczności uwzględnienia występowania kwarku o czwartej odmianie zapachu, jest obser-

^o. Nowe cząstki traktuje się więc jako układ związany kwarku i antykwarku, w którym działa szybko rosnący potencjał przyciągający; stany tego układu oznacza się zgodnie z ogólnie przyjętą symboliką spektroskopii atomowej.

wacja efektów progowych i „skoku” w przebiegu zależności od energii (w układzie środka masy zderzających się par e^+e^-) wielkości R , zdefiniowanej jako stosunek przekrojów czynnych na produkcję hadronów i par mionowych w procesie anihilacji e^+e^- :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Przyjmując bowiem, że proces $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ przebiega za pośrednictwem pary kwarków $q\bar{q}$, która następnie zamienia się w końcowy stan hadronowy:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony},$$

można oczekiwać dla kwarków punktowych, że mechanizm taki jest bardzo podobny do tego, który zachodzi w procesie:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-.$$

Jedyna różnica polega na tym, że ładunki elektryczne wytworzonych kwarków wynoszą $\pm 1/3$ lub $\pm 2/3$ a nie ± 1 . W przybliżeniu relatywistycznym wielkość R jest wówczas niezależna od energii (co świadczy o punktowości kwarków) a jej wartość liczbową równa jest sumie kwadratów ładunków wszystkich rodzajów kwarków (przy uwzględnieniu zarówno ich zapachu jak i koloru):

$$R = \sum_{\substack{\text{zapach} \\ \text{kolor}}} q^2.$$

Z łatwością można obliczyć, że w przypadku kwarków w trzech odmianach zapachu, $R = 2$; natomiast dla czterech trójkolorowych kwarków $R = 3\frac{1}{3}$. Doświadczalnie $R \approx 2,5$ poniżej energii około 3 GeV w układzie środka masy e^+e^- , w niezłej zgodności z wartością $R = 2$ obliczoną wyżej dla trzech trójkolorowych kwarków u, d, s . W zakresie energii od około 3 do około 4,5 GeV, wielkość R ustala się przy wartości $R \approx 5$. Wydaje się więc, że w tym zakresie energii zachodzi produkcja co najmniej jednego kwarku w nowej odmianie zapachu; jest nim prawdopodobnie kwark powabny c (patrz jednakże § 5 niżej).

Największe znaczenie dla hipotezy czwartego kwarku powabnego miałyby jednak bezpośrednie obserwacje hadronów powabnych — nośników liczby kwantowej powabu. Źródłem ich produkcji i rozpadu mogą być na przykład oddziaływania słabe neutronów wielkiej energii z nukleonami prowadzące do pojawienia się dwóch leptonów oraz cząstki dziwnej w stanie końcowym:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\rightarrow \mu^+\mu^- + \text{hadrony} \quad (S \neq 0), \\ &\rightarrow \mu^-e^+ + \text{hadrony} \quad (S \neq 0). \end{aligned}$$

Szczególnie istotne jest tu występowanie cząstki dziwnej ($S \neq 0$) wśród hadronów stanu końcowego: stanowi to bowiem sygnaturę rozpadu słabego cząstki powabnej. Jak wiemy (mechanizm GIM!) cząstki takie z dużym praw-

dopodobieństwem rozpadają się w oddziaływaniu słabym na cząstki dziwne. W interpretacji kwarkowej, ciąg zachodzących wydarzeń można zapisać następująco:

$$\left. \begin{array}{l} \nu_{\mu} + d \rightarrow c + \mu^{-}, \\ c \rightarrow s + \mu^{+} + \nu_{\mu} \\ \text{albo } c \rightarrow s + e^{+} + \nu_e \end{array} \right\} \text{rozpady semileptonowe,}$$

co w sposób oczywisty wyjaśnia występowanie w stanie końcowym pary leptonów i cząstki dziwnej. Tego rodzaju przypadków dileptonowych zaobserwowano wiele w ciągu kilku lat; wszystkie te obserwacje zgodne są z interpretacją modelu standardowego zakładającą występowanie czwartego kwarku powabnego. Nie zezwoliły one jednak na obserwację torów lub wyznaczenie mas cząstek powabnych¹⁰.

Wyniki pierwszych doświadczeń, w których nie tylko zaobserwowano rozkłady cząstek powabnych ale zmierzono też ich masy, przedstawiły zespoły z Berkeley i Stanfordu dopiero na XVIII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wielkich Energii w Tbilisi w lipcu 1976 r.¹¹.

Badając anihilację par $e^{+}e^{-}$ przy użyciu aparatury SPEAR w Stanfordzie, w zakresie energii w układzie środka masy od 3,9 do 4,6 GeV, zaobserwowano wąskie maksimum przy wartości 1,87 GeV/ c^2 w rozkładzie masy niezmienniczej kaonu i pionów: $K^{\pm}\pi^{\mp}$ oraz $K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\mp}$. Zinterpretowano je jako wynik rozpadu cząstki neutralnej o masie $m_0 = (1865 \pm 15)$ MeV/ c^2 i szerokości mniejszej niż eksperymentalna zdolność rozdzielcza $\Gamma < 40$ MeV/ c^2 . Stwierdzono też, analizując widmo mas obiektów odrzutu, towarzyszących obserwowanej cząstce, że produkowana jest ona łącznie z cząstką o masie $m_r = (2,01 \pm 0,02)$ GeV/ c^2 . Wkrótce zaobserwowano też w rozkładzie masy niezmienniczej $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ wąskie maksimum odpowiadające cząstce naładowanej o masie większej o około 11 MeV: $m_{\pm} = (1876 \pm 15)$ MeV/ c^2 , również produkowanej łącznie z cząstką odrzutu o masie $m_r = (2,01 \pm 0,02)$ GeV/ c^2 .

Zaobserwowane przypadki można pięknie zinterpretować w ramach modelu standardowego jako przykłady mezonów powabnych, zawierających jako jeden ze składników czwarty kwark powabny c (cząstki te byłyby więc obdarzone powabem w sposób „jawny”). Według tego poglądu mielibyśmy do czynienia z izodoubletem pseudoskalarnych mezonów powabnych (D^+, D^0) o izospinie $I = 1/2$, złożonych z kwarku powabnego c oraz odpowiednio antykwarku \bar{u} , \bar{d} , dających wypadkowy spin równy zero: $D^0 \equiv (c\bar{u})$, $D^+ \equiv (c\bar{d})$,

¹⁰ Ocenia się, że średnie czasy życia cząstek powabnych są rzędu 10^{-13} s. Posługując się komorami pęcherzykowymi, nie można zaobserwować torów cząstek o tak małym czasie życia. Cząstki pochodzące z pierwotnego aktu produkcji i wtórnego rozpadu dają tory wychodzące z tego samego wierzchołka zarejestrowanego na filmie. Tor cząstki o czasie życia $10^{-13} \div 10^{-12}$ s można natomiast zarejestrować w emulsji jądrowej dzięki jej wielkiej przestrzennej zdolności rozdzielczej. Znalaziono w ten sposób jeden przypadek — kandydata na cząstkę powabną.

¹¹ Opublikowano je w *Phys. Rev. Lett.* **37**, 255, 569 (1976).

o spinie i parzystości $J^P = 0^-$. Mezony te rozpadałyby się w następujących kanałach:

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow K^\pm + \pi^\mp, \\ D^0 &\rightarrow K^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm + \pi^\mp, \\ D^+ &\rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+. \end{aligned}$$

Masy mezonów D wynoszą:

$$\begin{aligned} m_0 &= (1865 \pm 15) \text{ MeV}/c^2, \\ m_\pm &= (1876 \pm 15) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

a szerokość ze względu na rozpad $\Gamma < 40 \text{ MeV}/c^2$. Mezony te produkowane są łącznie z obiektami, które identyfikujemy z izovektorowym dubletem mezonów powabnych (D^{*0}, D^{*+}) złożonych z tych samych kwarków co izodublet (D^0, D^+), lecz dających wypadkowy spin równy jedności. Mezony te, o masach:

$$m_* = (2,01 \pm 0,02) \text{ GeV}/c^2,$$

rozpadają się z największym prawdopodobieństwem w kanałach:

$$\begin{aligned} D^{*0} &\rightarrow D^0 + \pi^0, \\ D^{*+} &\rightarrow D^0 + \pi^+. \end{aligned}$$

Ostatecznie więc, badany proces anihilacji e^+e^- można opisać jako łączną produkcję pary mezonów powabnych:

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow D + \bar{D}^*, \\ e^+ + e^- &\rightarrow \bar{D} + D^*. \end{aligned}$$

Komentując opisane wyżej wyniki, A. De Rujula powiedział w podsumowaniu swego referatu: „Główny wniosek Konferencji: najprawdopodobniej odkryto powab” [4].

5. I co dalej?

W tym miejscu narzuca się pytanie: skoro odkryto czwarty kwark (powabny), czy mogą występować dalsze kwarki w innych odmianach zapachu? A także: czy istnieje więcej leptonów? Jesteśmy pewni, że istnieją cztery leptony ν_e, e^-, ν, μ^- ; jesteśmy niemal pewni, że występują cztery kwarki u, d, s, c . W ten sposób spełniona jest zasada symetrii leptonowo-hadronowej. Zasadę tę możemy nadal utrzymać, zwiększając zarówno liczbę leptonów jak i liczbę kwarków o dwa, na przykład ν_U, U^- oraz t, b ¹²:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_U \\ U^- \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} u \\ d_0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s_0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

¹² Oznaczenia te pochodzą od słów angielskich „unknown” (nieznany) oraz „top” (góra) i „bottom” (dół); albo, jeśli kto woli nazwy bardziej poetyczne, „truth” (prawda) i „beauty” (piękno). Zakładamy tu istnienie trzeciego bezmasowego neutrino ν_U stowarzyszonego z leptonem U^- oraz przyjmujemy, że kwarki t, b są trójbarwowe.

O tym, że w doświadczeniach mogą występować dodatkowe leptony albo kwarki świadczy obserwowana wartość $R \approx 5$ powyżej energii 4,5 GeV. Obliczamy z łatwością, że dla czterech kwarków i sześciu leptonów $R = 4\frac{1}{3}$; dla sześciu kwarków i leptonów $R = 6$. Co więcej, w Stanfordzie zaobserwowano w r. 1975 przy badaniu anihilacji e^+e^- produkcję par leptonowych:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^\pm + e^\mp + \text{cokolwiek} ,$$

których nie udało się zinterpretować przyjmując jako ich źródło znane cząstki. Jako wyjaśnienie zaproponowano więc, że proces przebiega z produkcją i rozpadem nowego masywnego leptonu U^\pm :

$$e^+ + e^- \rightarrow U^\pm + U^\mp ,$$

rozpadającego się z emisją stowarzyszonego z nim neutrino ν_U na znane leptony:

$$U^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_U ,$$

$$U^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_U .$$

Ostatnio, w połowie 1977 r., grupa z DESY opublikowała dane na temat anihilacji e^+e^- w zakresie energii od 3,6 do 5,6 GeV w układzie środka masy, stanowiące zdaniem ich autorów dowód istnienia nowego ciężkiego leptonu τ^\pm powstającego przy energii wyższej od około 4 GeV w procesie:

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^\pm + \tau^\mp ,$$

$$\tau^\pm \rightarrow l^\pm + \nu_l + \nu_\tau ,$$

gdzie l oznacza znane leptony μ, e (chodzi tu prawdopodobnie o tę samą cząstkę, obserwowaną wcześniej w Stanfordzie). Grupa z DESY ocenia masę ciężkiego leptonu τ jako:

$$m_\tau = (1,91 \pm 0,1) \text{ GeV}/c^2 ,$$

jego średni czas życia:

$$\tau_\tau < 10^{-11} \text{ s} ,$$

oraz szacuje górną granicę masy stowarzyszonego z nim neutrino ν_τ :

$$m_{\nu_\tau} < 500 \text{ MeV}/c^2 .$$

Na podstawie szczegółowej analizy charakterystyk obserwowanych przypadków, autorzy wykluczają inne interpretacje, w szczególności semileptonowe rozpady mezonów powabnych¹³.

¹³ Jeśli ktoś zaniepokojony wzrostem liczby obiektów elementarnych zadałby w tym miejscu pytanie: komu potrzeba sześciu leptonów (i sześciu kwarków)?, można by mu odpowiedzieć pytaniem: a kto potrzebuje czterech leptonów i czterech kwarków?

Skomentujemy zaistniałą sytuację słowami H. Harariego:

„Doświadczalnie i fenomenologicznie otrzymaliśmy następujący obraz ogólny: istnieją cztery ustalone leptony; piąty (a może i szósty?) lepton prawdopodobnie zaobserwowano, choć jeszcze nie ustalono definitywnie ich istnienia. Mamy kwarki w trzech odmianach zapachu; czwarty kwark niemal na pewno też występuje. Wkrótce będziemy potrzebowali dodatkowych odmian zapachu (a może już je obserwujemy?) Wydaje się, że idea koloru jest prawidłowa i że każdy zapach występuje w trzech kolorach.

Mając 4 do 6 leptonów i 12 do 18 kwarków (uwzględniając kolor i zapach) zaczynamy mieć wątpliwości: czy rzeczywiście wszystkie te obiekty są elementarne?” [8].

Na zakończenie nawiążę ponownie do wstępnego cytatu z pracy Diraca stawiając pytanie: czyżbyśmy istotnie osiągnęli zrozumienie „ostatecznej struktury materii”? Jeśli ktoś dałby tu odpowiedź pozytywną, tzn. jeśli oczekiwałby, że w dalszych badaniach (przechodząc do wyższych energii zderzających się cząstek?) nie uda nam się wyodrębnić podstawowych składników nukleonów — kwarków (zarazem traktując kwarki nie jako wygodny język służący do opisu struktury nukleonu lecz jako obiekty „istniejące”), to wydaje mi się, iż stanąłby on wobec konieczności zmiany poglądu na temat znaczenia terminu „obserwacja”; innymi słowy, zmiany akceptowanego dotąd programu epistemologicznego. „Obserwacja” cząstki znaczyła dotąd tyle, że potrafiliśmy podać przepis operacyjny, zgodnie z którym rejestrowaliśmy na ogół zarówno akt oddziaływania w stanie początkowym interpretowany jako „wytworzenie” cząstki¹⁴ jak i oddziaływania w stanie końcowym, tłumaczony jako jej „rozpad” lub „rozproszenie”¹⁵. W tym miejscu zacytuję słowa S. Glaszowa, podsumowując nimi powyższe uwagi:

„Model standardowy jest ambitną próbą opisu całej fizyki cząstek elementarnych. Stanowi on naturalne zakończenie ciągu spektroskopii, na jakie napotykała fizyka: od atomowej przez jądrową i hadronową do kwarkowej. Jakże bowiem badać strukturę kwarku — obiektu, którego z przyczyn zasadniczych nie możemy wytworzyć?” [9].

Sądzę, iż odpowiedzi na to — i inne pytania — udzielią przysze doświadczenia.

Czytelników zainteresowanych zagadnieniami poruszonymi w powyższym odczycie odsyłam do bardziej szczegółowych artykułów przeglądowych publikowanych w *Postęпах Fizyki*, w tomie 27 z r. 1976: W. Gajewskiego i M. Świąckiego „Model partonowo-kwarkowy hadronów” (zeszyt 4) oraz G. Białkowskiego „Nowe cząstki” (zeszyt 6).

¹⁴ rozumiejąc przez to nie tylko „kreację”, np. pary elektron-pozyton w zderzeniu dwóch elektronów: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+ + e^-$, lecz także „wybicie” ze struktury złożonej, np. elektronu z atomu wodoru w procesie jonizacji: $e^- + H \rightarrow e^- + e^- + p$,

¹⁵ uwzględniając tu procesy elastyczne i nieelastyczne, m.in. wzbudzenie i jonizację atomów substancji, przez którą cząstka przechodzi.

Literatura

- [1] P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford University Press 1959, s. 3.
- [2] W. E. Burcham, *Nuclear Physics. An Introduction*, Longmans Green and Co Ltd. 1967, s. 492.
- [3] Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, July 1976, Vol. I, II. Dubna 1977.
- [4] A. De Rujula, *ibid.* N111.
- [5] S. S. Gershtein, *ibid.* B125.
- [6] G. Białkowski, R. Sosnowski, *Cząstki elementarne*, PWN, Warszawa 1971, s. 21.
- [7] J. Iliopoulos, *An Introduction to Gauge Theories*, CERN 76-11, 15 June 1976.
- [8] H. Harari, *Comments Nucl. Part. Phys.* 6, 123 (1976).
- [9] S. Glashow, *Symetries et nouvelles particules*, tome 1, L'Ecole de Gif-Sur-Yvette 1975, s. 131.
- [10] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, Inc. Reading, Massachusetts 1972, tłum. ros. Moskwa 1975, 176, 179.
- [11] V. J. Zakharow [3], B69.

Zofia Mizgier

Polskie Towarzystwo Fizyczne
Warszawa

Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Część II

Foundation and Development of the Polish Physical Society. Part II

Abstract: In this, the second part of her chronicle, her author relates the activities of the Polish Physical Society from 1920 to 1939.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Okres 1920—1939

Zjazd Organizacyjny Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbył się w Warszawie dnia 11 kwietnia 1920 r, [49] przy udziale delegatów z Warszawy, Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania.

„Widzę prawie jak dzisiaj mały pokój laboratoryjny na Politechnice Warszawskiej, który nam służył za salę konferencyjną. Przewodniczył nasz senior prof. Władysław Natanson. Zebranie liczyło zapewne dwadzieścia kilka osób, w tym 18 członków założycieli. Byliśmy wszyscy wzruszeni faktem, że oto zawiązujemy ogólnopolską organizację” — powie w 30 lat później naoczny świadek — prof. Stefan Pieńkowski [50].

W podniosłym nastroju wysłuchano przemówienia powitalnego, które wygłosił przewodniczący obradom prof. Władysław Natanson. Początek tej mowy brzmiał jak ślubowanie:

... „związani w tym Towarzystwie, postanawiamy gorliwie i wiernie służyć Narodowi naszemu. Powołanie każe nam poznawać i rozważać Naturę; od niej, od pramacierzy, od pierwowzoru wszystkiego, co jest, chcemy uczyć się myśleć, ona bowiem karmi nas nie tylko chlebem codziennym, ona wznieca w nas wrażenia, ona budzi pojęcia, ona wytwarza całe nasze życie duchowe. Chcemy iść razem, iść naprzód z wielką nauką świata; chcemy korzystać ze

wszystkich zdobyczy szerokiej myśli wszechludzkiej, chcemy uczestniczyć spólrzędnie i czynnie w jej niepowstrzymanym i wspaniałym pochodzie. Pragniemy uczyć się nieprzerwanie i innym pomagać się uczyć, ażeby przyczynić się do postępu i, da Bóg, do rozkwitu Narodu, ażeby spełnić nasz obowiązek względem jego przyszłych pokoleń"... [49].

Po wysłuchaniu przemówienia inauguracyjnego przyjęto statut, omówiony poprzednio na zebraniach fizyków w poszczególnych miastach uniwersyteckich i wybrano Zarząd w składzie: Władysław Natanson (przewodniczący), Stanisław Kalinowski (zastępca przewodniczącego), członkowie Zarządu — Czesław Białobrzeski, Tadeusz Godlewski, Marian Grotowski, Stefan Pieńkowski, Mieczysław Pożaryski. Skarbnikiem tego pierwszego Zarządu Głównego został M. Pożaryski, sekretarzem — M. Grotowski. Zgodnie ze statutem Zarząd powołał do swego grona przewodniczących oddziałów miejscowych. Punkt ciężkości pracy Towarzystwa w postaci posiedzeń naukowych i odczytów popularnych przerzucił się z kolei na nowo utworzone Oddziały miejscowe.

Dotychczasowe Towarzystwo Fizyczne w Warszawie przekształciło się w Oddział Warszawski PTF (maj 1920 r.). Oddział Krakowski powstał w tym samym czasie, Wileński — jeszcze w marcu 1920 r., Lwowski — w roku następnym. Oddział Poznański powstał z Poznańskiego Towarzystwa Fizycznego w czerwcu 1923 r. [51]. Oficjalne przyjęcie go do PTF nastąpiło na Walnym Zgromadzeniu w r. 1924 [52].

Statut PTF został zalegalizowany w dniu 19 maja 1920 r. W Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego znajduje się jego kopia, obejmująca 7 stron maszynopisu [53]. Statut ten, jak się zdaje, w przeciwieństwie do statutów innych towarzystw naukowych, nigdy nie był ogłoszony drukiem.

W § 1 Cele Towarzystwa zakreślono bardzo szeroko:

„Polskie Towarzystwo Fizyczne ma na celu łączyć i kojarzyć we wspólnej i zgodnej pracy działalność osób, które zajmują się w Polsce badaniami w zakresie fizyki lub nauk pokrewnych, albo też poświęcają się nauczaniu i rozpowszechnianiu w Polsce tych nauk, lub wreszcie interesują się ich rozwojem i postępowaniem i pragną mu dopomóc.

Towarzystwo może również starać się o ułatwienie swym członkom ich działalności w wyżej wskazanym zakresie i dopomagać jej wszelkimi Towarzystwu dostępnymi sposobami.

Przez fizykę i pokrewne jej nauki, należy rozumieć, w zdaniach poprzedzających, zarówno czyste, czyli teoretyczne działy umiejętności, o których mowa, jak też i zastosowanie ich w życiu praktycznym” [54].

Mimo późniejszych drobnych poprawek statutu ten paragraf przez lat kilkanaście w okresie międzywojennym nie uległ merytorycznym zmianom.

Jeden z dalszych paragrafów (§ 5), zatytułowany: Działalność Towarzystwa zawierał ramowy program pracy: odbywanie posiedzeń naukowych, urządzanie wykładów, odczytów, wystaw i wycieczek, zwoływanie zjazdów i konferencji, wchodzenie w skład międzynarodowych związków (unii) fizycznych, zakładanie pracowni i bibliotek, wydawanie sprawozdań z prac, czasopism

pism i innych wydawnictw, przyznawanie zapomóg i nagród w celu popierania pracy naukowej, wnoszenie do władz memoriałów, wydawanie opinii i informacji.

Członkowie dzielili się na rzeczywistych honorowych.

Walne Zgromadzenie miało odbywać się w zasadzie corocznie. Kadencja wybieranych na Walnym Zgromadzeniu Zarządu Głównego i Komisji



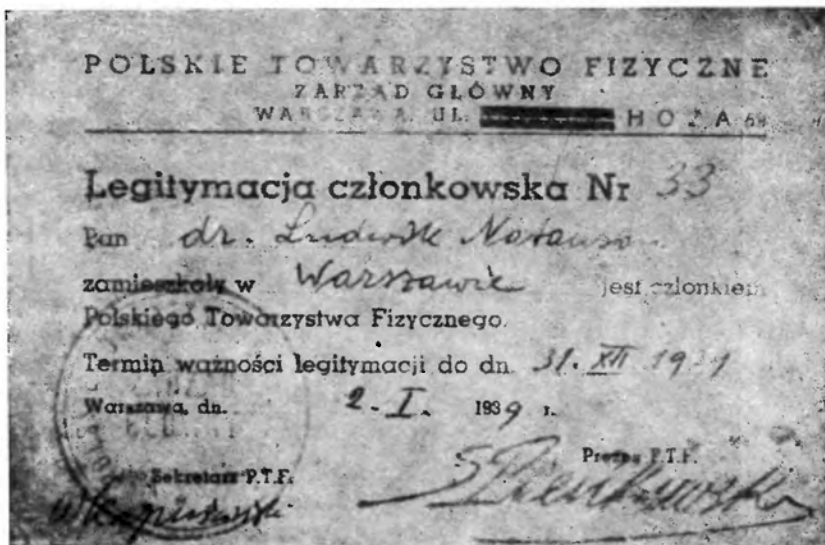
Ryc. 1. Stefan Pieńkowski (1883—1953), profesor Uniwersytetu Warszawskiego, jeden z założycieli, wielokrotny przewodniczący oraz członek honorowy PTF

Rewizyjnej trwała 3 lata. Do Zarządu Głównego, oprócz 7 osób wybieranych na Walnym Zgromadzeniu (przewodniczący, wiceprzewodniczący i 5 członków Zarządu) wchodził przewodniczący wszystkich Oddziałów miejscowych.

Oddziały miejscowe mogły powstawać prowizorycznie na zasadzie wyrażonego na piśmie życzenia dostatecznej liczby członków, byle z upoważnieniem Zarządu Głównego (§ 13); wymagało to jednak sankcji najbliższego Walnego Zgromadzenia.

Jako założycieli wymieniono w statucie 3 osoby: oprócz wspomnianych już wielokrotnie St. Kalinowskiego i M. Grotowskiego pojawia się tu nazwisko Stefana Pieńkowskiego, który odtąd przez lat 33, aż do chwili śmierci, będzie jednym z najaktywniejszych członków Towarzystwa, dźwigającym ofiarnie główny ciężar prac organizacyjnych.

Zmiany w statucie przeprowadzono dopiero po 12 latach — na Walnym Zgromadzeniu w 1932 r. Zmiany te, opracowane przez Komisję Statutową [55] w składzie: Władysław Natanson, Mieczysław Jeżewski, Waclaw Werner i Konstanty Zakrzewski, dotyczyły zawiązywania w Oddziałach Sekcji Dy-



Ryc. 2. Legitymacja członka PTF

daktycznych i zarysu ich organizacji, o czym będzie jeszcze mowa na innym miejscu. Do Zarządu Głównego wchodził odtąd przewodniczący Sekcji Dydaktycznej Oddziału Warszawskiego; liczbę członków Zarządu wybieranych przez Walne Zgromadzenie zmniejszono do trzech.

Walne Zgromadzenia miały się odbywać co 2 lata, tak, jak to już weszło w zwyczaj w odniesieniu do Zjazdów. Odpowiednio do tego skrócono czas trwania kadencji Zarządu Głównego i Komisji Rewizyjnej. Wprowadzono też określenie członka wspierającego i zmieniono brzmienie punktu dotyczącego wysokości składek.

Z zachowanych list członków rzeczywistych PTF z okresu międzywojennego, list, niestety, nie zawsze kompletnych, widać wyraźnie wzrost liczby członków w 2 Oddziałach: Warszawskim (z 73 członków w r. 1924 do 115 w r. 1937) i Wileńskim (z 18 członków w r. 1922 do 33). W r. 1925 według „Nauki Polskiej” (7, 277—278 (1927)) liczba członków PTF wynosiła 250 osób.

W zestawieniu z danymi z Oddziałów z r. 1924 [56], i r. 1928 [57] ogłoszonymi w „Sprawozdaniach i Pracach PTF” liczba ta wydawałaby się mocno przesadzona, podobnie, jak dane, zaczerpnięte z „Organonu” (1, 177 (1936)) — 270 osób, jednak odnaleziony brulion Sprawozdania Zarządu Głównego z r. 1930 [58] podaje liczbę pośrednią — 260.

Według zachowanych dwóch drukowanych list członków z lat 1936 [41] i 1937 [59] ogólna liczba członków PTF wynosiła w dniu 1. 12. 1936 r. — 216 osób, zaś w dniu 1. 12. 1937 r. — 209 osób (w tym 1 członek dożywotni). Na liście z r. 1936 zaznaczono gwiazdką nazwiska 21 „członków założycieli T-wa Fizycznego w Warszawie (1919 r.)”, jak głosiło załączone objaśnienie.

Wymienione listy obejmowały oczywiście nazwiska tylko żyjących wówczas członków PTF. Wśród założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie, zaznaczonych na liście z r. 1936, brak nieżyjącego już wtedy Józefa Wierusz-Kowalskiego (który zresztą nie był członkiem PTF), a zapewne przez przeoczenie opuszczono na obu listach nazwisko Mariana Grotowskiego, członka bardzo czynnego przy zakładaniu zarówno Towarzystwa Fizycznego w Warszawie jak i PTF. Lista 23 członków-założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie podana w pierwszej części niniejszego artykułu (Postępy Fizyki 28, 383 (1977)) uwzględniła obie te poprawki.

Na liście członków z r. 1937 zaznaczono jednakowo gwiazdkami nazwiska członków-założycieli obu towarzystw: Towarzystwa Fizycznego w Warszawie (1919 r.), względnie Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1920 r.). Oto pełna ich lista, z uwzględnieniem pominiętego, jak już wyżej wspomniano, Mariana Grotowskiego oraz 3 osób nieżyjących już w r. 1937 — Tadeusza Godlewskiego, Władysława Natansona i Józefa Wierusz-Kowalskiego.

Członkowie-założyciele Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego:

Czesław Białobrzęski, Gustaw Doborzyński, Helena Dobrowolska, Wanda Drège, Waclaw Dziewulski, Jadwiga Falkowska, Tadeusz Godlewski, Marian Grotowski, Stanisław Kalinowski, Leon Klecki, Zofia Kowalczevska-Dobrowolska, Hilary Lachs, Franciszek Liana, Władysław Natanson, Aniela Muszkat-Nowicka, Józef Patkowski, Stefan Pieńkowski, Witold Pogorzelski, Mieczysław Pożaryski, Zdzisław Rauszer, Stanisław Sachs, Aniela Sierakowska, Waclaw Staszewski, Edward Stenz, Wojciech Świętosławski, Irena Wasiutyńska, Józef Wąsik, Waclaw Werner, Ludwik Wertenstein, Matylda Wertenstein, Józef Wierusz-Kowalski, Feliks Joachim Wiśniewski, Konstanty Zakrzewski, Stanisław Ziemecki, Franciszek Zienkowski.

Ogólna liczba członków założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego wynosiła więc razem co najmniej 35 osób. Opierając się na cytowanym uprzednio wspomnieniu Zdzisława Rauszera [38] należałoby może do założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie zaliczyć jeszcze Zdzisława Rauszera i Wojciecha Świętosławskiego uwidoczni-nych, jako założyciele dopiero na łącznej liście z r. 1937.

Zestawienie członków Zarządu Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Zarządu Głównego PTF do r. 1939

Skład Zarządu Towarzystwa Fizycznego w Warszawie 1919—1920 r.: Józef Wierusz-Kowalski (przewodniczący), Stanisław Kalinowski (wiceprzewodniczący), Wacław Dziewulski (sekretarz), Marian Grotowski, Mieczysław Pożaryski (skarbnik). Po wyjeździe 2 członków: Stanisław Kalinowski (przewodniczący), Marian Grotowski, Mieczysław Pożaryski (skarbnik), Zofia Kowalczevska (sekretarz), Wacław Werner (por. Post. Fizyki **28**, 383, 385 (1977)).

Skład Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Okres 1920—1923 r.

Władysław Natanson (przewodniczący), Stanisław Kalinowski (wiceprzewodniczący), członkowie: Czesław Białobrzesci, Tadeusz Godlewski, Stefan Pieńkowski, Mieczysław Pożaryski (skarbnik) Marian Grotowski (sekretarz) * [49].

Okres 1923—1926 r.:

Stefan Pieńkowski (przewodniczący), Władysław Natanson (wiceprzewodniczący), członkowie: Czesław Białobrzesci, Mieczysław Wolfke, Józef Patkowski, Witold Pogorzelski [52] **.

Okres 1926—1929 r. (przedł. do r. 1930):

Stefan Pieńkowski (przewodniczący), Władysław Natanson (wiceprzewodniczący), członkowie: Czesław Białobrzesci, Witold Pogorzelski, Andrzej Sołtan (sekretarz) [58], Wacław Werner [60].

Okres 1930—1934 r.:

Mieczysław Wolfke (przewodniczący), Stefan Pieńkowski (wiceprzewodniczący), członkowie: Władysław Kapuściński, Wacław Werner [60 a] (sekretarz), Ludwik Wertenstein [61].

Okres 1934—1938 r.:

Czesław Białobrzesci (przewodniczący), Stefan Pieńkowski (wiceprzewodniczący), członkowie: Władysław Kapuściński, Stanisław Mrozowski (sekretarz), Wacław Werner [62].

Okres 1938 —

Stefan Pieńkowski (przewodniczący), Czesław Białobrzesci (wiceprzewodniczący), członkowie: Władysław Kapuściński (sekretarz), Józef Patkowski [62 a], Stanisław Ziemecki (skarbnik), [63].

Rozwój organizacyjny PTF zobrazowano na Powszechnej Wystawie Krajowej w Poznaniu, urządzonej w 10-lecie odzyskania niepodległości (r. 1929). W ramach wystawy Kasy im. Mianowskiego przedstawiono tam rozwój przeszło 20 najważniejszych polskich towarzystw naukowych. Schematy graficzne i plastyczne ilustrowały ich organizację, liczbę członków, fundusze i wydawnictwa, liczbę posiedzeń i referatów [64].

Najżywszą działalność naukową na posiedzeniach referatowych prze-

* Po jego ustąpieniu Witold Pogorzelski, fizyk i matematyk [59 a].

** Funkcje sekretarza pełnił Andrzej Sołtan [58].

jawiały początkowo Oddziały: Krakowski i Wileński — słabszą ośrodek Lwowski [65]. Próby zestawienia porównawczego osiągnięć poszczególnych Oddziałów nie mogą dać rezultatu, ponieważ nie wszystkie ośrodki ogłaszały swe sprawozdania. Według danych zaczerpniętych z organu PTF łączna liczba referatów wygłoszonych na posiedzeniach Oddziałów wraz z zebraniem dyskusyjnymi i prelekcjami publicznymi od czasu powstania PTF do lata 1928 r. osiągnęła liczbę 349. W liczbie tej 122 referaty przypadają na Oddział Warszawski, a 123 na Oddział Wileński.



• Ryc. 3. Karta uczestnictwa I Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie, 1923 r.

Ogólny przegląd dorobku naukowego fizyki polskiej odbywał się na Zjazdach. Pierwszy Zjazd Fizyków Polskich zwołany został w Warszawie w kwietniu 1923 r. Brali w nim udział pracownicy naukowcy ze wszystkich wyższych uczelni w Polsce i nauczyciele szkół średnich. Liczba uczestników dochodziła do 200. Zgodnie z wytycznymi wysuniętymi na I Kongresie, poświęconym zagadnieniom organizacji i rozwoju nauki polskiej (r. 1920) [44]. Zjazd rozpoczęto i zakończono wspólnym posiedzeniem z odbywającym się jednocześnie Zjazdem Chemików. Referatów wygłoszono 25, w tym 4 z zakresu geofizyki, 1 — z dziedziny dydaktyki. Ponadto wysłuchano 2 wykładów plenarnych [66]. W czasie Zjazdu odbyło się Walne Zgromadzenie, na którym wybrano nowy Zarząd Główny z prof. Stefanem Pińkowskim, jako przewodniczącym. Odtąd spr-

wuje on nieprzerwanie funkcje przewodniczącego, bądź wiceprzewodniczącego Towarzystwa, przyczyniając się w znacznej mierze do jego rozwoju i osiągnięć.

Począwszy od II Zjazdu, który miał miejsce w r. 1924 w Krakowie, następne Zjazdy powtarzały się regularnie co dwa lata kolejno we wszystkich miastach uniwersyteckich. Odbywały się one wg pewnego stałego schematu: wykłady

PROGRAM ZJAZDU

Dnia 3 kwietnia: Zebranie towarzyskie w sali Rady Miejskiej o godz. 8 wieczorem.

Dnia 4 kwietnia: Otwarcie Zjazdu (wspólne ze Zjazdem Chemików) w auli Politechniki o godz. 11 rano (Polna 3, gmach główny). Zebranie referatowe Fizyków o godz. 4 pp. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu przy ul. Hożej 69.

Dnia 5 kwietnia: Zebranie referatowe o godz. 10 rano i o 5 ppoł. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu.

Dnia 6 kwietnia: Zebranie referatowe o godz. 10 rano w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu.

Zamknięcie Zjazdu (wspólne ze Zjazdem Chemików) o g. 5 pp. w auli Politechniki.

Wieczorem kolacja wspólna w gmachu Stowarzyszenia Techników przy ul. Czackiego 3/5.

Dnia 7 kwietnia: Wycieczki zbiorowe.

Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbędzie się we czwartek d. 5 kwietnia od g. 3 do g. 5 pp. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu.

UWAGA: Biuro informacyjne Zjazdu mieścić się będzie w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu (ul. Hoża 69).

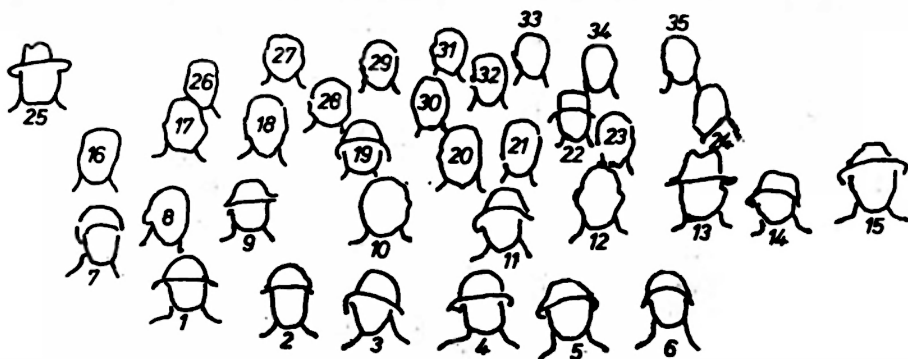
Ryc. 4. Program I Zjazdu Fizyków Polskich (wydrukowany na odwrocie karty uczestnictwa)

plenarne, na temat specjalnie interesujących i aktualnych zagadnień naukowych, przemówienia, poświęcone pamięci zmarłych fizyków, oraz referaty z prac własnych, wygłaszane przez autorów. Dla osób, pracujących nad pokrewnymi zagadnieniami, duże znaczenie miały też rozmowy kuluarowe. W 1924 r. następuje podział zgłoszonych referatów na sekcje: fizyczną i meteorologiczną* zaś na późniejszych Zjazdach: ogólną (naukową) i pedagogiczną (dydaktyczną).

Stopniowy wzrost liczby referatów sekcji ogólnej, widoczny z załączonego zestawienia (tablica 1), był wprawdzie zjawiskiem bardzo pocieszającym, z drugiej jednak strony pociągał za sobą ujemne skutki. Czas przemówień bywał z konieczności ograniczony, dyskusja nie mogła się należycie rozwinąć, a uczestników ogarniało nieuniknione znużenie.

* Geofizycy utworzyli oddzielne stowarzyszenie dopiero w latach trzydziestych [66 a].

„Jak w kalejdoskopie przesuwali się jeden po drugim referenci: co chwilę gaszono światła i przed oczyma oszołomionych nieco słuchaczy ukazywały się nieliczone przezrocza z schematami aparatur, fotografiami wewnątrz laboratoryjnych, tablicami liczbowymi, wykresami, widmami świetlnymi i rent-



Ryc. 5. Grupa uczestników II Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie, 1924 r., na wycieczce w Wieliczce: 1. ♀, 2. M. Wertensteinowa, 3. M. Pieńkowska, 4. ♀, 5. Z. Rotszajnowa, 6. Z. Kowalczevska-Dobrowolska). 7. ♀, 8. ♀, 9. I. Bóbr-Modrakowa, 10. S. Pieńkowski, 11. ♀ 12. J. Stock, 13. ♀, 14. M. Pietruszyńska-Majewska, 15. W. Dziewulski, 16. ♀, 17. ♀, 18. E. Stenz, 19. H. Grünbaumówna ♀, 20. C. Reczyński, 21. F. Zienkowski, 22. ♀, 23. A. B. Dobrowolski, 24. ♀, 25. A. Denizot (♂), 26. ♀, 27. ♀, 28. C. Pawłowski, 29. ♀, 30. ♀, 31. A. Piekara, 32. S. Szczeniowski, 33. H. Jeżewski, 34. W. Bernhardt, 35. W. Majewski *

* Niektórych osób na fotografiach 5, 6, 7 i 9 nie udało się zidentyfikować. Czytelników mogących je rozpoznać prosimy o pomoc. Redakcja.

genowskimi itp. Podczas jednego z referatów zjawił się na ekranie nawet... motocykl, świadek pewnej wyprawy badawczej.

Pokonując zmęczenie, z dumą i radością stwierdzano, jak rośnie i potężnieje fizyka polska. Ogromną większość mówców stanowili ludzie młodzi, stawiający pierwsze kroki w samodzielnym badaniu naukowym, często oniesmieleni, czasem gubiący się w szczegółach ze szkodą dla istotnej wartości referowanej pracy, a jednak tematy były zawsze prawie interesujące, dotyczyły zagadnień aktualnych, opracowane były starannie i stanowiły rzetelne wzbogacenie dorobku naukowego. Niewątpliwie tkwiła w tym wszystkim wielka zasługa kierowników placówek badawczych ..." [67].

W czacie Zjazdu odbywało się z reguły Walne Zgromadzenie PTF. Głosowali delegaci, wybrani przez poszczególne Oddziały. Zalecenia dla nowego Zarządu wytyczały w pewnej mierze program jego pracy. Na zakończenie Zjazdu organizowano wycieczki i zwiedzanie ciekawych obiektów przemysłowych. Od r. 1930 funkcjonowały, przeważnie w czasie Zjazdów, wystawy przyrządów fizycznych (krajowych) głównie pomocy szkolnych.

Podczas uroczystych wspólnych kolacji zjazdowych przemówienia profesorów, mądre, pełne sentymentu dla młodych, a często i bardzo dowcipne, były największą atrakcją dla tej „braci fizycznej”, która przyjechała na Zjazd referować swe prace dyplomowe. Przytoczymy tu wiersz prof. L. Wertensteina wygłoszony na bankiecie podczas IV Zjazdu w Wilnie:

BALLADA O CZWARTYM ZJEŹDZIE FIZYKÓW POLSKICH W WILNIE

Stary Budrys swych ówików, tegich jak sam fizyków
Do siebie przyzywa i rzecze:
Przewertujcie traktaty i wypiszcie cytaty
Na kryształy i gazy i ciecze.
Niech z was nikt nie przeoczy zabrać tuzin przezroczy,
Tęgi skrót i diagram uroczy —
Bo mówiono mi w Wilnie, że otrąbią niemylnie
Zjazd, co wszystkich fizyków zjednoczy.
Każdy z Was obrać musi, co najbardziej go kusi;
Wolna dana jest każdemu wola —
Ale niema tematu bez trzech pomp agregatu
I słynnego fotometru Molla.
Kto z Was łeb ma galanty, niech się bierze za kwanty
Diraca, de Broglie'a fal złudy,
Niechaj z delt Schrödingera matryc wyznacza zera
i Jordana kreśli amplitudy.
Człeka temperamentu pełnę do eksperymentu,
Aby kroczył śladem Faraday'a,
Lecz gdy z departamentu będzie brak sentymentu,
Wtedy żegnaj o wszelka nadziejo!
Którzy śmielsi są chłopcy, niechaj depeą grunt obcy,
Daleko, aż pod Board Rockfellera. —

Ten w Paryżu niech będzie, tamten w Cambridge lub Leydzie,
Pono tam tylko jest „atmosfera”.

Kto chce prac zbierać plony, niechaj śle elektrony
Na kryształy i proszki bezcenne,
Może zęby połamie na ciągnionym wolframie,
Lecz naboje zwycięży przestrzenne.

Ten się ze mną poróżni, kto nie zechce znać próżni,
Szósty rok ją „hoduje i prażę” —
Lecz przyrzekam dziś święcie, na następnym już święcie
Mgławicowe wam linie pokażę!

Może znajdzie kto chęci, aby oddać się rtęci,
Bo to całkiem przyjemna jest para,
Ma i pasma i prażki, najzupełniej jak z książki.
I tematów tam jest co niemiara.

Tam poświęty spóźnione i przeskoki wzbronione
I cząsteczki, co i są i ich nie ma.
S z jedyneką — synglety, a p z trójką — tryplety,
Całe o tym by pisać poema.

Toż i ja przed ówieré wiekiem, gdym był młodym człowiekiem,
Parą rtęci bywałem przejęty.
Dziś, gdy ją zauważam, bez litości wymrażam,
By p było: dziesięć do mniej n-tej!

Poprzez doły i zwały rwie się hufiec zuchwały,
Każdy w tece wielkiego coś chowa.
Czy tych badań tematem jest jak tworzy się atom?
Nie, mój panie, to para rtęciowa.

Pierwszy mówca zaczyna — ach! jak siarczysta mina.
Może powie coś o widmach siarki —
Co innego go nęci, on wyłoży jak w rtęci
Pasma w grzeczne składają się parki.

Lecz po pauzie niedługiej rzecz prowadzi mąż drugi,
Może rzeknie wam coś o... entropii.
Co innego się święci, będzie prawie że w rtęci
Szesnaście nowych prażków wytropił.

Do katedry już leci zadyszany mąż trzeci,
Twarz mu pała od wewnętrznej gorączki.
Lecz nim usta otworzył, stary Budrys już włożył
Rękawiczki, by ustrzec obrączki.”

Dla uczestników, poprzestających na egzaminie magisterskim, i pozbawionych emocji obrony pracy doktorskiej, referowanie na Zjeździe było głębokim przeżyciem. Tym z pośród fizyków, którym zdrowie lub warunki nie pozwalały pracować twórczo, Zjazdy — poza swoimi walorami naukowymi — dawały również bardzo wiele: wyrabiały poczucie solidarności, uczyły przeżywać radośnie cudze triumfy i pozwalały z nowym entuzjazmem powracać po Zjeździe do codziennej pracy. Były to prawdziwe święta fizyki polskiej.

Licząc się z przeładowaniem programów części ogólnej (naukowej) wprowadzano na dalszych Zjazdach, poczynając od VI podział materiału naukowego na 2 lub nawet 3 sekcje równoległe (poza sekcją pedagogiczną), możliwie

według ośrodków badawczych. W związku z tym Walne Zgromadzenie na VII Zjeździe w Krakowie przekazało Zarządowi Głównemu sprawę reorganizacji Zjazdów. Zagadnienie to rozważano na specjalnym posiedzeniu Zarządu Głównego 2. II. 35 z udziałem delegatów ze wszystkich Oddziałów. Opracowanie szczegółowego projektu reorganizacji Zjazdów według ustalonych wytycznych



Rys. 6. VI Zjazd Fizyków Polskich w Warszawie, 1932 r. W pierwszym rzędzie od lewej: W. Natanson, W. Rubinowicz, M. Wolfke, A. Denizot, S. Dickstein, w drugim rzędzie: M. Krügerowa, B. Klarnerowa, X, XX, S. Mrozowski, J. Falkowska, M. Wertensteinowa



Rys. 7. VI Zjazd Fizyków Polskich w Warszawie, 1932 r.. W pierwszym rzędzie od lewej: Z. Klemensiewicz, S. Kalandyk, M. Jeżewski, J. Patkowski, w drugim rzędzie: M. Sądziwiczowa (?), J. Wysocka, Z. Kowalczevska-Dobrowolska (?), M. Lubieniecka

zlecono Oddziałowi Wileńskiemu [68]. Innowacją wprowadzoną częściowo już na VIII Zjeździe we Lwowie w 1936 r. były referaty zbiorcze, jako próba syntezy. Na IX, ostatnim przed II wojną światową, Zjeździe Wileńskim przygotowano już tematyczny układ programu z przewagą referatów zbiorczych.

Ciekawe wnioski dadzą się wyciągnąć z porównania liczby referatów zjazdowych, reprezentujących różne działy fizyki. Na pierwszych zjazdach poza fizyką doświadczalną i geofizyką pojawia się niewielka (3—5) liczba referatów z fizyki teoretycznej. O referatach treści dydaktycznej będzie mowa oddzielnie. Liczba zgłoszonych prac z fizyki teoretycznej ulega z biegiem czasu zwiększeniu do kilkunastu, co w znacznej mierze jest zasługą ośrodka lwowskiego — nie przekraczając jednak 17% ogólnej liczby referatów sekcji naukowej.

Inny zupełnie stosunek panuje w tematyce odczytów plenarnych na Zjazdach. W ogólnym ich podsumowaniu do r. 1939 tematy teoretyczne, dotyczące zagadnień nowych i jak najbardziej aktualnych, stanowią 50% ogólnej liczby odczytów. Jakkolwiek więc niewielka tylko liczba fizyków polskich poświęcała się w tym czasie zagadnieniom teoretycznym, to organizatorzy Zjazdów, doceniając w pełni znaczenie teorii dla ogólnego rozwoju nauki, wysuwali te zagadnienia na pierwszy plan. Rola Zjazdów Fizyków Polskich w propagowaniu nowych idei jest bezsprzeczną zasługą Polskiego Towarzystwa Fizycznego na polu naukowym. O zjazdach międzynarodowych będzie mowa na innym miejscu.

Pierwszy krajowy zjazd fizyków o specjalnej tematyce i charakterze referatowo-dyskusyjnym odbył się w Zakładzie Fizyki Teoretycznej UJ w dniach 20—22. III. 1939 r., pod nazwą: Pierwsze Ogólnopolskie Konwersatorium Fizyki Teoretycznej [68 a].

Co się tyczy działalności PTF na polu organizacji badań naukowych, to, jak już uprzednio wspomniano [44], Towarzystwo Fizyczne w Warszawie brało udział w I Zjeździe, poświęconym zagadnieniom organizacji i rozwoju nauki polskiej (r. 1920), poprzez swego delegata Stefana Pieńkowskiego. Wkrótce po zawiązaniu PTF (czerwiec 1920 r.) Zarząd Główny zwołał zjazd, a właściwie naradę roboczą, kierowników pracowni fizycznych, na której omawiano potrzeby Zakładów Fizycznych przy uczelniach, wysunięto kilka wniosków, dotyczących charakteru studiów oraz zgłoszono projekt utworzenia centrali zakupów sprzętu dla placówek naukowych [49].

Na II Zjeździe (r. 1924) uchwalono podjąć starania w Ministerstwie Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego o podwyższenie uposażeń mechaników precyzyjnych, zatrudnionych w Zakładach Fizycznych. Do tego zagadnienia wracano z uporem kilkakrotnie, m.in. na VI Zjeździe w Krakowie. Dzięki staraniom ZG PTF sprawa uposażeń została ostatecznie załatwiona pozytywnie [69].

Wielkim sukcesem Towarzystwa, a właściwie jego ówczesnego przewodniczącego S. Pieńkowskiego, było uzyskanie dla PTF, w dobie wielkiego kryzysu gospodarczego, kredytów z Min. WR i OP na rozbudowę gmachu Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Nowe skrzydło, dobudowane w la-

tach 1930—1932, Zarząd Główny przekazał Zakładowi Fizyki Doświadczalnej UW, w zamian za co Zakład zobowiązał się zapewnić Towarzystwu nieograniczone w czasie korzystanie z potrzebnych mu pomieszczeń. (Na wyposażenie nowego skrzydła ZFD UW otrzymał 50 000 dolarów z fundacji Rockefellera [70]).



Rys. 8. Mieczysław Wolfke (1883—1947), profesor Politechniki Warszawskiej, przewodniczący PTF w latach 1930—1934

„Opowiadano w swoim czasie o dyskusji, która odbyła się pomiędzy prof. Wolfkem i prof. Pieńkowskim. Prof. Wolfke wysunął zastrzeżenie co do słuszności budowy skrzydła przez PTF. Prof. Pieńkowski odpowiedział, że jest rzeczą obojętną, jakie towarzystwo to skrzydło wybuduje — mogłoby to być Towarzystwo Wyścigów Konnych — byleby to skrzydło zostało wybudowane”. [71].

Sprawy dotyczące organizacji nauki poruszano na VI Zjeździe Fizyków (1932) dwukrotnie. Wśród kilku uchwał treści pedagogicznej Zjazd wypowiedział się za wprowadzeniem na wszystkich uniwersytetach w Polsce obowiązkowych wykładów i ćwiczeń z dydaktyki fizyki, zaś przewodniczący PTF Mieczysław Wolfke wygłosił znamieny odczyt, poświęcony fizyce technicznej. O zorganizowaniu Instytutu Fizyki Technicznej myślał już Stanisław Kalinowski jeszcze przed powstaniem Towarzystwa Fizycznego w Warszawie

[38]. Potrzebę zacieśnienia stosunków z przedstawicielami fizyki technicznej omawiano na IV Zjeździe Wileńskim (sprawozdanie Zarządu Głównego PTF r. 1928) [72], po czym Zarząd Główny PTF nawiązał kontakt z Akademią Nauk Technicznych. O konieczności rozwoju fizyki technicznej w Polsce członkowie PTF pisali w okresie międzywojennym wielokrotnie na łamach Nauki Polskiej. Czesław Białobrzeski w r. 1929 domagał się stworzenia Fizycznego Instytutu Badawczego z działem naukowym i technicznym [73], podobnie Aleksander Jabłoński w r. 1936 [74], a Czesław Reczyński stwierdził istnienie zaczątków fizyki technicznej na Politechnice Lwowskiej [75].

Odczyt M. Wolfkego wygłoszony na plenum VI Zjazdu Fizyków pt. „Fizyka a technika” zachował się w skrócie w „Nauce Polskiej” [76]. W odczycie tym, pod hasłem „pozostańmy fizykami a pracujmy dla techniki”, prelegent wysunął projekt utworzenia Polskiego Towarzystwa Fizyki Technicznej, a na początek Sekcji Fizyki Technicznej w PTF, oraz dodatku poświęconego fizyce technicznej w „Acta Physica Polonica”. Nie wiemy, czy i jakie oficjalne kroki w sprawie rozwoju fizyki technicznej czynił Zarząd Główny PTF. Projekty wysunięte przez prof. Wolfkego nie zostały wprowadzone, wiadomo jednak, że w przededniu II wojny światowej przystąpiono wreszcie do organizacji Instytutu Fizyko-Technicznego. Przewodniczącym Komisji Organizacyjnej [77] był — z ramienia Komitetu Fizycznego przy Radzie Nauk Ścisłych i Stosowanych * oraz Polskiego Towarzystwa Fizycznego — prof. Waław Dziewulski.

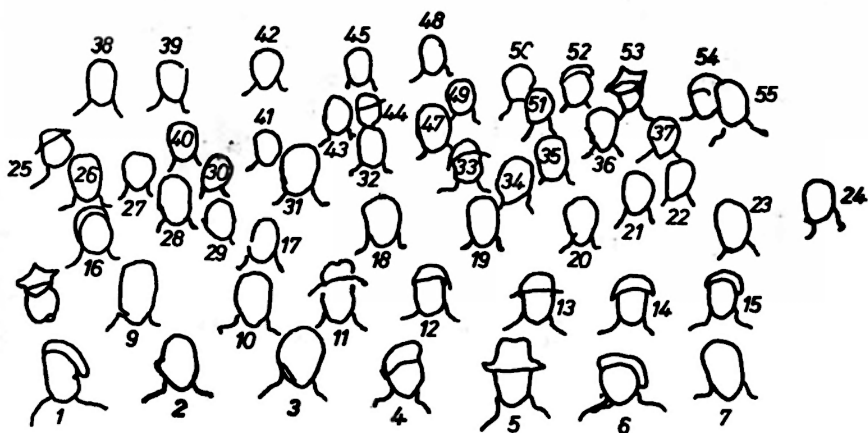
Tematy z fizyki technicznej pojawiały się na Zjazdach Fizyków raczej sporadycznie. Dopiero w programie ostatniego Zjazdu w okresie międzywojennym (Wilno, 1938), gdzie po raz pierwszy zastosowano tematyczny układ referatów, znajdujemy dział pod tytułem „Fizyka techniczna”, obejmujący 12 prac, czyli około 10% ogółu referatów zgłoszonych na sekcji naukowej tego Zjazdu. W zestawieniu z danymi ze Zjazdów Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, gdzie już w r. 1924 prace z fizyki technicznej stanowiły 38% ogólnej liczby referatów [78], ma to swoją specjalną wymowę.

Z zagadnieniami organizacji i planowania wiązały się i sprawy społeczne. Uchwała Walnego Zgromadzenia podczas VII Zjazdu w Krakowie [68] brała w obronę młodych fizyków, którym — przy tak małej wówczas liczbie absolwentów wyższych uczelni — groziło bezrobocie. „Stwierdzając, że większość młodych fizyków, kończących wyższe studia i przygotowanych do pracy ba-

* Na przełomie lat dwudziestych i trzydziestych przystąpiono do koordynacji pracy i wspólnej reprezentacji polskich towarzystw naukowych. Cztery „akademickie” towarzystwa naukowe: Polska Akademia Umiejętności, Akademia Nauk Technicznych, Towarzystwo Naukowe Warszawskie i Towarzystwo Naukowe we Lwowie — w celu popierania i obrony interesów nauki polskiej — utworzyły Komitet Porozumiewawczy, złożony z prezesów i sekretarzy generalnych powyższych instytucji.

Komitet Porozumiewawczy zorganizował 15 Komitetów Naukowych dla poszczególnych dyscyplin nauk ścisłych i stosowanych oraz Radę Nauk Ścisłych i Stosowanych, która składała się z członków Komitetu Porozumiewawczego oraz z przewodniczących i sekretarzy wszystkich komitetów naukowych. Pierwsze posiedzenie Rady odbyło się 29 listopada 1936 r. (por. [8], str. 56—58).

dawczej nie może znaleźć w życiu zastosowania dla swej wiedzy — co się wydaje rzeczą nienormalną wobec istnienia wielu instytucji państwowych (jak Państwowy Instytut Meteorologiczny, Urząd Miar i Wag, różne instytuty



Rys. 9. Wycieczka do Wieliczki uczestników VII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie, 1934 r.: 1. A. Wrzesińska (?), 2. ♀, 3. ♀, 4. E. Stenzowa, 5. ♀, 6. Z. Mizgier, 7. S. Ferencowicz, 9. J. Kowal (?), 10. Z. Klemensiewicz, 11. W. Dziwulski, 12. M. Moraczewska, 13. M. Lubieniecka, 14. J. Falkowska, 15. I. Wasiutyńska, 16. D. Poświętówna, 17. A. Trojecka, 18. ♀, 19. Z. Zajac (?), 20. M. Puchalik, 21. ♀, 22. ♀, 23. J. Szpilecki, 24. ♀, 25. Z. Gryglewicz, 26. E. Stenz, 27. ♀, 28. S. Pasierbiński, 29. ♀, 30. R. Wajnkranc, 31. Z. Weyberg, 32. p. Weybergowa, 33. ♀, 34. J. Reczyński (?), 35. ♀, 36. ♀, 37. W. Żuk, 38. E. Jansons, 39. A. Jabłoński, 40. E. Hauptman, 41. ♀, 42. B. Milianczuk, 43. M. Okoniówna, 44. C. Szwacka, 45. W. Staszewski, 46. ♀, 47. W. Ścisłowski, 48. A. Dmochowski, 49. Turczyński, 50. S. Morkowski, 51. ♀, 52. K. Morkowska, 53. T. Skaliński, 54. I. Mrozowska, 55. S. Mrozowski

wojskowe), wreszcie przedsiębiorstw przemysłowych, gdzie fizycy winni, jak to się dzieje w krajach zachodnio-europejskich, znaleźć szerokie zastosowanie — Walne Zebranie zwraca się do Zarządu Głównego, by zebrał dane w tej sprawie i poczynił odpowiednie starania”.

W czasie, gdy horyzont polityczny Polski zaczyna coraz bardziej się chmuryć — Walne Zgromadzenie na VIII Zjeździe we Lwowie uchwała wniosek o gotowości do współpracy z Towarzystwem Wojskowo-Technicznym przy rozwiązywaniu zagadnień mających znaczenie dla Obrony Państwa [79]. Należy zaznaczyć, że według statutu Towarzystwa Wojsk.-Technicznego (1935) do jego rady wschodził z urzędu delegat PTF [79a].

Od chwili swego powstania Zarząd Towarzystwa, zgodnie z § 5 Statutu, troszczył się o wydawanie sprawozdań ze swych czynności i prac. Okoliczności, że przewodniczący pierwszego Zarządu przebywał w Krakowie, a większość członków Zarządu w Warszawie, zawdzięczamy kilka zachowanych listownych informacji w tej sprawie.

W zakończeniu swego listu do Władysława Natansona z dnia 27 maja 1920 r. [80] pisał Marian Grotowski: „Wreszcie uchwaliliśmy wydawać miesięczne sprawozdania z krótkim streszczeniem wypowiedzianych na zebraniach referatów na wzór małych kartek, rozsyłanych w swoim czasie członkom Towarzystwa Fizycznego Francuskiego. Oczywiście sprawozdania obejmowałyby działalność wszystkich Oddziałów. Byłoby może pożyteczną rzeczą dawać tytuły referatów w dwu językach, jak również kilkuwierszową wzmiankę o treści referatu w języku obcym np. francuskim”. W sprawie tej już w czerwcu 1920 r. wystosowano do wszystkich Oddziałów odpowiedni komunikat, o którym wspomina M. Grotowski w swym liście z dnia 6. 12. 20 r. W liście tym [81] są też plany poświęcenia I zeszytu wydawnictwa pracom rozwiązanego już Towarzystwa Fizycznego w Warszawie. Dopiero zeszyt II miał rozpocząć właściwe publikacje PTF. „Byłoby rzeczą bardzo pożądaną” — pisał M. Grotowski — „aby 1 i 2 zeszyty mogły ukazać się jednocześnie lub przynajmniej oddzielone niewielkim przeciągiem czasu. Niestety, na to się nie zanoszono i to nie z naszej winy”. Skądinąd wiemy, że przyczyna leżała w chronicznym braku funduszy, spowodowanym zarówno inflacją w pierwszych latach po odzyskaniu niepodległości, jak i niewystarczającym poparciem ze strony państwa, co władze Towarzystwa stwierdzały niejednokrotnie: „Jak nam wszystkim wiadomo, położenie nauki w naszym kraju obecnie jest trudne; zwłaszcza przykre i smutne jest położenie doświadczalnej nauki...

... Nam wszystkim, adeptom ilościowego badania, wydaje się oczywistością, iż *nauka* wiedzie dziś ludy ku zmienionym sposobom pracy i walki, że prowadzi nas szybko ku nowym formom życia na ziemi... Pragnęlibyśmy gorąco, dla dobra przyszłości, ażeby przodownicy Narodu mieli nieustannie przed oczyma wszystkie niewymowne obietnice i straszliwe groźby, które rozpęd wiedzy ludzkiej w sobie ukrywa.” (z przemówienia powitalnego Wł. Natansona na II Zjeździe Fizyków Polskich w r. 1924 [82]).

Mimo specjalnego opodatkowania się członków Towarzystwa na cele wydaw-

nicze I tom „Sprawozdań i Prac Polskiego Towarzystwa Fizycznego” wydany z zasiłku Wydziału Nauki Min. WR i OP ukazał się dopiero w r. 1923. Sprawa druku czasopisma w pewnej przynajmniej mierze, uległa poprawie w r. 1924, po reformie walutowej.

Tom II „Sprawozdań” wychodził zeszytami w latach 1924—1927. Artykuły redagowane były po polsku, z wyczerpującym streszczeniem w jednym z języków zachodnio-europejskich (przeważnie francuskim). Za taką formą wypowiedziało się Walne Zgromadzenie PTF podczas III Zjazdu Fizyków Polskich we Lwowie [83]. Kto redagował „Sprawozdania”? Według ogólnego mniemania — prof. Pieńkowski [34]. Prace sekretarza redakcji wykonywał A. Sołtan [58]. W oprawnych tomach wydawnictwa, jakie przeważnie dochowały się do czasów obecnych, uderza ich anonimowość. Dopiero na okładce nieoprawnego I tomu można znaleźć nazwiska członków ówczesnego Komitetu Redakcyjnego: W. Natanson, S. Kalinowski, C. Białobrzęski, S. Pieńkowski, M. Pożaryski, W. Pogorzelski. Był to zarazem skład pierwszego Zarządu Głównego do wiosny 1923 r. (Tadeusz Godlewski zmarł w 1921 r.). Dalsze zeszyty czasopisma przeważnie zawierały na okładkach każdorazowy skład Zarządu Głównego.

Począwszy od tomu III „Sprawozdania” ukazywały się już bardziej regularnie. Jakim to było okupione wysiłkiem, wobec zupełnie niewystarczających dotacji z Wydziału Nauki Ministerstwa WR i OP, wykazuje odnaleziony brulion sprawozdania Zarządu Głównego na Walne Zgromadzenie w 1930 r. (V Zjazd) [58]:

„Wpływy otrzymywane stale są znacznie spóźnione w stosunku do wydatków i koniecznym było używanie przeróżnych sposobów, aby „Spr.” wychodziły. Ci z Państwa, którzy mieli do czynienia ze sprawami wydawniczymi zdadzą sobie sprawę, jak uciążliwa jest praca w tych warunkach, gdy chodzi o łatanie, wypraszenie itp. Doprowadziliśmy mimo wszystko do obecnego Waln. Zgromadz. z poważnymi oczywiście długami. Ostatni zeszyt, jak Państwo mogą stwierdzić, jest znacznie cieńszy... Objętość tego zeszytu została uwarunkowana wysokością sumy, jaką można było pożyczyć.” [tu skreślono zdanie: „Więcej już i ja nie miałem”]. „Najłatwiejszym oczywiście było nie drukować Spr. PTF. Tego jednak sposobu nie chcieliśmy się chwycić ponieważ nie tylko wszyscy członkowie Zarz. Gł. lecz i Zjazdy wyrażały się, iż uważają wydawanie własnego organu za najważniejsze nasze zadanie”. W dołączonym do powyższego sprawozdaniu finansowym Zarządu Głównego znajduje się pozycja: „zaciągnięte pożyczki: od prof. Pieńkowskiego 5250 zł.”

Poza trudnościami natury materialnej Komitet Redakcyjny borykał się jeszcze z trudnościami innej natury, wobec niedbałego opracowania nadsyłanych tekstów, zarówno pod względem treści, jak i formy. Jak się okazuje, profesor Władysław Natanson czytał i częściowo korygował wszystkie prace, jakie ukazywały się w „Sprawozdaniach”, za co jedno z Walnych Zgromadzeń PTF wyraziło mu specjalne podziękowanie [84]. Być może jednak, że prof. W. Natanson, jako purysta językowy, zbyt daleko niekiedy posuwał swoją

wrażliwość. I tak np. tępił podobno bezlitośnie niewinne wyrażenie: „zdjęcie kontrolne”, aby nie nasuwało ono skojarzeń natury zupełnie nienaukowej.

Oprócz prac własnych fizyków polskich, pierwsze tomy „Sprawozdań” zawierały również dość obszerną kronikę działalności Oddziałów PTF, sprawozdania ze Zjazdów i Walnych Zgromadzeń.

„Z pewnym wzruszeniem” — mówił prof. Władysław Kapuściński na Zjeździe Poznańskim w 1952 r. [65] —” czyta się tytuły referatów, wygłaszanych na pierwszych posiedzeniach Towarzystwa lub na pierwszych zjazdach. Niektóre z poruszanych tematów zostały od tego czasu tak dokładnie zbadane i wyświetlone, że mimo woli odczuwa się lekkie zdziwienie: Czyż to mogło być problemem? Inne omawiane tam zagadnienia straciły na aktualności; w zestawieniu z obecnym potężnym nurtem rozwojowym fizyki wydają się może drobne i niezbyt głęboko sięgające. Trzeba je wszakże sądzić na podstawie ówczesnego stanu nauki. I tu można śmiało powiedzieć, że owe pierwsze komunikaty wygłaszane na posiedzeniach Towarzystwa świadczą warażnie o tym, że fizycy polscy już wówczas nie żyli w jakimś zaścianku naukowym, że opracowywali zagadnienia nowoczesne, aktualne, mające walor w ówczesnej nauce światowej, idąc przy tym często własnymi drogami, przy pomocy własnych metod. Spoglądamy na te bardzo — zda się — dalekie już prace z pewnym sentymentem, bo kryje się w nich dużo szczerego wysiłku w dążeniu do prawdy naukowej.”

Od 1932 r. „Sprawozdania” ukazują się pod zmienionym tytułem, jako „Acta Physica Polonica”, wydawane z zasiłku Funduszu Kultury Narodowej, już na miarę europejską. Pierwsze tomy od I do V, za lata 1932—1936, wychodzą w Warszawie, pod redakcją Stefana Pieńkowskiego [85]; przy współpracy W. Kapuścińskiego [127]; dalsze tomy — do 1939 r. — redaguje w Wilnie Szczepan Szczeniowski. Zmianie tytułu czasopisma towarzyszy również szereg zmian wewnętrznych. Odtąd corocznie pojawia się jeden tom złożony z czterech zeszytów, o łącznej objętości ponad 400 stron druku. Artykuły zaczynają się ukazywać w językach obcych, z krótkim streszczeniem w języku polskim. Trafiają się również wśród nich prace autorów zagranicznych jak Pringsheima, uczonych radzieckich: Wawilowa, Terenina, Łowszina i in., prace z Jugosławii i Czechosłowacji.

„Sprawozdania i Prace PTF”, a później „Acta”, wysyłane do paruset (w końcu lat dwudziestych około 200) ośrodków zagranicznych [65] i wielu poszczególnych osób, dawały w zamian w drodze wymiany czasopisma i odbitki, z których powstawała biblioteka Towarzystwa, zawierająca sporo trudno dostępnych publikacji. Sieć wymiany wydawnictw rozszerzyła się stopniowo, zwłaszcza po reformie PTF. Część zgromadzonego w ten sposób księgozbioru, która ocalała podczas wojny, znajduje się obecnie w Bibliotece PTF w Toruniu.

W okresie 1928—1930 Zarząd Główny rozpoczął gromadzenie materiałów do bibliografii prac fizyków polskich, począwszy od 1919 r. Materiały te, po opracowaniu, zamierzano drukować w „Sprawozdaniach”, uzupełniając za

lata bieżące [58]. Projekty te odżyły dopiero na krótko przed II wojną światową w postaci uchwały Komitetu Fizycznego Rady Nauk Ścisłych i Stosowanych co do wprowadzenia odpowiedniego działu w „Acta Physica Polonica” [86]. Materiały do bibliografii polskich prac fizycznych za czas 1. 5. 1936.—30. 4. 1938 ukazały się jednak nie w Actach lecz w Programie IX Zjazdu Fizyków Polskich, Wilno — 1938 r.

Niestety, od 1929 r. w „Sprawozdaniach”, a później w „Acta” nie pojawiała się już kronika działalności Towarzystwa. Miejsce w wydawnictwie, publiko-



Rys. 10. IX Zjazd Fizyków Polskich w Wilnie, 1938 r. Stoją od lewej: S. Pieńkowski, F. Ziencowski, M. Pieńkowska, H. Weyssenhoffowa, J. Weyssenhoff, S. Szczeniowski, J. Patkowski¹

wanym z takim trudem, rezerwowano odtąd wyłącznie dla prac naukowych, dopuszczając ponadto jedynie życiorysy i bibliografie zmarłych wybitnych fizyków polskich.

Jako jedno z ważnych zadań PTF wysunięto już na II Zjeździe Fizyków Polskich (1924 r.) sprawę ustalenia polskiego słownictwa fizycznego [52].

Zamęt w ówczesnej terminologii wynikał z faktu, że pojęcia fizyczne, spotykane w najrozmaitszych działach nauk technicznych, uzyskiwały w kołach techników nowe nazwy, różne od tych, których używano od dawna w literaturze fizycznej; poza tym dla oznaczenia nowo wprowadzonych pojęć w różnych ośrodkach naukowych stosowano rozmaite terminy.

Komisja Polskiego Słownictwa Fizycznego, wybrana na Walnym Zgromadzeniu w Wilnie w 1928 r. na okres trzyletni składała się z 3 członków (z prawem kooptacji): Mieczysława Jeżewskiego (przewodniczący), Tadeusza Małarskiego

i Szczepana Szczeniowskiego [60]. Komisja ta zajęła się przede wszystkim ustaleniem terminów naukowych. W 1929 r. ogłoszono w „Sprawozdaniach”, jako przedmiot do dyskusji „Materiały do polskiego słownictwa fizycznego”. Były to projekty terminologii: mechaniki punktów materialnych i brył (pióra J. Weysenhoffa), nauki o elektryczności (M. Jeżewskiego) i optyki (W. Kapuścińskiego) [87].

W 1934 r. prace Komisji spotkały się z konkurencją ze strony Akademii Nauk Technicznych w Warszawie, która rozpoczęła przygotowania do wydawnictwa pod kierunkiem Prezesa Akademii Aleksandra Wasiutyńskiego słowników nauk podstawowych (matematyki, astronomii, fizyki, chemii, geologii i meteorologii) oraz czterech grup nauk technicznych (inżynierii, mechaniki, elektrotechniki i technologii). Słowniki te, pięcioletnie, miały zawierać również definicje wszystkich pojęć. Dla działu fizyki stworzono podkomisję złożoną z fizyków, techników i językoznawcy jako doradcy. Prof. M. Jeżewski był zaproszony do współpracy w charakterze przewodniczącego podkomisji fizyki. Po zakończeniu prac nad słownikiem matematyki, który wyszedł z druku w 1936 r., część słownika fizyki, mianowicie *Elektryczność i Magnetyzm* (oprac. M. Jeżewski, W. Pogorzelski, L. Wertenstein), wydano jako oddzielną całość w 1939 r. [88]. Z innych działów słownika fizyki opracowanych w Warszawie już w czasie wojny i powielonych zachowały się pojedyncze egzemplarze, te właśnie, które wówczas przesyłano prof. Jeżewskiemu do Krakowa, a mianowicie: kinematyka punktu i układów materialnych, kinematyka ciał sztywnych, dynamika, mechanika analityczna, statyka i dynamika ciał sztywnych, mechanika ciał niesztywnych, drgania, fale i akustyka, mechanika płynów, ciepło i termodynamika, teoria kinetyczna, mechanika statystyczna i fizyka atomowa. Przy opracowaniu tych działów słownika brali m.in. udział Ludwik Wertenstein oraz profesorowie Politechniki Warszawskiej Huber, Nikliborc i Stefanowski [89]. Na zachowanych egzemplarzach nie ma jednak nazwisk autorów. Ponieważ Aleksander Wasiutyński zmarł, zaś Akademia Nauk Technicznych nie istnieje, prof. M. Jeżewski przesłał (1970 r.) cały ten ocalały materiał Zarządowi Głównemu PTF do wykorzystania przez osoby zainteresowane sprawą słownictwa.

W porównaniu z dość skromnymi śladami akcji w zakresie słownictwa naukowego w okresie międzywojennym dużo więcej materiałów pozostawiła po sobie działalność Towarzystwa na polu dydaktyki fizyki. Zgodnie z planem wytyczonym jeszcze przez prof. T. Godlewskiego w okresie powstawania Towarzystwa, członkami jego mogli być zarówno pracownicy naukowcy, jak i nauczyciele szkół średnich oraz inżynierowie. Statut Towarzystwa nie stawiał pod tym względem specjalnych ograniczeń. Nauczyciele biorą też liczny udział w Zjazdach Fizyków. Na Pierwszym Zjeździe w r. 1923 Wacław Werner referuje sprawę kształcenia nauczycieli fizyki, a Pierwsze Walne Zgromadzenie wypowiada się za wygłaszaniem na dalszych Zjazdach — oprócz komunikatów z prac własnych — również referatów o treści ogólnej i pedagogicznej.

Zgodnie z tym dezyderatem w programie następnych Zjazdów stale pojawiają się zagadnienia związane z pedagogiką. Na II Zjazd planowano już 3 referaty pedagogiczne, jak podawał program, lecz nie zostały one wygłoszone.

Od r. 1926 występuje na Zjazdach z reguły podział na sekcję ogólną (naukową), obejmującą referaty z prac badawczych i sekcję pedagogiczną, czy też, jak ją później nazywano — dydaktyczną. Liczba referatów zgłaszanych na tej sekcji waha się od kilku do kilkunastu. Wiele z tych referatów ukazywało się później w czasopiśmie: bądź to „Mathesis Polska”, bądź w świeżo wówczas założonym piśmie: „Fizyka i Chemia w Szkole” i dzięki temu dochoowało się do naszych czasów. Wydawnictwa te drukowały również sprawozdania ze Zjazdów Fizyków, ze szczególnym uwzględnieniem obrad Sekcji Dydaktycznej.

Tematyka referatów tej sekcji koncentrowała się głównie około następujących zagadnień:

1. Kształcenie nauczycieli fizyki [90].
2. Dydaktyka fizyki na poziomie szkoły średniej:
 - a. kwestie ogólne [91—95],
 - b. przykłady interpretacji poszczególnych działów fizyki w wykładzie szkolnym [96, 97],
 - c. organizacja ćwiczeń i pracowni [98—100].
3. Dyskusja na temat programów i podręczników, szczególnie w okresach reformy nauczania [101].

Na specjalne podkreślenie zasługują przejawy odwagi cywilnej, z jaką autorowie niektórych referatów zjazdowych, — sami czynni nauczyciele — podawali krytyce nowe koncepcje w okresie reformy nauczania. Sale posiedzeń Sekcji Dydaktycznej Zjazdów stanowiły forum, na którym ścierały się publicznie poglądy osób, mających realizować nowe programy, z poglądami autorów tych programów i podręczników, autorów stojących niejednokrotnie znacznie wyżej w hierarchii służbowej.

Działalność Zjazdów w zakresie spraw nauczania wyraźnie wykraczała poza ramy zjazdowych Sekcji Dydaktycznych. Zdarzały się referaty pedagogiczne na plenum [90]. Tezy szczególnej wagi, przedyskutowane uprzednio na posiedzeniach Sekcji Dydaktycznej, poddawano następnie pod głosowanie na obradach plenarnych. Niekiedy urządzano wspólne posiedzenie obu sekcji: naukowej i dydaktycznej, dla omówienia spraw dydaktycznych i powzięcia odpowiednich uchwał (VIII Zjazd).

Uchwały zjazdowe w dziedzinie dydaktyki miały na celu podniesienie poziomu nauczania fizyki w szkołach przez zastosowanie metod laboratoryjnych (postulat własnoręcznych ćwiczeń uczniowskich przy podziale klasy na grupy). Najważniejsze tezy i uchwały dotyczyły:

1. konieczności stałych dotacji na zorganizowanie i prowadzenie pracowni szkolnych oraz dodatkowego wynagrodzenia dla nauczycieli fizyki za te czynności, etatu dla woźnego-laboranta (IV Zjazd).

2. zakładania i należytego wyposażenia ośrodków instrukcyjnych i centralnych pracowni fizycznych w każdym okręgu szkolnym (IV Zjazd),

3. udziału delegatów PTF przy rewizji programów szkolnych w zakresie fizyki (V Zjazd),

4. praktycznego przygotowania do zawodu nauczycieli tego przedmiotu przez kursy dokształcające i uniwersytety (IV Zjazd), wprowadzenia na uniwersytetach obowiązkowych wykładów i ćwiczeń z dydaktyki fizyki co najmniej w zakresie stosowanym na Studium Pedagogicznym Uniwersytetu Jagiellońskiego (VI Zjazd).

Uchwały o konieczności łożenia stałych dotacji na zaopatrzenie i prowadzenie pracowni fizycznych powtarzały się na wszystkich dalszych Zjazdach aż do VIII włącznie, na którym wystąpiono ponadto o zwolnienie nauczycieli fizyki od dodatkowych obowiązków i o zmniejszenie im liczby godzin lekcyjnych do 18 tygodniowo.

Na IV Zjazd Sekcja Pedagogiczna przygotowała szczegółowy projekt zmian w programach fizyki dla gimnazjum matematyczno-przyrodniczego i humanistycznego. Zgłaszano też prośbę pod adresem Ministerstwa WR i OP o umożliwienie nauczycielom wypowiedzania się na temat nowych programów i wypróbowywania ich przed ostatecznym wprowadzeniem w życie (VI Zjazd).

Wielokrotnie występowano o zwiększenie liczby godzin nauczania fizyki w różnych typach szkół i o reformę egzaminu maturalnego z tego przedmiotu.

Uchwały dotyczące nauczania fizyki przedstawiciele Zarządu Głównego PTF doręczali kilkakrotnie ministrom WR i OP lub ich zastępcom (ostatni raz po VIII Zjeździe).

Na IX Zjeździe nie sformułowano żadnych uchwał natury dydaktycznej, gdyż gorąca dyskusja nad realizacją nowych programów nie została zakończona. Projektowany na r. 1939 Zjazd Nauczycieli Fizyki [102] ze zrozumiałych względów nie doszedł już do skutku.

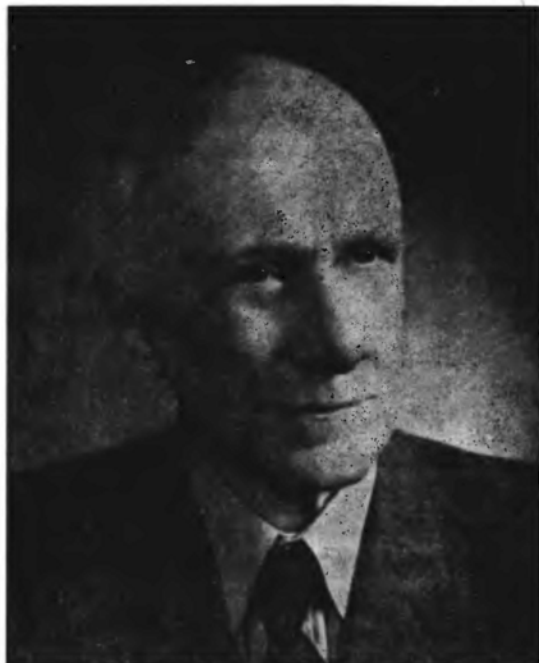
W pierwszych latach istnienia Towarzystwa referaty o treści pedagogicznej pojawiały się na posiedzeniach Oddziałów raczej sporadycznie. Istnienie Sekcji Dydaktycznych na Zjazdach* spowodowało z kolei w latach 1929—1930 powstawanie takich sekcji przy Oddziałach PTF dla podtrzymania ciągłości pracy w okresach między Zjazdami.

Pierwsza Sekcja Dydaktyczna powstała przy Oddziale Wileńskim 27. 11. 1929 r., druga przy Oddziale Warszawskim — 18. 1. 1930 r. [103]. Na posiedzeniach tych sekcji część referatów — ok. 30% — poświęcano sprawom naukowym, resztę — sprawom dydaktycznym. Odbywały się też niekiedy lekcje pokazowe (Wilno) i wycieczki.

Reforma Statutu Towarzystwa z r. 1932, dotycząca m.in. zakładania Sekcji Dydaktycznych przy Oddziałach PTF i zarysu ich organizacji stanowiła po

* Całokształt działalności Sekcji Dydaktycznych na Zjazdach Fizyków Polskich w okresie międzywojennym omawia praca ogłoszona w Postępiech Fizyki w 1969 r. [165]. Niestety, nie pozbawiona jest ona usterek, z których najważniejsze to: 1) powoływanie się na powojenny statut PTF, różniący się od obowiązującego przed wojną, 2) zaliczenie wykładu prof. S. Ziemeckiego z dydaktyki fizyki, wygłoszonego w 1926 r. na Uniwersytecie Warszawskim w ramach tzw. wykładów zleconych na poczet zasług Sekcji Dydaktycznej PTF.

części usankejonowanie już istniejącego stanu rzeczy. Od r. 1932 przewodniczący Sekcji Dydaktycznej Oddziału Warszawskiego wchodził do Zarządu Głównego PTF. Ponadto Komisja Statutowa wysunęła pod adresem Zarządu Głównego jako dezyderat udział przedstawiciela Sekcji Dydaktycznej w Komitecie Organizacyjnym i w Prezydium Zjazdów Fizyków.



Rys. 11. Czesław Białobrzeski (1878—1953), profesor Uniwersytetu Warszawskiego, jeden z założycieli i przewodniczący PTF w latach 1934—1938

Do najbardziej aktywnych członków PTF na polu organizowania Sekcji Dydaktycznych i walki o racjonalne nauczanie fizyki należeli w okresie międzywojennym: Aleksander Dmochowski, Michał Halaunbrenner, Leopold Infeld, Mieczysław Jeżewski, Witold Kessel-Łaniecki, Arkadiusz Piekara, Waclaw Staszewski, Czesław Ścisłowski, Waclaw Werner i Stanisław Ziemecki.

Inną formę działalności dydaktycznej PTF stanowiły wystawy. Pierwsza wystawa przyrządów fizycznych zorganizowana przez Oddział Warszawski w lokalu Zakładu Fizycznego U.W. odbyła się wkrótce po powstaniu Towarzystwa w kwietniu 1922 r. Dała ona dość dokładny obraz wytwórczości krajowej, zgromadziwszy eksponaty 20 instytucji i firm i wzbudziła duże zainteresowanie (770 osób zwiedzających) [104].

Dalsze wystawy urządzano podczas Zjazdów Fizyków w latach: 1930, 1932, 1934 i 1938, demonstrując również przyrządy wyrabiane w kraju, głównie — pomoce szkolne zarówno do pokazów, jak i do własnoręcznych ćwiczeń uczniowskich. Na wystawie podczas VI Zjazdu eksponowane przyrządy —

zestawione według ćwiczeń — obejmowały systematyczny kurs nauczania fizyki w szkołach średnich [105]. Dla nauczycieli biorących udział w Zjazdach wystawy tego rodzaju były bardzo cenną pomocą, tym bardziej, że oprócz przyrządów obejmowały one również najnowsze wydawnictwa z dziedziny fizyki i dydaktyki fizyki.

Równoległe do pracy naukowej i dydaktycznej rozwijała się w Oddziałach działalność popularyzatorska. Odczyty informujące szerokie sfery słuchaczy o najnowszych postępach wiedzy cieszyły się wszędzie wielkim powodzeniem. Już w pierwszym roku istnienia Towarzystwa Oddział Warszawski zorganizował 8 odczytów popularnych, Krakowski — 7, Lwowski — 5. Za dalsze lata rozporządzamy tylko danymi z Oddziału Warszawskiego. Organizował on corocznie cykl wiosennych odczytów popularno-naukowych, nawiązując w ten sposób do tradycji Józefa Hermana Osińskiego z Collegium Nobilium [106] i późniejszych tradycji Szkoły Głównej. Prelekcje te wygłaszali przeważnie profesorowie wyższych uczelni, reprezentujący najwyższy poziom wiedzy w danej dziedzinie. Niektóre cykle doczekały się wydania książkowego. I tak *Wykłady popularno-naukowe o teorii względności* Białobrzeskiego [107] były rozszerzeniem odczytów popularnych organizowanych przez Oddział Warszawski PTF. Ponadto zostały wydane drukiem w latach trzydziestych 2 cykle odczytów tegoż Oddziału *Od gwiazdy do atomu* [108] i *Tryumfy eksperymentu i jego granice* [109].

Współpraca z zagranicą. Jest rzeczą zrozumiałą, że wobec bujnego rozwoju niektórych szczególnie ośrodków fizyki polskiej zacieśniały się osobiste kontakty naukowe między członkami PTF a fizykami zagranicznymi. W okresie międzywojennym Towarzystwo organizuje — najczęściej wspólnie z Zakładem Fizyki Doświadczalnej UW — szereg wizyt fizyków zagranicznych światowej sławy.

Już w III Zjeździe we Lwowie bierze udział prof. V. Henri z Zürichu, wygłaszając referat pod tytułem „O widmach absorpcyjnych niektórych ciał organicznych” [110]. Na zebraniu Oddziału Warszawskiego w r. 1926 E. Dar-mois omawia wyniki ostatnich badań nad asymetrią cząsteczkową [111]. Rok następny szczególnie obfituje w ożywione kontakty z zagranicą: oprócz K. Fajansa [111] (aktualnie z Niemiec) przybywają do Warszawy na zaproszenie PTF: uczonego rosyjski P. Łazarew z odczytem „O najnowszych badaniach nad anomaliami magnetyzmu ziemskiego w gub. Kurskiej” [112], oraz P. Langevin z Paryża. Langevin wygłasza 2 prelekcje w Warszawie na temat równowagi między materią a promieniowaniem oraz współczesnych teorii magnetyzmu i jedną w Poznaniu o falach akustycznych [111]. W r. 1930 PTF gości P. Pringsheima [113], który w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW mówi o czasie świecenia atomów i cząsteczek, a w roku następnym W. H. Keesom wygłasza w Warszawie referaty: „Badania w bardzo niskich temperaturach” oraz „O różnych stanach skupienia helu”; praca ta robiona była wspólnie z prof. Wolfkem [114]. Na zaproszenie PTF przybywa do Warszawy J. Cockcroft (r. 1933), aby w 2 odczytach zreferować przemiany pierwiastków za pomocą bardzo szybkich proto-



Rys. 12. Otwarcie Międzynarodowego Zjazdu, poświęconego fotoluminescencji. Warszawa 1936. W pierwszym rzędzie od lewej: W. Sierpiński, S. Mazurkiewicz, W. Świętosławski, C. Białobrzeski, P. Pringsheim, S. Pieńkowski

nów i zrobić ogólny przegląd doniosłych odkryć dokonywanych w Cavendish Laboratory [115].

Z innych znakomitych gości PTF z tego okresu można jeszcze wymienić L. de Broglie'a [116], Augera, Gerlacha, Wiernadskiego i Wawilowa [65] w Warszawie, Destouche'a i Dolejska [117] w Krakowie.

Szczytowym osiągnięciem Towarzystwa w okresie międzywojennym było zorganizowanie w maju 1936 r. przez Oddział Warszawski PTF wspólnie z Zakładem Fizyki Doświadczalnej UW — Międzynarodowego Zjazdu Fizyków poświęconego fotoluminescencji, który zgromadził czołowych specjalistów z tej dziedziny. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był S. Pieńkowski, a przewodniczącym Zjazdu — P. Pringsheim. Materiały tej konferencji wypełniły cały V tom „Acta Physica Polonica” [118, 119].

Oddział Warszawski PTF brał również udział w przygotowaniu Międzynarodowej Konferencji „New Theories in Physics” (Warszawa 1938) organizowanej przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej oraz przez Polski Komitet Współpracy Umysłowej. Przewodniczącym Obrad Konferencji był Czesław Białobrzeski [35].

W wyniku tych odwiedzin nawiązywały się również kontakty naszych uczonych z towarzystwami fizycznymi zagranicą. Przytoczymy tu kilka przykładów z lat 1928—1931. W 1928 r. S. Pieńkowski i C. Białobrzeski brali udział, wraz z dwudziestoma gośćmi zagranicznymi, w kongresie fizyków rosyjskich,

którego pierwsza część odbyła się w Moskwie, druga zaś — na parowcu, wiozącym uczestników malowniczym szlakiem w dół Wolgi z Niżnego Nowogrodu do Saratowa. Prof. Białobrzesci wygłosił referat o wahaniach termodynamicznych i ich roli w teorii promieniowania gwiazd zaś prof. Pieńkowski — o opóźnieniu fluorescencji w parze rtęci [120]. W roku następnym kilku polskich uczonych m.in. M. Wolfke, L. Infeld i J. Roliński gościło na 5-tym Zjeździe Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Pradze (!). Wygłoszono po 2 referaty z pracy M. Wolfkego „O roli przypadku w zjawiskach promieniotwórczych” oraz M. Wolfkego i J. Rolińskiego „O dodatkowej emisji palladu” [121]. W tymże roku S. Pieńkowski jako gość Towarzystwa Fizycznego w Zurychu, referował prace fizyków polskich nad fluorescencją rtęci cząsteczkowej [122].

Polskie Towarzystwo Fizyczne poprzez swego delegata, którym był L. Wertheimstein, brało udział w uroczystościach ku czci Faradaya, urządzonych w Royal Institution w Londynie w stulecie odkrycia indukcji elektryczno-magnetycznej [123].

Uroczysty obchód ku czci Faradaya urządzono na jesieni 1931 r. również i w Warszawie w formie akademii zorganizowanej wspólnie przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, Polskie Towarzystwo Chemiczne, Stowarzyszenie Elektryków Polskich i szereg innych towarzystw i instytucji naukowych. W obchodzie tym, który odbył się w auli Politechniki Warszawskiej pod przewodnictwem Stefana Pieńkowskiego, uczestniczyli Prezydent Rzeczypospolitej i członkowie rządu. Przemówienie wstępne wygłosił Władysław Natanson [124].

Na obchodzie pięćdziesięciolecia Kaszy im. Mianowskiego, instytucji wielce zasłużonej dla nauki polskiej, szczególnie w czasach niewoli, oficjalnymi delegatami Towarzystwa byli profesorowie Wolfke i Pieńkowski, piastujący wówczas godność przewodniczącego i wiceprzewodniczącego PTF, a prof. Białobrzesci wygłosił odczyt p.t. „Nowe drogi współczesnego przyrodoznawstwa” [125].

Uświetnianie uroczystymi posiedzeniami ważniejszych rocznic, czy też ważniejszych wydarzeń w życiu nauki — względnie branie udziału poprzez swoich delegatów w obchodach tego rodzaju, urządzanych przez inne instytucje naukowe — było jednym z przejawów działalności PTF. Na obradach plenarnych przy otwarciu Zjazdów zwykle poświęcano czas pewien wspomnieniom o zmarłych fizykach polskich. Specjalnie uroczystą akademię urządzono w Warszawie w 1935 r. ku czci niedawno zmarłej Marii Skłodowskiej-Curie. Brało w tym udział, oprócz PTF, kilkanaście innych instytucji naukowych. Prof. Pieńkowski wygłosił przemówienie wstępne, które później ukazało się w „Acta Physica Polonica” [126].

Maria Skłodowska-Curie i Władysław Natanson piastowali od 1930 r. najwyższe odznaczenie, jakim rozporządzało Towarzystwo: godność członka honorowego [67].

Współpraca PTF z innymi instytucjami nie ograniczała się bynajmniej do uczestnictwa we wspólnie urządzanych akademiach i obchodach. Z Kasą im. Mianowskiego, przekształconą na Instytut Popierania Twórczości

Zjazdy Fizyków Polskich (okres międzywojenny)

Lp.	Miejsce	Data	Przewodni- czący Zjazdu	Liczba odczytów plenar- nych	Liczba referatów		Liczba uczest- ników	Sekcje	Uwagi	Źródła **	Opraco- wania
					z prac własnych	dydak- tycznych					
I	War- szawa	1923 4—7. IV	K. Zakrzewski	2	24	1	ok. 200			128, 52 66	
II	Kraków	1924 27—29. IX	S. Pieńkowski	1	30 zgłosz. 37	— 3	?	fizycz., meteorol.		129, 52 82, 137	138, 139, 140, 141
III	Lwów	1926 26—29. IX	C. Białobrzewski	1	39 zgłosz. 45	4 4	?	ogólna, pedagog.		130, 60, 142	83, 143
IV	Wilno	1928 28. IX—1. X	S. Pieńkowski (?)	2	51 zgłosz. 54	9 8	172	ogólna, pedagog.		131, 60, 72 144	145, 146, 147, 148
V	Poznań	1930 25—27. IX	M. Wolfke	1	79 zgłosz. 79	7 4	340	ogólna, pedagog.		132, 58, 151	67, 149, 150
VI	War- szawa	1932 29. IX—2. X	W. Natanson	6+1 ped. +3 *	zgłosz. 120	16	ponad 300	nauk. A+B, dydakt.		133, 76, 90, 152, 153	105, 154
VII	Kraków	1934 27—29. IX	C. Białobrzewski	5+1 *	zgłosz. 139	14	230	nauk. A+B+C, dydakt.	podział wg. ośrodków	134, 155, 156, 157, 158	62, 68, 159
VIII	Lwów	1936 28. IX—2. X	K. Zakrzewski	5+1 *	132 zgłosz. 135	9 6	211	nauk., dydakt.	częściowo referaty zbiorcze	135	79, 160, 161, 162
IX	Wilno	1938 28. IX—1. X	S. Pieńkowski	4+1 *	zgłosz. 116	11+8 pokazów	ponad 200	nauk., dydakt.	układ tema- tyczny częś- ciowo ref. zbiorcze	136	163, 164, 165

* Przemówienia plenarne poświęcone pamięci zmarłych fizyków.

** Wybór zachowanych referatów Sekcji Dydaktycznej cytujemy na innym miejscu.

Naukowej im. Mianowskiego, było PFF w stałym kontakcie: udzielało na żądanie informacji i opinii oraz wskazywało kandydatów do nagród, czy stypendiów, PTF współpracowało z Akademią Nauk Technicznych i Stowarzyszeniem Elektryków Polskich przy uzgadnianiu słownictwa w dziale elektryczności i magnetyzmu. Kontakty ze Stowarzyszeniem Elektryków dotyczyły również prac Komisji Fotometrycznej Polskiego Komitetu Oświetleniowego. Stefan Pieńkowski był jej przewodniczącym, jak i organizacji odczytów dla inżynierów — cyklu „Fizyka doby współczesnej” w okresie 1936—1938 [126a].

Delegat PTF zasiadał w Radzie Towarzystwa Wojsk.-Technicznego por. [79a] i w Radzie Nadzorczej Instytutu Radowego im. M. Skłodowskiej-Curie. Przyjazne stosunki łączyły ponadto PTF z Polskim Komitetem Współpracy Umysłowej, Towarzystwem Naukowym Warszawskim, Polskim Towarzystwem Chemicznym, Towarzystwem im. M. Kopernika i in. [58].

Przejdźmy z kolei do ogólnej oceny tego pierwszego, zakończonego wybuchem II wojny światowej, etapu działalności Towarzystwa. Patrząc na jego osiągnięcia z perspektywy lat, w naszej obecnej rzeczywistości, dostrzegamy pewne luki, czy zaniedbania; do nich należałoby zaliczyć w pierwszym rzędzie brak inicjatywy w kierunku organizacji naszej nauki i koordynacji badań, brak usiłowań wiązania nauki z życiem poprzez popieranie rozwoju fizyki technicznej. Można by też wysunąć zarzut [65], że przez cały ten okres swej działalności Towarzystwo nie zdobyło się na wydawanie, poza jedynym czasopiśmie „Acta Physica Polonica”, drugiego czasopisma — o charakterze bardziej popularnym. Zarzut ten jednak łatwo byłoby odeprzeć, biorąc pod uwagę ówczesną wyjątkowo trudną sytuację materialną Towarzystwa, wobec zupełnie niewystarczającej pomocy ze strony władz państwowych. Podobnie odeprzeć należy zarzut podważający potrzebę istnienia Sekcji Dydaktycznej Towarzystwa [65]. Opierając się na istniejących dokumentach śmiało można twierdzić, że uporeczywa, długofalowa akcja podnoszenia poziomu nauczania fizyki w szkołach nie mogła przejść bez śladu — jej zawdzięczamy wstępne przygotowanie przyszłych kadr, które zdolne były stanąć do pracy naukowej w licznych naszych placówkach badawczych po II wojnie światowej.

Na zakończenie trzeba więc podkreślić wybitnie pozytywną rolę, jaką odegrało Polskie Towarzystwo Fizyczne na polu pracy naukowej, wydawniczej, dydaktycznej i popularyzatorskiej w tym trudnym okresie integracji naszego społeczeństwa i wielki zdobyty przez nie autorytet. „Byłoby rzeczą nie do pomyślenia, aby ktoś uchylał się od bezinteresownej pracy w PTF — praca ta uważana była za pracę dla dobra Nauki Polskiej, a tym samym dla dobra Polski... Każdy z ośrodków fizycznych starał się o wzięcie najliczniejszego i najaktywniejszego udziału w zjazdach. Aktywność ta była jednym z przejawów aktywności naukowej ośrodków” [127].

Polskie Towarzystwo Fizyczne stało się istotnym łącznikiem między fizykami polskimi i godnie reprezentowało naukę polską zagranicą.

Literatura

- [49] *Spraw. i Prace PTF* 1, 5 (1923).
- [50] Biblioteka Uniwersytetu Warszawskiego — Dział Rękopisów Nr inw. 2580 (notatki do przemówienia przewodniczącego XIII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie na wspólnej wieczery 8. 12. 1950, rękopis S. Pieńkowskiego).
- [51] *Nauka Polska* 5, 411 (1925).
- [52] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 4, 52 (1925).
- [53] Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego,teczka D-X-2 (statut PTF z r. 1920 — odpis, maszynopis s. 7).
- [54] *Nauka Polska* 4, 390 (1923).
- [55] Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego,teczka D-X-2 (protokół posiedzenia Komisji Statutowej z dn. 16. 5. 1932 — odpis, maszynopis, s. 5), także *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 2, 122 (1933).
- [56] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 4, 56 i 57 (1925).
- [57] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 124 (1929).
- [58] Biblioteka Uniwersytetu Warszawskiego — Dział Rękopisów Nr. inw. 2580 (sprawozdanie Zarządu Głównego PTF z r. 1930 brulion, rękopis S. Pieńkowskiego).
- [59] Lista członków PTF wg stanu z dn. 1. 12. 1937. Ulotka 8°, Drukarnia „Odrodzenie”, s. 5+1 nlb (kserokopia, Archiwum PTF).
- [59a] Archiwum Akt Nowych,teczka Min. WP i OP Nr 5123 Witold Pogorzelski oraz Biuletyn Towarzystwa Geofizyków w Warszawie, z. 1, 44 (1931).
- [60] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 99 (1929).
- [60a] Zgon śp. dr Wacława Wernera, *Politechnika* 3, z. 3, 74 (1948).
- [61] *Nauka Polska* 16, 69 (1932) oraz nadruk na okładce *Spraw. i Prace PTF* 5, z. 3 (1931).
- [62] *Fizyka i Chemia w Szkole* 6, nr 9, 103 (1934) oraz nadruk na okładce *Acta Phys. Pol.* 3, (1934).
- [62a] Wł. Dziewulski, *Postępy Fizyki* 10, 497 (1959).
- [63] nadruk na okładce *Acta Phys. Pol.* 8, fasc. 1 (1939).
- [64] Z. Mianowska, *Nauka Polska* 11, 352 (1929).
- [65] W. Kapuściński, *Postępy Fizyki* 4, 139 (1953).
- [66] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 3, 42 (1925).
- [66a] *Nauka Polska* 12, 215 (1930).
- [67] L. Wertenstein, *Wszechświat* nr 9, 295 (1930).
- [68] *Nauka Polska* 20, 225 (1935).
- [68a] *Mathesis Polska* 11, 95 (1938) [zeszyt wydany w kwietniu 1939 r.]
- [69] List Józefa Mazura z dn. 30. 4. 1969. Archiwum PTF.
- [70] Oświadczenie Szczepana Szczeniowskiego z dn. 14. 8. 1970. Archiwum PTF.
- [71] List Aleksandra Jabłońskiego z dn. 22. 6. 1970. Archiwum PTF.
- [72] Biblioteka Uniwersytetu Warszawskiego — Dział Rękopisów Nr inw. 2580 (sprawozdanie Zarządu Głównego PTF z r. 1928, brulion, rękopis S. Pieńkowskiego).
- [73] C. Białobrzeski, *Nauka Polska* 10, 46 (1929).
- [74] A. Jabłoński, *Nauka Polska* 21, 287 (1936).
- [75] C. Reczyński, *Nauka Polska* 15, 278 (1932).
- [76] M. Wolfke, *Nauka Polska* 17, 149 (1933).
- [77] J. Patkowski, *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 1, 2 (1938/39).
- [78] *Wszechświat* nr 4, 136 (1930).
- [79] *Nauka Polska* 22, 186 (1937).
- [79a] Statut Towarzystwa Wojskowo-Technicznego 16°, Drukarnia Piotr Pyz i S-ka, s. 15+1 nlb, Warszawa 1935.
- [80] Biblioteka Jagiellońska — Dział Rękopisów, Nr 9007-III, k. 185 (listy do W. Natansona).
- [81] Biblioteka Jagiellońska — Dział Rękopisów, Nr 9007-III, k. 186—187 (listy do W. Natansona).

- [82] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 3, 5 (1925).
- [83] *Przegląd Techniczny* 64, nr 45, 599 (1926).
- [84] Biblioteka Jagiellońska — Dział Rękopisów, Nr 9014-III, k. 9, 16, 17 (listy do W. Natansona).
- [85] Patrz [34], także nadruk na okładce *Acta Phys. Pol.* 2, z. 2 i dalsze (1933).
- [86] *Nauka Polska* 22, 147 (1937).
- [87] *Spraw. i Prace PTF* 4, 317 (1929).
- [88] M. Jeżewski, *Postępy Fizyki* 11, 225 (1960).
- [89] M. Jeżewski „Sprawozdanie Komisji Terminów, Oznaczeń i Jednostek Polskiego Towarzystwa Fizycznego, wygłoszone na Walnym Zgromadzeniu PTF w Katowicach w 1963 r.”, maszynopis, s. 4. Archiwum PTF.
- [90] A. Dmochowski, W. Staszewski, *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 2, 35 (1933).
- [91] L. Infeld, *Mathesis Polska* 1, 103 (1926).
- [92] S. Ziemecki, *Mathesis Polska* 3, 115 (1928).
- [93] W. Werner, *Mathesis Polska* 5, 123 (1930).
- [94] M. Jeżewski, *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 2, 16 (1933).
- [95] A. Piekara, *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 2, 22 (1933); 10, nr 1, 25 (1938/39).
- [96] S. Pasierniński, *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 1, 69 i nr 2, 186 (1938/39).
- [97] G. Doborzyński, *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, 123, 254 (1938/39).
- [98] A. Dmochowski, *Mathesis Polska* 3, 156 (1928).
- [99] K. Frycz, *Muzeum* z. 4, 193 (1932).
- [100] Cz. Ścisłowski, *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 2, 149 (1938/39).
- [101] Cz. Ścisłowski, *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 1, 79 (1938/39).
- [102] *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 1, 90 (1938/39).
- [103] *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 1, 110 (1932).
- [104] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 4, 54 (1925).
- [105] [S. Warhaftman], *Mathesis Polska* 7, 131 (1932).
- [106] W. Smoleński, *Przewrót umysłowy w Polsce wieku XVIII*, Studia historyczne, wyd. 3, PIW, Warszawa 1949, s. 92.
- [107] C. Białobrzeski, *Wykłady popularno-naukowe o teorii względności*, Trzaska, Evert i Michalski, Warszawa 1923.
- [108] J. Weyssenhoff, C. Białobrzeski, L. Wertenstein, S. Szczeniowski, *Od gwiazdy do atomu*, Biblioteka Wiedzy, t. 12, Trzaska, Evert i Michalski, Warszawa [b. r.].
- [109] A. Sołtan, J. Mazur, W. Kapuściński, S. Szczeniowski, L. Wertenstein, *Tryumfy eksperymentu i jego granice*, Biblioteka Wiedzy, t. 40, Trzaska, Evert i Michalski, Warszawa [b. r.].
- [110] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 100 (1929).
- [111] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 120 i nast. (1929).
- [112] *Mathesis Polska* 2, 44 (1927).
- [113] *Mathesis Polska* 5, 116 (1930).
- [114] *Mathesis Polska* 6, 121 (1931).
- [115] *Mathesis Polska* 8, 63 (1933).
- [116] Biblioteka Jagiellońska — Dział Rękopisów Nr 9002-III, k. 216 (listy do W. Natansona).
- [117] *Nauka Polska* 24, 50 (1939).
- [118] *Acta Phys. Pol.* 5 (1936).
- [119] *Nauka Polska* 22, 172 (1937).
- [120] *Mathesis Polska* 3, 177 (1928).
- [121] *Wszechświat* nr 4, 136 (1930).
- [122] *Wszechświat* nr 1, 40 (1930).
- [123] *Mathesis Polska* 7, 23 (1932).
- [124] *Mathesis Polska* 7, 25 (1932) oraz Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego, teczka D-X-35 (listy Komitetu Faradayowskiego do W. Natansona).
- [125] *Nauka Polska* 16, 1 (1932).

- [126] *Acta Phys. Pol.* 4, XIII (1935).
- [126a] *Historia Stowarzyszenia Elektryków Polskich 1919—1959*, Wydawnictwa Czasopism Technicznych NOT, Warszawa 1959, s. 228, 249, 310 i nast.
- [127] A. Jabłoński, *Postępy Fizyki* 21, 321 (1970).
- [128] Program I Zjazdu Fizyków Polskich na odwrocie karty uczestnictwa. Ulotka (kserokopia), Archiwum PTF.
- [129] Program II Zjazdu Fizyków Polskich. Ulotka s. 3+1 nlb (kserokopia), Archiwum PTF.
- [130] Program III Zjazdu Fizyków Polskich. Ulotka s. 4 (kserokopia), Archiwum PTF.
- [131] Program IV Zjazdu Fizyków Polskich w Wilnie, Wilno 1928, s. 16.
- [132] V Zjazd Fizyków Polskich w Poznaniu [program], Drukarnia Uniw. Poznańskiego, Poznań 1930, s. 88.
- [133] Program VI Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie, Warszawa 1932, s. 42.
- [134] Program VII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie, Kraków 1934, s. 53.
- [135] Program VIII Zjazdu Fizyków Polskich we Lwowie, Lwów 1936, s. 63.
- [136] Program IX Zjazdu Fizyków Polskich w Wilnie, Wilno 1938, s. 75.
- [137] *Spraw. i Prace PTF* 2, z. 3, 45 (1925).
- [138] M. Gorzechowski, *Przyroda i Technika* 3, nr 10, 633 (1924).
- [139] J. Stock, *Przegląd Gór.-Hutn.*, nr 21, 1240 (1924).
- [140] M. T. Huber, *Kosmos* 49, nr 3, 965 (1924).
- [141] Z. Kowalczevska, *Przegląd Techniczny* 62, nr 45, 509 (1924).
- [142] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 100, 131 (1929).
- [143] E. Stenz, *Mathesis Polska* 1, nr 8/9, 134 (1926).
- [144] *Spraw. i Prace PTF* 4, z. 1, 102, 133 (1929).
- [145] S. Szczeniowski, *Mathesis Polska* 3, 130 (1928).
- [146] *Mathesis Polska* 3, 169 (1928).
- [147] I. Wasiutyńska, *Mathesis Polska* 3, 141 (1928).
- [148] *Fizyka i Chemia w Szkole* 2, 337, 342 (1928).
- [149] S. Warhaftman, *Mathesis Polska* 5, 148 (1930).
- [150] *Mathesis Polska* 5, 157 (1930).
- [151] C. Białobrzeski, *Rysy charakterystyczne współczesnej teorii kwantów*, V Zjazd Fizyków Polskich w Poznaniu, Drukarnia Uniw. Poznańskiego, Poznań 1930, s. 12—24.
- [152] C. Białobrzeski, *Mathesis Polska* 7, 105 (1932).
- [153] T. Malarski, *Mathesis Polska* 7, 118 (1932).
- [154] *Fizyka i Chemia w Szkole* 4, nr 2, 122 (1933).
- [155] C. Białobrzeski, *Mathesis Polska* 10, 1 (1935).
- [156] J. Weyssenhoff, *Mathesis Polska* 10, 15 (1935).
- [157] L. Infeld, *Mathesis Polska* 10, 27 (1935).
- [158] S. Loria, *Mathesis Polska* 10, 81 (1935).
- [159] S. Warhaftman, *Mathesis Polska* 9, 152 (1934).
- [160] *Fizyka i Chemia w Szkole* 8, nr 1, 112 (1937).
- [161] [L. Wertenstein], *Wszechświat* nr 7, 223 (1936).
- [162] *Przyroda i Technika* 15, 547 (1936).
- [163] L. Sosnowski, *Mathesis Polska* 11, 81 (1938).
- [164] *Fizyka i Chemia w Szkole* 10, nr 1, 87 (1938/39).
- [165] J. Kostuch, W. Weisło, *Postępy Fizyki* 20, 625 (1969).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Andrzej Senatorski*Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Rachunek błędów w pierwszej pracowni fizycznej

Error Calculus in Physics Laboratory 1

Abstract: A student who tries to gain an acceptance of his work at the First Physics Laboratory is faced with two difficulties: the necessity of acquiring some dexterity if operating with experimental devices, which often do not fulfil elementary demands of ergonomics, and the need to master the error calculus, which is not a trivial task by itself and also contains some considerable amount of calculations. The difficulties of the second kind are considered in this article. Firstly, some general principles are discussed, which should be taken as the basis of the error calculus as applied in the Physics Laboratory 1, but which are generally being overlooked. Secondly, several minor but in practice also very troublesome mistakes are treated which one often meets in widespread versions of the error calculus.

Doświadczenie ma zawsze rację.
(S. Pieńkowski)

Nie istnieje matematyka stosowana, podobnie jak nie ma stosowanych matematyków, można natomiast i trzeba w wielu dziedzinach stosować matematykę.
(Wg H. Steinhausa)

1. Wstęp

Pierwsza pracownia fizyczna jest ważnym [1] i nie docenianym * ogniwem łańcucha środków stosowanych w nauczaniu fizyki w szkole wyższej. Ten truizm tłumaczy zarówno tak częste jeszcze występowanie przeróżnych uchybień i błędów, jakich się można dopatrzeć w upowszechnianych wersjach rachunku błędu w zastosowaniu do ćwiczeń pierwszej pracowni, jak i fakt, że zamierzonych i niezamierzonych skutków funkcjonowania tej pracowni nie można uznać za zadowalające [1]. I jakkolwiek w wielu ośrodkach podejmowane są, nieraz bardzo poważne, starania (por. [3—7]), których celem jest usprawnienie bądź urządzenie od podstaw dydaktycznej pracowni fizycznej, to rachunek błędu pozostaje problemem traktowanym marginesowo. Wystarczy wziąć do ręki jakikolwiek podręcznik laboratoryjny i przejrzeć rozdział poświęcony omówieniu rachunku błędu, lub zajrzeć do dowolnie wybranej publikacji, której przedmiotem jest wyłącznie rachunek błędu z punktu widzenia możliwych jego zastosowań w pracowni fizycznej, aby się przekonać, z jaką beztróską poważni skądinąd autorzy potrafią traktować związane z tą tematyką proste i elementarne problemy. Sformułowania, jakie można znaleźć w rozpowszechnionych opracowaniach rachunku błędu napisanych na użytek odrabiających pracownię fizyczną, stawiają pod znakiem zapytania celowość przeprowadzania rachunku błędu, wykonywania ćwiczeń pierwszej pracowni fizycznej, a także być może tłumaczą brak sukcesów [8] dydaktyki fizyki w jej oddziaływaniu społecznym [9, 10]. Brak opracowań źródłowych, w których uwzględniano by całą złożoność warunków panujących w pracowni fizycznej I, tylko częściowo tłumaczy tę sytuację, że z jednej strony obserwuje się sukcesywne rozbudowanie aparatu statystyczno-matematycznego, z drugiej zaś — pewien indyferentyzm wobec niektórych konkretnych problemów zwyczajowo nie włączanych w zakres statystyki matematycznej.

W ogólnie zalecanych zasadach, dotyczących stosowania rachunku błędu w pierwszej pracowni fizycznej, naruszane są pewno podstawowe reguły. Są to bądź reguły poprawnego rozumowania, bądź też reguły „dobrej roboty”. Działającą niejako automatycznie główną przyczyną naruszania wspomnianych powyżej reguł jest przyjmowanie zasad rachunku błędu z innych dziedzin jego zastosowań (np. z dziedziny pomiarów naukowych) bez jednoczesnego dokonania modyfikacji uwzględniających specyfikę warunków pracy w laboratorium dydaktycznym. Celem niniejszego artykułu jest stworzenie realnych przesłanek do poprawy tej wysoce niezadowolającej sytuacji, znajdującej aż nadto wierne odbicie w realiach dnia powszedniego bardzo wielu pracowni fizycznych w szkołach wyższych. Poprawę tę mogłoby np. zapoczątkować wprowadzenie odpowiednich zmian do rachunku błędu przy okazji najbliższych wznowień najczęściej wydawanych, najpowszechniej używanych i ogólnie dostępnych publikacji książkowych.

2. Ogólne zasady stosowania rachunku błędu w pracowni dydaktycznej

2.1. Cele i środki

Pomiary naukowe, stanowiące wzór dla autorów podręczników laboratoryjnych i opracowań rachunku błędu, poprzedzane są zwykle stadium wstępnym, w którym następuje dobranie odpowiednio dokładnej i szybko działającej aparatury. Umożliwia to zmniejszenie błędów maksymalnych (patrz dalej) do poziomu dostosowanego do aktualnego stanu nauki

* Świadczy o tym zarówno szerokie rozpowszechnienie omawianych w tym artykule błędów, jak i sam fakt, że materiał ilustracyjny zaczerpnięto wyłącznie z publikacji książkowych. Powno objawy rokują jednak poprawę sytuacji. Jednym z przejawów doceniania metody nauczania, której egzemplifikację stanowi dydaktyczna pracownia fizyczna, jest intencjonalna, choć zapewne nie ostateczna próba wprowadzenia do użycia podręcznika chemii bazującego na eksperymencie wykonywanym wyłącznie przez uczniów [2].

i techniki, a ponadto pozwala niekiedy wykonywać, czysto automatycznie, długie serie pomiarów w ustalonych warunkach, co z kolei sprowadza błąd losowy do pożądanej, małej wartości. O tym, który z błędów — losowy czy maksymalny — zostanie w efekcie wyeliminowany, a który pozostanie głównym błędem pomiaru, decydują konkretne warunki.

Z punktu widzenia struktury celów zadania pierwszej pracowni fizycznej są znacznie bardziej skomplikowane. Wyniki doświadczeń wykonywanych przez studentów muszą być na tyle dokładne, aby ich zgodność z prawami przyrody nie budziła wątpliwości, a ponadto muszą być wykonane w czasie wynoszącym zwykle od 1,5 do 4 godzin. Wynikiem tego ograniczenia czasu jest nie tylko stosunkowo niska dokładność pomiarów, lecz także często brak możliwości wyeliminowania przynajmniej jednego z dwóch błędów: maksymalnego albo losowego. Analiza błędów, nieco bardziej w tym wypadku złożona, wymaga zdecydowanego porzucenia schematów zapożyczanych dotychczas z innych dziedzin, zastosowań rachunku błędów i wzięcia pod uwagę jednoczesnego występowania zarówno błędu przypadkowego, jak i maksymalnego.

Odpowiedzmy jeszcze na pytanie czy w ogóle warto, pomimo niewątpliwej doraźnej potrzeby, wprowadzać do rachunku błędów elementy, które w przyszłości nie będą nigdy wykorzystane? Otóż bez względu na to, czy będą, czy nie będą, praktyczne skutki oparcia rachunku błędów na fikcyjnych zasadach, nie uwzględniających realiów pracowni dydaktycznej, są zwykle oplakane, a ich zasięg jest większy [1], niżby to wynikało z pewnego ogólnego niedostrzegania pierwszej pracowni fizycznej i jej problemów na tle innych zagadnień związanych z nauczaniem fizyki w szkole wyższej.

2.2. Błędy losowe, systematyczne i inne?

Ze względu na obserwowany rozkład wyników pomiarów można wyróżnić cztery rodzaje błędów: błędy losowe czyli przypadkowe (o rozkładzie symetrycznym, malejącym w nieskończoność do zera), błędy grube czyli pomyłki (o rozkładzie jednorodnym, lub bardziej realistycznie — wolno malejącym w nieskończoność), błędy systematyczne (o rozkładzie typu dirakowskiej funkcji delta, w rzeczywistości trochę rozmytym, często zależnym od wyniku pomiaru) i błędy maksymalne czyli błędy typu klasy przyrządu (o rozkładzie różnym od zera w znanym przedziale skończonej długości, też zwykle zależnym od wyniku pomiaru). Błąd maksymalny można zdefiniować nieco formalnie [11] jako połowę kresu dolnego zbioru długości wszystkich przedziałów zawierających wszelkie możliwe wyniki pomiarów. Między błędem systematycznym i maksymalnym istnieje jedna ważna różnica: błąd systematyczny po wykryciu można skompensować wprowadzając odpowiednie poprawki i dlatego w teorii błędów nie jest on szerzej omawiany, błąd maksymalny zaś, którego dobrymi przykładami są podawane przez producentów największe możliwe błędy mierników elektrycznych, a także błędy wynikające z luzów uszkodzonych lub zużytych przyrządów mechanicznych, w tak prosty sposób usunięty być nie może. Dlatego nie wydaje się rzeczą słuszną obejmowanie [4, 12] błędów systematycznych i maksymalnych wspólną nazwą.

Dla uzupełnienia obrazu dodajmy, że niektórzy autorzy [13, 5] przekładają ponad inne rodzaje błędów błąd maksymalny, co ma przynajmniej to uzasadnienie, że pozwala uniknąć najgorszej sytuacji, jaką jest chroniczne otrzymywanie wyników wykraczających anomalnie daleko poza granice szacowanego i obliczanego błędów. Autorzy dopuszczający błąd maksymalny na równi z błędem losowym [4, 12] nie uwzględniają ich jednoczesnego występowania, choć łatwo jest wskazać obszerną klasę pomiarów, w których błędy obu wspomnianych rodzajów są tego samego rzędu wielkości: są to pomiary wykonywane miernikami elektrycznymi. Kryteria ([4], str. 58), decydujące o wyborze między traktowaniem błędów jako maksymalny bądź losowy, są arbitralnością i brakiem precyzji kontrastują np. z zalecanymi dalej ([4], str. 59—60) dokładnymi regułami zaokrąglania, sam zaś błąd szacowany w warunkach bliskich granicy wyznaczonej przez te kryteria nie ma dobrze określonej interpretacji. Bardziej wyrafinowany skutek ignorowania błędów maksymalnych można znaleźć w niemal poza tym doskonałym podręczniku [14] (str. 78). To unikanie wzięcia pod uwagę jednoczesnego

występowania błędów losowych i maksymalnych jest tym mniej uzasadnione, że całkiem elementarnymi metodami (por. np. [14]) nietrudno jest wyprowadzić wzór na łączny błąd „maksymalno-fiducjalny” (tj. błąd określający przedział błędu, w którym powinna się znaleźć wartość prawdziwa z prawdopodobieństwem nie mniejszym od pewnej ustalonej wartości, np. od 68, 26%) zarówno wielkości prostej [7], jak i złożonej, w przypadku używania statystyki opartej na rozkładzie normalnym, bądź też — na rozkładzie Studenta [27].

A oto inny przykład, znaleziony w bardzo zwięzłym, wyczerpującym i od podstaw napisanym poradniku rachunku błędów [15], poświęconym niemal wyłącznie omówieniu sytuacji związanych z pomiarami obciążonymi tylko błędami przypadkowymi i nie uwzględniającym w sposób jawny istnienia błędów maksymalnych ([15], str. 3, 43—44). Wykraczając nieco poza zakresloną przez siebie tematykę autor wspomnianego opracowania pisze ([15], str. 45): „W przypadku, gdy w ramach dokładności danego przyrządu nie otrzymuje się rozrzutu wyników, określenie dyspersji jest dość arbitralne; przyjmuje się wtedy, że wszystkie wartości różniące się od odczytanej nie więcej niż o połowę odległości działek sąsiednich są jednakowo prawdopodobne (rozkład mikrokanoniczny) i wówczas $\sigma = \Delta x / (2 \cdot \sqrt{3})$ ”. Niekonsystencja jest widoczna. Wynika ona z zamiaru opisanego językiem, dostosowanym do sytuacji odpowiadających rozkładom o nośniku nieograniczonym, sytuacji opisanej rozkładem o nośniku ograniczonym. Dodamy, że przytoczone wyrażenie jest obliczonym zupełnie formalnie ([15], str. 24—25) odchyleniem standardowym rozkładu mikrokanonicznego o nośniku $\langle -\Delta x/2, \Delta x/2 \rangle$ i gęstości $1/\Delta x$. Natomiast żądanie, aby np. prawdopodobieństwo odpowiadające przedziałowi błędów wynosiło znów 68,26%, prowadzi do oszacowania błędów danego wyrażeniem $(\Delta x/2) \cdot 0,6826$. Chyba prościej jest dopuścić do rozważań błędy maksymalne i konsystentnie z przyjętym w cytowanym tekście założeniem o mikrokanoniczności rozkładu wyników pomiarów rozważać błąd maksymalny odpowiadający pewności, równy $(\pm)\Delta x/2$.

Jak się wydaje, *niektórzy matematycy* [16] *uważają*, że pojęcie błędów maksymalnych nie nadaje się do opisu rzeczywistych pomiarów fizycznych. Zauważmy, że używając podobnego argumentu można kwestionować powszechne stosowanie w fizyce i w wielu innych dziedzinach pojęcia funkcji.

Ponadto, uwzględniając fakt, że w praktyce pierwszej pracowni fizycznej ma się zwykle do czynienia z jednorazową małą próbą, łatwo jest podważyć spotykany niekiedy pogląd ([4], str. 58), w myśl którego operowanie błędem maksymalnym nie daje tak ścisłych wyników, jak statystyczna teoria błędów. Dodajmy jeszcze, że stosunkowo rzadkie stosowanie oszacowań maksymalnych w pomiarach naukowych o wysokiej dokładności (por. [17], str. 72, pomiar szybkości światła metodą rezonansową w r. 1950) wynika jedynie z tego, że zwykle uzyskanie odpowiedniego zmniejszenia błędów losowego jest niewykonalne praktycznie.

Na podstawie powyższych uwag proponujemy, w odniesieniu do błędów typu klasy przyrządu, używanie nazwy „błąd maksymalny”, tym bardziej, że jak się wydaje, często samo zaklasyfikowanie tego typu błędów do grupy błędów systematycznych powoduje automatycznie odruch ich pomijania lub wywołuje sugestię, że trzeba i można je zawsze z pomiarów eliminować (być może ilustruje to tekst na str. 50 i 78 w [14]). Niezgodne staje się przy tym zwracanie większej uwagi na typ stosowanego oszacowania, jak bowiem wynika zarówno z praktyki, jak i z literatury, zagadnienie to nie bywa powszechnie dobrze przyswajane. Podamy jeden przykład, który choć pośrednio, lecz dobitnie to potwierdza. Strzałkowski i Śliżyński ([18], str. 12) jako ilustrację rozważań nad błędem wnoszonym przez obliczenia podają przykład obliczenia błędów wartości oporu zastępczego układu dwóch oporów, których wartości zostały z osobna zmierzone. Reguła przenoszenia błędów na drodze obliczeń jest formalnie biorąc regułą obliczania błędów maksymalnych, gdy tymczasem w rzeczywistości oddzielne pomiary dwóch oporów są zwykle od siebie niezależne i z pełnym uzasadnieniem można by obliczać średni kwadratowy błąd oporu zastępczego wg reguły przenoszenia błędów przypadkowego [18].

Przy okazji — jedno zdanie o używaniu terminu „błąd maksymalny” do określania błędów losowego trzykrotnie większego niż błąd średni kwadratowy, odpowiadającego prawdopodobieństwu 99,7% [4]. Proponujemy wyeliminowanie tej nazwy w powyższym znaczeniu z użycia

w pierwszej pracowni fizycznej z uwagi na zbliżone brzmienia z terminem oznaczającym zupełnie co innego, a także ze względu na jego niezbyt częste stosowanie (należy raczej ocekliwać, że będzie on wyperany przez odpowiedni błąd oszacowany z pomocą rozkładu t Studenta).

2.3. Trzy oblicza błęd pomiaru:

Błąd pomiaru, z którym studniący styka się w pierwszej pracowni, jest wielkością reprezentowaną przez wielkość z trzech pojęciowo różnych efektów: rozrzuć wyników pomiarów, błąd jest właściwym błędem pomiaru, tj. stanowi miarę długości przedziału, w którym z określonym prawdopodobieństwem powinna się znajdować prawdziwa wartość wielkości mierzonej. W przypadku drugiego błądowi można przypisać takie samo znaczenie, ale w odniesieniu do nieco innej wielkości — wartości średniej, wokół której waha się wyniki powtarzanych wielokrotnie pomiarów, przy czym z góry wiadomo, że metoda pomiaru nie ma w zasadzie wpływu na rozrzuć wyników, natomiast zwiększenie liczby pomiarów pozwala oczywiście zwiększyć dokładność wyznaczania wspomianej wartości średniej. W przypadku trzecim sytuacja polega zwykle na tym, że zakłada się jednorodność badanego obiektu względem danej własności i traktuje się wyniki pomiarów jako wartości odpowiadające jednej i tej samej wielkości, podczas gdy w istocie dotyczą one wielkości różnych. Np. mierząc kilkadziesiąt średnie drutu i obliczając błąd przeciętny pomiaru fakt, że drut zwykle nie jest na całej swej długości jednakowo grubym, a miara tej jednorodności jest właśnie rozrzuć wyników. Wymienne powyłej różnej rolę, w jakich może występować błąd pomiaru, są dobrze znane [21], jednak nie przypisuje się im (jak wykazamy — bliżej) praktycznego znaczenia. Zauważamy po pierwsze, że jeden z kardynalnych [21] błędów — przylmowanie za "maksymalny" błąd pomiaru potory maksymalnej różnicy dwoma spośród powielmy, błąd pomiaru [19] — w odniesieniu do błęd ostatnich z omówionych powyżej trzech typów staje się niemal dobrze uzasadniony. Przyjcie za "błąd maksymalny" parametry określonego przez np. b pomiarów wydate się czymś w rodzaju herzei mnyślowi wzskolomnan na rozmnomanach typu statystycznego, podbudowanymi własnościami rozkładu Gaussa. Jednak grnbość skoczonego kawałka drutu z pewnością nie daje się opisać rozkładem Gaussa, a praktyka wykazuje, że zwykle już trzy pomiary dają wystarczającą orientację co do odstępstw drutu od jednorodności ze względu na grubość. Inny, poważniejszy argument przemawiający na korzyść rozróżnienia wyliczonych powyżej typów błędów wynika z następującej uwagi. Rozważmy serię pomiarów grubości drutu wykonaną z myślą o wyznaczeniu jego objętości. Przyjcie do obliczeń wartości średniej można traktować jako wybrane pewnej przybliżonej metody calkowania, a obliczonym przy okazji błędowi można przypisać dobrze określony sens. Wyobraźmy sobie następując, że ta sama seria pomiarów grubości drutu ma dostarczyć danych do obliczenia wytrzymałości drutu na zrywanie. Tym razem zastosowanie uprzedniej metody miało by się z celem, bowiem o wytrzymałości drutu decyduje bédzie jego natęższe mijsce. Przykład ten zwraca uwagę na fakt, że to, z jakiego typu błędem ma się do czynienia, jest nie tylko ważne pojęciowo, lecz może decydująco wpływać na wybór metody obliczania błęd i interpretację wyniku. Propozycje metody w znaczeniu w przyczeniu z dziedzin promienio-szkwentny uwagi na te problemy, zwłaszcza w związku z pomiarami wielkości, ze względu na kóre obiekt pomiaru jest niejednorodny (wnikliwe oszacowanie błęd maksymalnego).

Przy okazji wspomniemy o znaczeniu "wartości prawdziwej" mierzonej wielkości fizycznej. W pierwszym z omawianych przypadków na ogół, z matematycznego punktu widzenia, wartość ta jest dobrze określona. W drugim — wierzymy w jej istnienie w stopniu odpowiadającym wierz w trafność akceptowanych teorii prawopodobieństwa. W trzecim natomiast należałoby mówić raczej o pewnej "wartości zredukowanej" w sensie analogicznym do sensu, jaki ma np. długość zredukowana wadała fizycznego (można używać również

w pierwszej pracowni fizycznej z uwagi na zbieżność brzmienia z terminem oznaczającym zupełnie co innego, a także ze względu na jego niezbyt częste stosowanie (należy raczej oczekiwać, że będzie on wypierany przez odpowiedni błąd oszacowany z pomocą rozkładu t Studenta).

2.3. Trzy oblicza błędu pomiaru:

Błąd pomiaru, z którym studiujący styka się w pierwszej pracowni, jest wielkością reprezentującą zwykle jeden z trzech pojęciowo różnych efektów: rozrzut wyników wprowadzany samą czynnością mierzenia, rozrzut powodowany nieokreślnością wielkości mierzonej, lub wreszcie rozrzut wynikający z odbiegania obiektu pomiaru od wyidealizowanych, użytych do jego opisanego wzorów. W pierwszym z wymienionych powyżej przypadków znaleziony błąd jest właściwym błędem pomiaru, tj. stanowi miarę długości przedziału, w którym z określonym prawdopodobieństwem powinna się znajdować prawdziwa wartość wielkości mierzonej. W przypadku drugim błędowi można przypisać takie samo znaczenie, ale w odniesieniu do nieco innej wielkości — wartości średniej, wokół której wahają się wyniki powtarzanych wielokrotnie pomiarów, przy czym z góry wiadomo, że metoda pomiaru nie ma w zasadzie wpływu na rozrzut wyników, natomiast zwiększenie liczby pomiarów pozwala oczywiście zwiększyć dokładność wyznaczania wspomnianej wartości średniej. W przypadku trzecim sytuacja polega zwykle na tym, że zakłada się jednorodność badanego obiektu względem badanej własności i traktuje się wyniki pomiarów jako wartości odpowiadające jednej i tej samej wielkości, podczas gdy w istocie dotyczą one wielkości różnych. Np. mierząc kilkakrotnie średnicę drutu i obliczając błąd przeciętny pomijamy fakt, że drut zwykle nie jest na całej swej długości jednakowo gruby, a miarą tej niejednorodności jest właśnie rozrzut wyników. Wymienione powyżej różne role, w jakich może występować błąd pomiaru, są dobrze znane [21], jednak nie przypisuje się im (jak wykażemy — błędnie) praktycznego znaczenia. Zauważmy po pierwsze, że jeden z kardynalnych [21] błędów — przyjmowanie za „maksymalny” błąd pomiaru połowy maksymalnej różnicy między dwoma spośród, powiedzmy, pięciu wyników pomiarów [19] — w odniesieniu do błędu ostatniego z omówionych powyżej trzech typów staje się niemal dobrze uzasadniony. Przyjęcie za „błąd maksymalny” parametru określonego przez np. 5 pomiarów wydaje się czymś w rodzaju herezji umysłowi wyszkolonemu na rozumowaniach typu statystycznego, podbudowanych własnościami rozkładu Gaussa. Jednak grubość skończonego kawałka drutu z pewnością nie daje się opisać rozkładem Gaussa, a praktyka wykazuje, że zwykle już trzy pomiary dają wystarczającą orientację co do odstępstw drutu od jednorodności ze względu na grubość. Inny, poważniejszy argument przemawiający na korzyść rozróżniania wyliczonych powyżej typów błędów, wynika z następującej uwagi. Rozważmy serię pomiarów grubości drutu wykonaną z myślą o wyznaczeniu jego objętości. Przyjęcie do obliczeń wartości średniej można traktować jako wybranie pewnej przybliżonej metody całkowania, a obliczonemu przy okazji błędowi można przypisać dobrze określony sens. Wyobraźmy sobie następnie, że ta sama seria pomiarów grubości drutu ma dostarczyć danych do obliczenia wytrzymałości drutu na zrywanie. Tym razem zastosowanie uprzedniej metody miało by się z celem, bowiem o wytrzymałości drutu decydować będzie jego najweźsze miejsce. Przykład ten zwraca uwagę na fakt, że to, z jakiego typu błędem ma się do czynienia, jest nie tylko ważne pojęciowo, lecz może decydująco wpływać na wybór metody obliczania błędu i interpretację wyniku. Proponujemy zwracanie w przyszłości w sposób bardziej konsekwentny uwagi na te problemy, zwłaszcza w związku z ćwiczeniami z dziedziny promieniotwórczości (błąd średniej a rozrzut wyników) oraz z pomiarami wielkości, ze względu na które obiekt pomiaru jest niejednorodny (wnikliwe oszacowanie błędu maksymalnego).

Przy okazji wspomnijmy o znaczeniu „wartości prawdziwej” mierzonej wielkości fizycznej. W pierwszym z omawianych przypadków na ogół, z makroskopowego punktu widzenia, wartość ta jest dobrze określona. W drugim — wierzymy w jej istnienie w stopniu odpowiadającym wierze w trafność akceptowanych podstaw teorii prawdopodobieństwa. W trzecim natomiast należałoby mówić raczej o pewnej „wartości zredukowanej” w sensie analogicznym do sensu, jaki ma np. długość zredukowana wahadła fizycznego (można używać również

określenia „wartość średnia”, w sensie formalnym mamy tu bowiem zawsze do czynienia z pewnego rodzaju średnią, choćby nawet trochę wynaturzoną, jak w omawianym w tekście przykładzie dotyczącym wytrzymałości drutu na zrywanie).

Odnotujmy ponadto, że istniejące od pewnego czasu w metodyce nauczania fizyki tendencje do zrywania z tradycyjnym podziałem materiału i szukania nowych kryteriów porządkujących nie ominęły też pracowni fizycznej i rachunku błęd. I tak np. przedmiotem pierwszego ćwiczenia opisanego w podręczniku laboratoryjnym ośrodka nowosybirskiego [7] jest zapoznanie się z rozkładem Gaussa i statystyczną teorią błędów na przykładzie obserwacji wahań częstości drgań generatora akustycznego, zaś na Uniwersytecie Warszawskim na zajęciach wprowadzających obserwowano ruch uliczny w jego aspekcie losowym. Warto może uświadomić sobie, że oprócz niewątpliwych zalet, do których należy m. in. osiągnięcie większej sprawności nauczania, łączenie wielu, niekiedy całkiem różnych, zjawisk w możliwie proste abstrakcyjne schematy niesie ze sobą ryzyko związane z zacieraniem istniejących między tymi zjawiskami fizycznych różnic. W zacytowanych powyżej przykładach obserwacji zjawisk losowych, przyczyny leżące u podstaw cechującego je rozrzutu wyników mają chyba rzeczywście taki sam przypadkowy charakter, jak przyczyny rozrzutu wyników pomiaru np. okresu drgań wahadła matematycznego. Nie odwołując się jednak nawet do różnic pojęciowych wskazać można jedną różnicę, ważną z czysto praktycznego punktu widzenia: na rozrzut wyników pomiaru okresu wahadła o dobrze określonej wartości prawdziwej można wpływać doskonaląc metodę pomiaru, natomiast rozrzutu wyników obserwacji zjawisk, których charakteru losowego nie można pominąć, zmniejszyć, nie ingerując zbyt brutalnie w przebieg tych zjawisk, nie można. Trzeba pamiętać i przypominać np. o tym, że w wypadku obserwacji zjawiska losowego „błąd pojedynczego pomiaru” nie charakteryzuje metody pomiarowej, można natomiast używać w omawianych okolicznościach, w przyjętym znaczeniu, terminu „błąd średniej arytmetycznej”. Reasumując — nie wydaje się najszczęśliwszym chwytem dydaktycznym przedkładanie do odrobienia w pierwszej kolejności ćwiczenia, którego tematyka wiąże się z podstawami interpretacyjnymi teorii prawdopodobieństwa, a przynajmniej nie należałoby go stosować na tych kierunkach studiów, na których fizyka lub matematyka jest przedmiotem pomocniczym.

3. Dokuczliwe drobiazgi

3.1. Błąd bezwzględny i względny:

Definicje. Zacniemy od stwierdzenia dwóch faktów: braku prostych i jasnych definicji błędów oraz wynikającego stąd chaosu w przyswajanych przez studentów w tym zakresie wiadomościach. Definicje sensu stricto nie są zwykle podawane. Por. np. [4], str. 40—41, a zwłaszcza ustęp dotyczący związku błędów względnego z bezwzględnym. Z tekstu nie wynika, czy przez błąd Δl pomiaru długości, „równy” 1 cm, należy rozumieć wielkość $\Delta l = 1$ cm, czy też pewną wielkość zawierającą się w przedziale $\langle -1, +1 \rangle$ ($\Delta l = \pm 1$). Czytając następujący zaraz potem § 2.2 nie można się zorientować, jaki jest związek zdefiniowanego tam błędów rzeczywistego z omawianym w § 2.1 błędem bezwzględnym. W innych publikacjach [14, 19] sprawa definicji błędów przedstawia się podobnie. Proponujemy definiować błąd bezwzględny Δx wielkości X jako wartość bezwzględną odpowiedniego odchylenia $x_1 - x_0$ (x_1 — wartość reprezentująca wynik serii pomiarów pod względem odstępstw od wartości prawdziwej lub średniej x_0): $\Delta x = |x_1 - x_0|$. Definicja ta ma następujące zalety: a) kojarzy słowo „bezwzględny” zarówno z wymiarowością błędów, jak i z jego nieujemnością; b) jest zgodna z używanym zapisem $x = \bar{x} \pm \Delta x$ (x — wartość prawdziwa, \bar{x} — średnia arytmetyczna) w tym sensie, że podwójny znak \pm występuje tylko raz, w sposób jawny; c) jest zgodna z istniejącą w potocznym określeniu dokładności tendencją do opuszczania określeń precyzujących znak (np. „plus minus”), a także — z regułą, że brak znaku przed liczbą oznacza znak „plus”; d) pozwala uniknąć tej przykłej sytuacji, że już na wstępie, podczas zapoznawania się z termi-

nologią rachunku błędu, studiujący napotyka na brak ładu i jasnego sformułowania problemu.

Spełniane funkcje. Błąd bezwzględny, którego zaokrąglenie można określić dobrze uzasadnionymi regułami (patrz dalej), wskazuje wprost, z jaką dokładnością należy podawać odczytaną lub obliczoną wartość wyznaczanej wielkości fizycznej. Znajomość błędu względnego umożliwia porównanie dokładności nawet zupełnie różnych metod pomiarowych odnoszących się do całkiem różnych wielkości. W pewnych okolicznościach błędy bezwzględne (gdy wyznaczana wielkość jest sumą wyrażen proporcjonalnych do wielkości mierzonych), w innych zaś — względne (gdy jest ona iloczynem potęg wielkości mierzonych) umożliwiają szybkie zorientowanie się, błędy których wielkości mierzonych wpłyną najbardziej na błąd wielkości wyznaczanej, a zatem — które z wielkości mierzonych bezpośrednio należy wyznaczyć najstaranniej. W dostępnej literaturze, acz nie zawsze wystarczająco jasno (np. [4], str. 59—60), niekiedy zaś błędnie ([4], str. 69), powyższe aspekty bardziej lub mniej wyczerpująco bywają omawiane. Oprócz rzeczowych informacji tego typu znaleźć często można stwierdzenia nie znaczące lub w pewnych warunkach po prostu fałszywe, lecz za to od lat automatycznie powtarzane (por. np. [4], str. 41: „rezultat pomiaru bez oceny dokładności jest bezwartościowy”).

Zaokrąglenie. Nader precyzyjne, zalecane zwykle [4, 12] reguły zaokrąglania pozostają w niejkiej sprzeczności z poziomem dokładności osiąganym przy szacowaniu błędów pomiaru lub obliczaniu błędów typu fiducjalnego, a także — z dokładnością pomiarów osiąganą zwykle w dydaktycznej pracowni fizycznej i w ogóle z wszelką osiągalną dokładnością. Rozpatrzmy np. taką regułę [4, 12]: jeżeli pierwszą pominiętą wskutek zaokrąglenia cyfrą jest „5”, to ostatnią pozostawioną cyfrę należy zaokrąglić do najbliższej cyfry parzystej. A oto ściślejsza wersja tej reguły: poprzednią regułę stosujemy tylko wówczas, jeżeli za pominiętą „5” następują same zera. Jest to dobra reguła i może warto ją stosować, lecz nie od rzeczy byłoby wiedzieć, że przestrzeganie jej w obliczeniach wykonywanych w pierwszej pracowni jest stosunkowo najmniej uzasadnione. Względny wygody rachunkowej [20], leżące u jej podstaw, w miarę coraz powszechniejszego stosowania kalkulatorów będą coraz bardziej traciły na znaczeniu. Ponadto fakt, że wyniki pomiarów i obliczeń wykonanych w pierwszej pracowni tylko wyjątkowo są później do czegośkolwiek wykorzystywane, zaś liczba ćwiczeń, w których dokonuje się wielokrotnie pomiaru w takich samych warunkach, jest stosunkowo mała, podważa drugie i ostatnie uzasadnienie tej reguły. Natomiast chyba przesadne, wobec np. niepewności wnoszonej przez estymatory samych błędów, jest przestrzeganie przed zaokrągleniem błędów w dół, z niemal jednoczesnym przypomnieniem, że dalszym cyfrom rozwinięcia dziesiętnego wartości błędu nie można przypisywać określonego sensu [4, 12].

3.2. Która z miar błędu losowego jest najwłaściwsza?

Zależy to np. od stopnia wiarygodności, z jakim chcemy podawać wyniki. I tak np. w wypadku stosowalności rozkładu Gaussa prawdopodobieństwo tego, że prawdziwa wartość wielkości mierzonej leży w granicach średniego kwadratowego błędu σ , wynosi ok. 68%, w granicach błędu przeciętnego r — 57%, w granicach błędu prawdopodobnego μ — 50%. Podobnie błędowi równemu 2σ odpowiada prawdopodobieństwo 95%, a błędowi 3σ — 99,7%. Niezdecydowani pewne dalsze wskazówki uzyskają przeglądając tablice rozkładu t Studenta, opisującego zachowanie się średniej arytmetycznej wyników w zależności od liczby pomiarów, oraz tablice rozkładu χ^2 , opisującego zachowanie się kwadratu błędu średniego kwadratowego [21]. Dodajmy, że przy niezbyt wysokich żądanych poziomach ufności, do 70% włącznie, liczba n pomiarów rzędu 10 zapewnia określenie miary błędu z błędem nie przekraczającym ok. 15%, zaś już nawet 3—5 pomiarów wystarcza, aby ten błąd nie przekraczał ok. 25%. I tak np. przy $n = 25$ pomiarach i poziomie ufności równym 68% względny błąd błędu średniego kwadratowego wynosi $\sigma_s/\sigma = 14\%$ (tj. przedział ufności ma tylko nieznacznie rozmyte granice). Przy oszacowaniu np. $P = (247, 58 \pm 0,35)g$ mamy $\sigma = (0,35 \pm 0,06)g$, czyli $0,29g \leq \sigma \leq 0,41g$ (por. w tym kontekście wspomniane już precyzyjne reguły zaokrąglania). Nie należy

brać poważnie często spotykanej sugestii ([18], str. 182, [21], str. 38), że najpoprawniejsze jest obliczanie błędów na podstawie estymatora odchylenia standardowego. Przy niskich poziomach ufności zastrzeżenia co do innych estymatorów są bezprzedmiotowe, przy wysokich zaś i tak trzeba się odwoływać do rozkładu t Studenta. To prawda, że wykonalność wielu dokładniejszych obliczeń zależy w istotny sposób od tego estymatora (por. np. [22], str. 193), jednakże sporządzenie dla błędu średniego kwadratowego tabelki analogicznej do tabelki ze str. 203 w książce [18] przekonuje, że gaussowski estymator wspomnianego wyżej błędu nie jest bynajmniej bardziej wiarogodny, niż gaussowskie estymatory błędu przeciętnego lub prawdopodobnego (por. też [28], s. 144).

Reasumując, przy niezbyt wysokich poziomach ufności, dysponując nawet paroma tylko wynikami pomiarów można stosować miary dokładności wyprowadzone z rozkładu Gaussa, przy czym najlepiej jest je obliczać z najprostszego do wyznaczenia błędu przeciętnego (zalecanym estymatorem błędu przeciętnego średniej arytmetycznej, zwłaszcza przy niewielu n pomiarach, jest wielkość $r/\sqrt{n(n-1)}$, gdzie $r = (1/n) \cdot (\text{suma modułów odchyłeń od średniej arytmetycznej})$, [21, 23]). Natomiast przy wysokim przyjętym poziomie ufności trzeba stosować oszacowania oparte na rozkładzie t Studenta i — z uwagi na skończoną dokładność oszacowania samego błędu — dobrać niezbyt małą liczbę pomiarów.

3.3. O stosowaniu rozkładu t Studenta [24, 11]

Obserwuje się dwie tendencje. Albo metodę wyzyskującą ten rozkład, jako zbyt trudną [19] po prostu się pomija, albo też wprowadza się ją jako narzędzie pracujące dokładnie także w wypadku małych prób [14, 4]. Nasuwa się tu parę uwag. Np. właśnie tablice rozkładu t Studenta pozwalają się zorientować, jak dalece jest uzasadnione ograniczenie się do metody opartej tylko na rozkładzie Gaussa, jeżeli można poprzestać na niezbyt wysokich poziomach ufności (np. nie przekraczających 0,7), nie wymagających wyznaczania samego błędu z błędem mniejszym niż 20—25%. Okazuje się, że wówczas już 3 do 7 pomiarów może stanowić podstawę do przeprowadzenia zadowalającej dyskusji błędu. Z tablic rozkładu t Studenta oraz rozkładu χ^2 można odczytać, wykonanie ilu pomiarów zapewnia, że przy zadanym poziomie ufności błąd względny błędu nie przekroczy ustalonej z góry wartości. W związku z rozkładem t Studenta zamieszcza się tabele informujące, ile pomiarów trzeba wykonać, żeby błąd losowy stał się mniejszy od zadanego błędu maksymalnego [21, 4]. Przy umiarkowanie wysokim poziomie ufności tabelki te nie są efektywnie wykorzystywane i służą raczej do przypomnienia, że tak jak dla rozkładu Gaussa (kiedy to średni kwadratowy błąd losowy $\propto 1/\sqrt{n}$, gdzie n — liczba pomiarów), dla rozkładu t Studenta błąd losowy średniej arytmetycznej maleje wraz ze zwiększaniem liczby pomiarów coraz to wolniej i chcąc zwiększyć dokładność należy raczej pomyśleć o zmianie metody. Nazywając metodę dyskusji błędu opartą na rozkładzie t Studenta metodą małych lub skończonych prób [14, 4] trzeba więc pamiętać, że przy niskich poziomach ufności jej znaczenie polega na uzasadnieniu możliwości ograniczenia się do rozkładu Gaussa również przy całkiem małych ($n = 3-7$) próbach. Natomiast przy wymaganych wysokich poziomach ufności [14] metoda oparta na rozkładzie t Studenta wyzyskiwana jest efektywnie, jednak pod warunkiem, że liczba pomiarów nie jest zbyt mała, tak aby otrzymane oszacowania błędów nie osiągały dużych wartości, przy których ich użyteczność stawałaby się problematyczna.

A zatem przy próbach o małej liczebności należy raczej zrezygnować z metody opartej na rozkładzie t Studenta i ograniczając się do niskich poziomów ufności poprzestać na miarach błędu odnoszonych do rozkładu normalnego. Metodę rozkładu t Studenta należy zaś stosować, gdy próby są nieco większe (rzędu 10), i wówczas celowe jest też żądanie wyższych poziomów ufności.

3.4. Eliminacja błędów grubych

W literaturze [21, 23] spotyka się reguły pozwalające na wyodrębnienie i eliminację tych pomiarów, których wykonaniu towarzyszyły błędy grube czyli pomyłki. Reguły te są typu

statystycznego i nie pozostają w żadnym związku z przyczynami popełnianych pomyłek, wykrzycie bowiem owych przyczyn często nie jest sprawą łatwą. Wielu autorów przestrzega przy tym przed zbyt pochopnym posługiwaniem się wspomnianymi regułami, starając się zarazem podać możliwie ściśle ich sformułowanie [21, 23], bądź po prostu sygnalizując ich dość arbitralny charakter [23, 11]. Nie analizując bliżej tej sytuacji zwróćmy jednak uwagę, że odrzucanie błędów grubych wydaje się szczególnie dobrze uzasadnione (w nieco słabszym, niż zwykle, znaczeniu tego słowa) w wypadkach, gdy rozrzut wyników jest przejawem wspomnianej już możliwej niejednorodności obiektu pomiaru. Zdarza się niekiedy, że anomalnie częste występowanie błędów dużych jest spowodowane przyczynami nawet z grubsza znanymi, lecz trudnymi do usunięcia. Można wówczas eliminować odpowiadające im wyniki pomiarów z dalszych rozważań stosując jakieś rozsądnie obrane kryterium i wierząc, że takie postępowanie jest równoważne fizycznemu usunięciu przyczyn błędów grubych. W każdym jednak wypadku należałoby wnikliwie przebadać przedtem występowanie takich błędów i możliwości usunięcia ich przyczyn.

4. Zakończenie

W tym fragmentarycznym tematycznie artykule nie zamierzaliśmy dokonać pełnego krytycznego przeglądu literatury rachunku błędów, obfitującej zresztą w bardzo cenne i godne polecenia, choć z punktu widzenia rozważanej tu tematyki nieco zbyt jednostronne pozycje [11, 15, 18, 21, 24—26], lecz tylko na przykładzie kilku wybranych, o ustalonej już marce źródeł (jak np. [4, 12, 14]) wskazać, jak bardzo można ułatwić posługiwanie się nimi ich głównym użytkownikom — studentom. Jest to ważne z kilku powodów, z których dwa wymienimy: 1° podręcznik laboratorium używany bywa zwykle w sposób mający cechy samokształcenia, 2° drobne i pozornie nieważne sprzeczności logiczne oraz naruszenie zasad „dobrej roboty” rzutuje różnymi sposobami na ogólny obraz dydaktyki fizyki i jej rolę w społeczeństwie [1]. Autor nie miał możliwości omówienia wielu innych istniejących i interesujących pozycji z omawianego tu kręgu tematycznego, zwłaszcza, jeżeli wskutek niezbyt szerokiego rozpowszechnienia lub zbyt specjalistycznego charakteru nie trafiły one w jego ręce, żywi jednak nadzieję, że skonfrontowanie ich z niniejszym artykułem i ustosunkowanie się do poczynionych w nim propozycji będzie sprawą prostą. Ponadto, poruszając pewne, może nie najważniejsze, ale za to rzadko kiedy formułowane w sposób jasny problemy, autor kierował się przekonaniem, opartym do pewnego stopnia na doświadczeniach własnych, że przyczyni się to do bardziej właściwego wyważenia proporcji między przekazywanymi studentom w różnych formach wiadomościami a wymaganiami stawianymi im podczas egzekwowania przyswojonego materiału.

Na zakończenie dodajmy, że artykuł ten nie stanowi głosu ani za rozbudowę aparatu matematycznego wspomagającego doświadczalne partie kursu fizyki, ani też nie jest głosem przeciwko takiej rozbudowie. Kwestie tego typu należy rozstrzygać i rozstrzyga się w zależności od profilu studiów i innych aktualnych warunków, zwracając przy tym uwagę, aby przy okazji nie została upośledzona percepcja fizycznej strony rozważanej tematyki. Treść tego artykułu natomiast może być uważana za wyraz poglądu, iż popełnianie pomyłek nawet w sprawach uważanych za błahe jest nieopłacalne.

Literatura

- [1] A. Senatorski, artykuł wysłany do opublikowania w czasopiśmie *Dydaktyka Szkoły Wyższej*.
- [2] A. Bogucki, *Chemia VII*, Podręcznik do samodzielnej pracy ucznia, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Warszawa 1975.
- [3] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* 23, 583 (1972); 25, 567 (1974).

- [4] H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna*, PWN, Warszawa 1975.
- [5] A. Puch, J. Smela, *Przewodnik po pierwszej pracowni fizycznej*, WSP w Rzeszowie, Rzeszów 1974.
- [6] A. M. Portis, *Laboratory Physics — Berkeley Physics Laboratory*, McGraw-Hill Book Co. (książkę przetłumaczono na język rosyjski).
- [7] R. I. Solouchin (red.), *Metody fizycznych izmierenij* (laboratoryjny praktikum po fizyce), Nauka, Novosibirsk 1975.
- [8] J. Białek, *Życie Szkoły Wyższej* 24, Nr 5, 27 (1976).
- [9] J. Werle, *Rozwój i perspektywy fizyki*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1970.
- [10] B. Karczewski, *Fizyka w szkole*, Nr 6, listopad-grudzień 1976, str. 3 (stenogram referatu wygłoszonego na II Ogólnopolskiej Szkole Dydaktyki Fizyki, Nowy Sącz, 14—19 VI 1976).
- [11] J. Łukasiewicz, M. Warmus, *Metody numeryczne i graficzne*, Część I, PWN, Warszawa 1956.
- [12] H. Haensel, *Podstawy rachunku błędów*, WNT, Warszawa 1968.
- [13] V. I. Iveronova (red.), *Fizycznyj praktikum* GITTL, Moskwa 1953.
- [14] A. Zawadzki, H. Hofmokr, *Laboratorium fizyczne*, PWN, Warszawa 1966.
- [15] A. Zagórski, *Podstawy teoretyczne rachunku błędów*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 1969.
- [16] Wielka Encyklopedia Powszechna, PWN, 2 Bli-Deo, PWN, Warszawa 1963, str. 15.
- [17] K. D. Froome, L. Essen, *The Velocity of Light and Radio Waves*, Academic Press, London... 1969.
- [18] A. Strzałkowski, A. Śliżyński, *Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarów*, PWN, Warszawa 1973.
- [19] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, PWN, Warszawa 1967.
- [20] M. Ja. Wygodskij, *Spravočnik po elementarnoj matematike*, GITTL, Moskwa... 1951.
- [21] A. N. Zajdel *Elementarna ocena błędów pomiarów*, PWN, Warszawa 1967.
- [22] M. Fisz, *Rachunek prawdopodobieństwa i statystyka matematyczna*, PWN, Warszawa 1954.
- [23] H. Margenau, G. M. Murphy, *Matematyka w fizyce i chemii*, PWN, Warszawa 1956.
- [24] V. I. Romanovskij, *Podstawowe zagadnienia teorii błędów*, PWN, Warszawa 1955.
- [25] T. A. Agekian, *Osnovy teorii ošibok dlja astronomov i fizikov*, Nauka, Moskwa 1968.
- [26] J. V. Linnik, *Metoda najmniejszych kwadratów i teoria opracowywania obserwacji*, PWN, Warszawa 1962.
- [27] A. Senatorski, *Zastosowania Matematyki*, art. w druku.
- [28] H. C. Plummer, *Probability and Frequency*, Mc Millan and Co., Ltd., London 1940.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

X Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów w Piechowicach

W dniach 25—29 kwietnia 1977 roku odbyło się w Piechowicach X Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów. Seminarium to było kolejnym spotkaniem fizyków zajmujących się oddziaływaniem niskoenergetycznych pozytonów z materią, zorganizowanym przez Zakład Zastosowań Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Celem obecnego Seminarium było przedstawienie ostatnich osiągnięć fizyków polskich, reprezentujących 6 ośrodków, i ich kolegów z Bułgarii, Czechosłowacji, Holandii, NRD i Szwajcarii, w dziedzinie badania anihilacji pozytonów. W Seminarium wzięło udział 65 osób, w tym 10 gości zagranicznych.

Omawiane na Seminarium prace, przedstawione w formie 29 referatów i komunikatów naukowych, dotyczyły głównie następujących trzech zagadnień:

1. Badanie czasu życia i swobody ruchu pozytonów termicznych w materii skondensowanej.
2. Badanie możliwości utworzenia przez pozyton w substancji stanu związanego.
3. Wykorzystanie zjawiska anihilacji pozytonów do badania struktury elektronowej i innych własności ciała stałego (głównie metali i ich stopów).

Organizację Ogólnopolskich Seminarium Anihilacji Pozytonów, jedynej tego typu imprezy poświęconej temu zagadnieniu w krajach RWPG, zapoczątkowaną przez nestora fizyki pozytonów w Polsce, profesora Jana Wesółowskiego i obecnie kontynuowaną przez profesora Bronisława Rozenfelda, należy uznać za przedsięwzięcie bardzo udane. Seminaria te stanowią doskonałą platformę prezentacji osiągnięć i wymiany doświadczeń fizyków polskich z ich kolegami z zagranicy, a dla wielu młodych fizyków wygłoszenie referatu na Seminarium jest dobrą okazją do debiutu na międzynarodowym forum naukowym.

Obecne dziesiąte już, a więc jubileuszowe Seminarium, w którym udział gości zagranicznych był liczniejszy niż dotąd, niewątpliwie przyczyniło się do zacieśnienia istniejącej już w zakresie fizyki pozytonów stałej współpracy fizyków polskich z fizykami Czechosłowacji i NRD, a także do podtrzymania i nawiązania nowych kontaktów z fizykami innych krajów.

W. Świątkowski

IV Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów w Karpaczu

W dniach od 25 do 29 maja 1977 r. odbyło się w Karpaczu kolejne IV Ogólnopolskie Seminarium na temat Egzoemisji Elektronów. Obrady Seminarium przeprowadzono w Ośrodku Szkoleniowo-Wypoczynkowym Kuratorium Oświaty i Wychowania w Jeleniej Górze — „Zacisze Leśne”. Seminarium zorganizował Zakład Kriofizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

W obradach Seminarium wzięło udział około 60 osób ze wszystkich polskich ośrodków zajmujących się problematyką egzoemisji elektronów, a także zaproszeni goście zagraniczni: doc. A. T. Żdanowicz — Uralskij Politechniczeskij Instytut, Swierdłowsk (ZSRR), doc. J. W. Kryłowa — Uniwersytet im. Łomonosowa, Moskwa (ZSRR), dr M. Petel — Commissariat a l'Energie Atomique, Paryż (Francja), dr U. Wiesler — Physikalisches Institut, Giessen (RFN), dr G. Holzapfel — Physikalisches — Technische Bundesanstalt, Berlin Zachodni, dr L. Samuelson — Linköping University, Linköping (Szwecja).

Kierownictwo naukowe Seminarium spoczywało w rękach prof. dr hab. Bogdana Sujaka.

W trakcie Seminarium na dziewięciu sesjach roboczych, wygłoszono 38 referatów i komunikatów w następujących grupach tematycznych:

- egzoemisja elektronów (EEE) w niskich temperaturach z układów metal — dielektryk,
- EEE z metali i stopów podczas przemian fazowych,
- EEE podczas deformowania półprzewodników,
- EEE z dielektryków,
- dozymetria egzoemisyjna,
- zastosowanie EEE w technice,
- generowanie elektronów i fotonów na powierzchni ferroelektryka w polu struktury domenowej,
- wyładowania ślizgowe na powierzchni dielektryków,
- przechodzenie elektronów przez układy cienkich warstw,
- układy pomiarowe do badań EEE w niskich temperaturach.

Referaty i komunikaty będą wydrukowane w języku angielskim w Acta Universitatis Wratislaviensis w 1978 roku.

Kolejne V Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów odbędzie się w dniach 3—7 maja 1978 r. w tym samym Ośrodku.

K. Biedrzycki

Konferencja RAMIS-77 w Poznaniu

W dniach od 19 do 22 kwietnia 1977 roku odbyła się w Poznaniu siódma konferencja „Radio- and Microwave Spectroscopy” RAMIS-77 na temat radiospektroskopii rezonansów magnetycznych oraz spektroskopii mikrofalowej. Konferencja ta dotąd ogólnopolska miała w tym roku charakter międzynarodowy. Organizatorem konferencji był Instytut Fizyki Molekularnej PAN przy współudziale Komitetu Spektroskopii PAN i Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego i kierownikiem naukowym konferencji był prof. dr hab. Jan Stankowski. W obradach wzięło udział 137 naukowców z wszystkich ośrodków radiospektroskopii w kraju oraz 19 gości z zagranicy (Belgii, Holandii, Kanady, Jugosławii, Niemieckiej Republiki Demokratycznej, Rumunii, Węgier, W. Brytanii i Związku Radzieckiego).

Na konferencji RAMIS-77 przedstawiono dwuletni dorobek polskiej radiospektroskopii. Była też ona okazją do zapoznania się z wybitnymi przedstawicielami tej dziedziny na świecie. R. Blinc z Jugosławii przedstawił aktualny stan naszej wiedzy na temat roli miękkiego modu

w przejściach fazowych. Temu zagadnieniu poświęcone były także inne referaty (J. Depireux z Belgii i A. R. Bates z Anglii). Wiele miejsca poświęcono badaniom ruchów molekularnych w ciele stałym (Z. Pająk i O. J. Żogał z Polski) oraz ich modyfikacjom za pomocą wysokiego ciśnienia hydrostatycznego (I. P. Aleksandrowa z ZSRR, M. Maćkowiak i J. Stankowski z Polski). Pokazano, że metody radiospektroskopii można z powodzeniem stosować do badania uporządkowania w kryształach molekularnych (G. K. Semin z ZSRR oraz S. Grande z NRD). Zastosowanie radiospektroskopii w badaniach półprzewodników (K. Leibler z Polski), zeolitów (H. Pfeifer z NRD), metali (K. Tompa z Węgier) oraz biologicznych substancji modelowych (B. Jeżowska-Trzebiatowska) pokazało niezbicie, że metodyka ta jest potężnym narzędziem w badaniach strukturalnych. Doniesienia o nowych metodykach, takich jak duża zdolność rozdzielcza NMR (B. Schnabel z NRD), badania gazów metodami optycznymi (S. Łęgowski z Polski) oraz metodę NMR (K. Jackowski z Polski) najlepiej świadczyły, że radiospektroskopia rozwija się intensywnie. Do tradycji konferencji należą prace z zakresu podstaw EPR lub NMR. C. A. Bates z Anglii przedstawił współczesną teorię efektu Jahna-Tellera, a J. Hennel z Polski omówił fundamentalne zagadnienia z zakresu termodynamiki układów spinowych. Przejścia fazowe w kryształach stanowiły także dużą grupę prezentowanych prac. A. I. Zwjagin z ZSRR omówił przejścia fazowe w ferromagnetykach, M. Fujimoto z Kanady przedstawił badania EPR w ferroelektrykach. W. I. Huiskamp z Holandii omówił metody badania przejść fazowych w najniższych temperaturach, a J. Janik z Polski poprowadził wielogodzinną dyskusję na temat możliwości metod optycznych i neutronowych w badaniu przejść fazowych wywołanych przez ruchy molekularne.

Konferencja była okazją do licznych spotkań autorów wszystkich nadesłanych prac, które w całości zostały opublikowane w materiałach „Proceedings of the Conference RAMIS-77”. Taka forma prezentacji prac okazała się bardzo efektywna przy zachowaniu tylko jednej sesji wykładowej.

W czasie Konferencji Z. D. RADIOPAN zorganizował wystawę aparatury radiospektroskopowej produkowanej przez Zakłady Polskiej Akademii Nauk. Zaprezentowano spektrometry elektronowego rezonansu paramagnetycznego, układy kriogeniczne oraz aparaturę pomiarową.

Podczas konferencji utworzono międzynarodowy Komitet doradczy Konferencji RAMIS i ustalono, że następna konferencja odbędzie się w Poznaniu w kwietniu 1979 roku i będzie poświęcona zastosowaniu metod radiospektroskopii w badaniach przejść fazowych w ferroelektrykach i kryształach molekularnych.

Stanisław K. Hoffmann

II Seminarium Fizyki Powierzchni w Trzebiezowicach

Organizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego II Seminarium Fizyki Powierzchni odbyło się w Trzebiezowicach koło Kłodzka w dniach od 16 do 19 maja 1977 r. Dyrektorem Seminarium był Z. Sidorski, a sekretarzem naukowym — S. Mróz. W Seminarium wzięło udział 32 pracowników Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego, 27 uczestników z innych krajowych ośrodków zajmujących się fizyką i chemią powierzchni (z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Zakładu Katalizy na Metalach Instytutu Chemii Fizycznej PAN w Warszawie, Zakładu Katalizy i Fizykochemii Powierzchni PAN w Krakowie, Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, Wyższych Szkół Pedagogicznych w Opolu i Częstochowie, Politechniki Wrocławskiej i Uniwersytetu M. Curie-Skłodowskiej w Lublinie), 9 gości z zagranicy (m. in. V. N. Ageev z Fizyko-Technicznego Instytutu im. Joffego w Leningradzie, G. A. Bootsma z Uniwersytetu

w Utrechie, M. Drechsler z Uniwersytetu w Marsylii, G. Gergely z Instytutu Fizyki Technicznej Węgierskiej Akademii Nauk w Budapeszcie i Ch. Kleint z Uniwersytetu K. Marksa w Lipsku) oraz 24 studentów ostatniego roku fizyki z Uniwersytetu Wrocławskiego.

Na program Seminarium złożyło się 6 referatów i 20 komunikatów. Wygłoszono następujące referaty: V. N. Ageev: *Izucenie wzaimodejstvija kisloroda s tugoplavkami metallami metodami elektronno-stimulirovannoj desorpcii*, G. A. Bootsma: *Ellipsometric Studies of Chemisorption on Metal Surfaces*, M. Drechsler: *The Study of Surface Self-diffusion by Field Emission Techniques*, W. Romanowski: *Small Metallic Particles and Clusters*, Z. Sidorski: *Adsorption of Noble Metals on the Metallic Substrate*, K. F. Wojciechowski: *The Interactions between Atoms near a Metal Surface*.

Wśród przedstawionych komunikatów dziesięć dotyczyło badania własności powierzchni metali i adsorpcji na podłożu metalicznym metodą mikroskopii polowej (elektronowej i jono-wej), zaś w pięciu przedstawiono wyniki badań własności metali i dielektryków metodami spektroskopii elektronów Augera, spektroskopii fotoelektronów (ESCA) i dyfrakcji powolnych elektronów.

Odbyła się ponadto specjalna sesja, na której studenci ostatniego roku studiów fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim przedstawili dziewięć komunikatów prezentujących wyniki najciekawszych prac magisterskich. Wyjątkowo na tej sesji komunikaty wygłoszono po polsku.

Po zakończeniu Seminarium goście z zagranicy zwiedzali pracownie Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Materiały Seminarium będą wydane jako osobny tom „Acta Universitatis Wratislaviensis” (redaktor tomu — prof. dr R. Męclewski).

Stefan Mróz

IX Konferencja Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (EGAS) w Krakowie

W Krakowie, w terminie od 12 do 15 lipca 1977 roku odbyła się IX Konferencja Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (EGAS), zorganizowana przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne i Zakład Optyki Atomowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego pod protektoratem Komitetu Spektroskopii Polskiej Akademii Nauk oraz Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Otwarcia Konferencji dokonał Rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego prof. dr Mieczysław Karaś. Program Konferencji obejmował 5 przeglądowych referatów plenarnych poświęconych aktualnym zagadnieniom fizyki atomowej i spektroskopii laserowej, 110 komunikatów z prac własnych wygłaszanych w dwu sekcjach oraz 4 dyskusje okrągłego stołu. Referaty przeglądowe wygłosili: Pierre Jacquinot (z Paryża) na temat spektroskopii laserowej bardzo dużej czułości i zdolności rozdzielczej, Tadeusz Skaliński (z Warszawy) — referat o relaksacji poprzecznej w optycznie pompowanych alkaliach, opracowany wspólnie z Kazimierzem Rosińskim, Torkild Andersen (z Aarhus) — o postępie badań struktury atomów przy zastosowaniu wiązek szybkich jonów, Józef Szudy (z Torunia) — na temat efektów ciśnieniowych w widmach liniowych oraz Gizbert zu Putnitz (z Heidelbergu) na temat mionium. Przedmiotem dyskusji okrągłego stołu były zagadnienia analizy termów, stałe struktury atomowej, spektroskopia laserowa i wysoko wzbudzone stany rydbergowskie. Duża ilość, w większości bardzo interesujących komunikatów z prac własnych, jest odbiciem faktycznego postępu, jaki się dokonał w ostatnim roku w zakresie badania struktury powłok elektronowych atomów oraz oddziaływania atomów z polem elektromagnetycznym. W czasie Konferencji uczestnicy zwiedzili pracownie naukowe Zakładu Optyki Atomowej oraz Zakładu Fizyki Doświadczalnej Instytutu Fizyki UJ.

W Konferencji wzięły udział 232 osoby. W odróżnieniu od poprzednich 8 konferencji, które odbyły się w krajach Europy Zachodniej z bardzo małym udziałem fizyków z krajów

RWPG, w konferencji krakowskiej uczestniczyło około 20 osób z ZSRR i innych krajów Europy Wschodniej oraz 62 fizyków polskich, którzy łącznie wygłosili 30% wszystkich referatów.

W czasie zjazdu panowała atmosfera przyjaznej współpracy i żywych dyskusji naukowych, które przeciągały się do późnych godzin nocnych w klubie domu studenckiego „Nawojka”, gdzie mieszkali prawie wszyscy uczestnicy Konferencji.

W czasie Konferencji odbyło się walne zebranie Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej, na którym wybrano nowych członków Zarządu, do którego w obecnej kadencji wchodzi: dr D. N. Stacey z Oxfordu jako przewodniczący, dr A. Dönszelmann z Amsterdamu — sekretarz oraz: prof. dr T. Andersen (Aarhus), prof. dr J. Bauche (Orsay), prof. dr B. Cagnac (Paryż), prof. dr H. Hühnermann (Berlin), prof. dr D. Kunisz (Kraków), prof. dr I. Martinson (Lund), prof. dr R. Winkler (Marburg). Uczestnicy Konferencji złożyli serdeczne podziękowanie dr E. Meinders z Amsterdamu, która przez wiele lat pełniła funkcję sekretarza EGAS.

Uzupełnienie programu naukowego Konferencji stanowiły imprezy o charakterze turystyczno-towarzyskim: zwiedzenie zamku królewskiego na Wawelu, kolacja połączona z koncertem w zamku w Pieskowej Skale oraz spływ przełomem Dunajca.

Danuta Kunisz

Jesienna Szkoła Fizyki „Nowe idee w fizyce fononów” w Puławach

Szkoła puławska była piątą z kolei Jesienną Szkołą zorganizowaną przez Zakład Fizyki Ciała Stałego IBJ w ciągu ostatniego dziesięciolecia. Podjęcie tematyki fononowej wiązało się zarówno z jej nadal dynamicznym rozwojem w świecie, jak i z wieloletnią tradycją i dorobkiem badawczym Zakładu w tej dziedzinie.

Tegoroczna, międzynarodowa Szkoła odbywała się od 18 do 24 września 1977 r. w pomieszczeniach Pałacu Czartoryskich, udostępnionych uprzejmie przez Dyrekcję Instytutu Uprawy, Nawożenia i Gleboznawstwa. Wykłady stanowiły analizę szeregu frapujących koncepcji i pojęć utworzonych lub wzbogaconych w ostatnich latach badań nad drganiami atomów w kryształach.

Wiele z nich — potencjały zlokalizowane, ładunki wiązaniowe, giętkie wiązania międzyatomowe, siły walencyjne, rozkłady ładunku w rdzeniach i powłokach — ma charakter fenomenologiczny (A. Czachor, Świerk). Konstrukcja międzyjonowego potencjału prowadzącego do poprawnego opisu właściwości statycznych i dynamicznych zarówno kryształów idealnych jak i zawierających defekty okazuje się zadaniem trudnym i nie zawsze uzasadnionym (H. Schöber, Jülich, RFN). Szereg ważnych informacji o widmach fononowych i oddziaływaniu elektron-fonon można uzyskać metodami tunelowania nadprzewodzącego (A. Pindor, Warszawa). Istnieją obecnie metody generacji i detekcji pojedynczych fononów, co pozwala na fononową spektroskopię ciał stałych (H. Kinder, München). Spin fononu — jak długo sądzono pomysł zupełnie abstrakcyjny — może odgrywać rolę w procesach transportu w polach magnetycznych (W. Zawadzki, Warszawa). Metody funkcji Greena pozwalają obliczyć i przewidywać zjawiska i właściwości kryształów zawierających defekty (P. Dederichs, Jülich, RFN). Anomalie w krzywych dyspersji fononów metali, wynikające z geometrii powierzchni Fermiego, można wyliczyć ab initio (A. Holas, Świerk). Równania dynamiczne dla zmiennych makroskopowych były tematem wykładu T. Paszkiewicza (Wrocław). Zagadnienie „piku centralnego” i przejść fazowych indukowanych drganiami sieci omówił K. Parliński (Kraków).

Ku wielkiej satysfakcji organizatorów Szkoły (L. Chełmicki, A. Holas i niżej podpisany) wykłady były z reguły dobrze przygotowane i stanowiły ostatnie słowo w swej dziedzinie. Licznym dyskusjom w małych grupach sprzyjała pogoda (padało).

Wykłady Szkoły ukażą się wkrótce w formie raportu IBJ.

Andrzej Czachor

IX Europejska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Budapeszcie

W dniach od 4 do 9 lipca 1977 r. odbyła się w Budapeszcie IX Europejska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w serii zapoczątkowanej w 1961 r. w Aix-en-Provence. Europejskie konferencje organizowane są obecnie przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) w latach nieparzystych, następna będzie w Genewie; w latach parzystych odbywają się światowe Międzynarodowe Konferencje Fizyki Wysokich Energii, ostatnia taka konferencja, XVIII z kolei, była w 1976 r. w Tbilisi (zob. *Post. Fiz.* 28, 185 (1977)). Współorganizatorami konferencji w Budapeszcie były: Towarzystwo Fizyczne Loranda Eötvösa, Węgierska Akademia Nauk, Centralny Instytut Badawczy Fizyki i Uniwersytet Loranda Eötvösa. W konferencji wzięło udział około 500 fizyków z całego świata, w tym 10 osób z Polski. Celem konferencji było przedstawienie i przedyskutowanie wyników uzyskanych w fizyce cząstek elementarnych w ciągu ostatniego roku. W sprawozdaniu tym przedstawię wybrane rezultaty w dziedzinie spektroskopii cząstek elementarnych, ich oddziaływań słabych i silnych.

1. Spektroskopia cząstek elementarnych

a) Grupa Columbia-Laboratorium Fermiego (FNAL)-Stony Brook, kierowana przez L. Ledermana, w procesie $p + \text{jądło} \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{cokolwiek}$, z protonami o energii 400 GeV, odkryła w rozkładzie masy efektywnej mionów rezonans Y o masie około 9,5 GeV/c². Ten nowy stan wydaje się wskazywać na istnienie piątego typu kwarku, tak jak odkrycie rezonansu ψ (3,1 GeV/c²) (zob. *Post. Fiz.* 27, 575 (1977)) w 1974 r. było pierwszym zwiastunem istnienia kwarku powabnego. Ograniczona zdolność rozdzielcza eksperymentu nie pozwala stwierdzić, czy obserwowane maksimum przy 9,5 GeV/c² jest pojedynczym rezonansem o szerokości około 1 GeV/c², czy, jak przewiduje teoria, składa się z kilku wąskich stanów związanych nowych kwarków. Obszerniejsze dane, opublikowane po konferencji, wskazują raczej na tę drugą możliwość i ujawniają dwa maksima przy 9,41 GeV/c² i 10,06 GeV/c² o szerokościach rzędu zdolności rozdzielczej (około 300 MeV/c²). Wielkość przekroju czynnego wskazuje, że ładunek elektryczny nowego kwarku wynosi — 1/3 i być może jest to kwark piękny b (od ang. beauty — piękno). Wszyscy z niecierpliwością oczekują na nowe dane, zwłaszcza z ISR z CERN-u i budowanych pierścieni akumulujących e^+e^- z większą energią wiązek.

b) W SLAC-u przy użyciu pierścienia akumulującego e^+e^- (SPEAR) został odkryty nowy rezonans ψ o masie 3,772 GeV/c² i szerokości około 30 MeV/c². Był on przewidywany w modelu „charmonium” przy masie 3,77 GeV/c² w wielu pracach teoretycznych jako kolejny członek rodziny ψ o ukrytym powabie. Stan ten leży tuż ponad progiem produkcji pary znanych już mezonów powabnych D i poniżej progu produkcji stanu wzbudzonego D^* (zob. *Post. Fiz.* 28, 275 (1977)). Umożliwiło to uzyskanie bardzo dokładnych informacji o mezonach D , np. pozwoliło ustalić masy $m(D^0) = 1,864$ GeV/c² i $m(D^+) = 1,869$ GeV/c².

c) W DESY przy użyciu pierścieni akumulujących e^+e^- (DORIS) uzyskano wiele nowych danych o znanych nam już cząstkach z kwarkami powabnymi oraz odkryto pierwsze mezony powabne dziwne F i F^* o masach odpowiednio 2,03 GeV/c² i 2,14 GeV/c², które zawierają kwark powabny i kwark dziwny.

d) We Frascati przy użyciu pierścieni akumulujących e^+e^- (ADONE) zostały odkryte trzy dość wąskie maksima przy 1,498, 1,820 i 2,130 GeV/c². Masy wydają się odpowiadać oczekiwanym stanom wzbudzonym mezonu φ , szerokości jednak są zbyt wąskie i interpretacja odkrytych stanów pozostaje więc sprawą otwartą. Kilka podobnych maksimów zaobserwowano również w pierścieniu DCI w Orsay.

e) Dwie grupy fizyków, wykorzystując spektrometr Omega w CERN-ie, odkryły nowe ciężkie rezonanse barion-antybarion o masach 2,02, 2,20 i 2,95 GeV/c² i nadzwyczaj małych szerokościach. Teoretycznie przewidywano, że stany barionium będą miały czas życia nieco

dłuższy niż normalne rezonanse mezonowe wskutek złożonej budowy układu trzech kwarków barionu, lecz szerokości doświadczalne są węższe niż oczekiwane. Są także pierwsze dane wskazujące na istnienie rezonansu dziwnego tego typu o masie $2,60 \text{ GeV}/c^2$ w rozkładzie masy $K^0(3\pi)$ w anihilacji $\bar{p}p$ przy 12 GeV .

f) Kilka grup w CERN-ie podjęło eksperymenty mające na celu dokładniejsze zbadanie „starych” mezonów, zwłaszcza nonetu 1^+ zawierającego rezonanse A_1 i Q . Wstępne dane wykazują wyraźne maksima (w masie niezmienniczej odpowiednich układów pionów i kaonów), które ustalają masę mezonu A_1 na $1,050 \text{ GeV}/c^2$ i masę mezonu Q na $1,280 \text{ GeV}/c^2$.

g) Nowe dane uzyskane przy użyciu pierścieni akumulujących DORIS i SPEAR wskazują wyraźnie na istnienie ciężkiego leptonu τ (z nową liczbą leptonową) o masie około $1,9 \text{ GeV}/c^2$ i spinie $1/2$. Są to ciągle tylko dowody pośrednie zarówno przez czysto leptonowe ($\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e$ czy $\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu$), jak i hadronowe ($\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony}$) kanały rozpadu tego leptonu.

Uzyskane wyniki w pełni więc potwierdzają istnienie kwarku powabnego; w szczególności odkryte zostały już cząstki powabne uzupełniające najbardziej znane oktety 0^- i 1^- do odpowiednich kwindekupletów. Są także nowe dowody istnienia piątego leptonu a , także pierwsze dane wskazujące na istnienie piątego typu kwarków. Doniesienia z początku 1977 r. o odkryciu swobodnych kwarków w zmodyfikowanym doświadczeniu Millikana oraz o obserwacji rozpadu $\mu \rightarrow e \gamma$ świadczącego o niezachowaniu liczb leptonowych okazały się nieuzasadnione i na konferencji nie były omawiane.

2. Oddziaływania słabe cząstek elementarnych (*Post. Fiz.* 27, 117 (1977))

a) Duże znaczenie mają nowe wyniki dotyczące głęboko nieelastycznego oddziaływania ν i $\bar{\nu}$ z nukleonami w wypadku prądów naładowanych z eksperymentów przeprowadzonych przy użyciu SPS w CERN-ie i akceleratora we FNAL-u. Grupa Harvard-Pensylwania-Wisconsin-FNAL przedstawiła w zeszłym roku dane wykazujące anomalne zmiany w rozkładzie energii przekazywanej przez $\bar{\nu}$ do kwarków dla energii $> 30 \text{ GeV}$ i wyraźny wzrost $\sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ z energią. Wskazywały one na istnienie prądów prawoskrętnych sprzężonych do nowych kwarków cięższych od kwarku powabnego. Nowe, duże statystyki z eksperymentu licznikowego w CERN-ie dowodzą, że takie anomalie nie istnieją, $\sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ nie zależy od energii i wszystkie dane o oddziaływaniach ν i $\bar{\nu}$ są dobrze zgodne z modelem kwarkowo-partonowym nukleonu (*Post. Fiz.* 27, 323 (1976)) bez potrzeby wprowadzania nowych kwarków. Podobny wniosek wynika z innych danych z eksperymentu z wielką komorą pęcherzykową w CERN-ie i eksperymentów innych grup we FNAL-u, chociaż wykazują one powolny wzrost $\sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ z energią i odchylenia od skalowania podobne do obserwowanych w głęboko nieelastycznych oddziaływaniach elektronów i mionów.

b) W wypadku prądów neutralnych (*Post. Fiz.* 28, 405 (1977)) nowe dane wydają się być zgodne z modelem Weinberga-Salama i mechanizmem Glashowa-Iliopoulosa-Maijaniego oraz potwierdzać niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych prądów neutralnych. Zagadką jest więc nieobserwowanie niezachowania parzystości w eksperymentach atomowych. Przewidywany przez standardowy model kąt obrotu optycznego dla bizmutu winien wynosić $-30 \cdot 10^{-8}$ rad, zaś z doświadczenia w Oksfordzie mamy $(3,2 \pm 4,6) \cdot 10^{-8}$ rad, a w Waszyngtonie $(-0,7 \pm 3,2) \cdot 10^{-8}$ rad. Wydaje się, że więcej informacji i to bardziej pewnych na temat niezachowania parzystości w przejściach atomowych będzie można uzyskać z planowanych doświadczeń z wodorem. Istnieje już obecnie kilka wersji nowych modeli wyjaśniających obserwowane fakty doświadczalne.

3. Oddziaływanie silne cząstek elementarnych

a) Przedstawione zostały nowe wyniki z ISR w CERN-ie dotyczące rozkładu krotności cząstek naładowanych produkowanych w zderzeniach pp . Analiza tych wyników wskazuje na szybszy niż logarytmiczny wzrost z energią średniej krotności $\langle n_{\text{ch}} \rangle$. Wzór Wróblewskiego $D = A(\langle n_{\text{ch}} \rangle - a)$ opisujący zależność dyspersji rozkładu krotności od średniej krotności wydaje się być bardziej uniwersalny, gdyż $A = 0,55$ dobrze odtwarza nie tylko dane z wysokoenergetycznych zderzeń hadron-hadron lecz również hadron-jądro i jądro-jądro.

b) Wielorodna produkcja hadronów jest badana doświadczalnie w miękkich (małe p_T) i twardych (duże p_T) zderzeniach hadron-hadron jak również w oddziaływaniach elektromagnetycznych z przestrzennopodobnymi (ep) lub czasopodobnymi (e^+e^-) fotonami. We wszystkich wypadkach obserwuje się, że hadrony są produkowane w strugach (ang. jets), tj. względem pewnej osi mają ograniczone pędy poprzeczne i zgodne ze skalowaniem Feynmana rozkłady pędów podłużnych. Nowe doświadczenia dostarczają nowych argumentów, że strugi są uniwersalne, tzn. że wymiary strug ($\langle p_T \rangle$, krotność hadronów) i ich skład (względny rozkład rodzajów cząstek) są w zasadzie takie same dla strug w różnych typach zderzeń, o ile uwzględni się różnice związane z warunkami początkowymi tworzenia się strug. W pracach teoretycznych próbuje się zrozumieć tę uniwersalność w ramach kwarkowego modelu hadronów i dynamiki oddziaływań kwarków.

c) Nastąpił dalszy postęp w analizie zarówno doświadczalnej jak i teoretycznej twardych zderzeń hadronów z produkcją cząstek o dużych pędach poprzecznych p_T . Analiza tych zderzeń w modelu kwarkowo-partonowym wskazuje na potrzebę uwzględniania pędów poprzecznych partonów w hadronach. W ten sposób można uzyskać także zgodność prostego modelu twardego rozpraszania parton-parton z danymi doświadczalnymi (*Post. Fiz.* 28, 391 (1977)).

Spośród 42 referatów na konferencji trzy zostały przedstawione przez fizyków polskich: Marię Bardadin-Otwinowską, Andrzeja Białasa i Andrzeja Ziemińskiego. W czasie konferencji odbyły się też trzy specjalne seminaria. W związku z 50-leciem skwantowania pola P. Dirac dokonał historycznego przeglądu relatywistycznych równań falowych. S. Ting mówił o produkcji nowych cząstek w zderzeniach hadronowych, a W. Gribow o nowych technikach dla teorii z cechowaniem nieabelowym.

Zygmunt Ajduk

X Międzynarodowa Konferencja Akceleratorów Wysokich Energii w Protwino

W dniach od 11 do 17 lipca 1977 r. w Protwino k/Sierpuchowa odbyła się X Międzynarodowa Konferencja poświęcona akceleratorom wysokich energii. Wzięło w niej udział ponad 400 specjalistów z ZSRR, USA, CERN-u, Anglii, Francji, NRF, Japonii i innych krajów prowadzących prace w dziedzinie przyspieszania cząstek naładowanych.

W czasie Konferencji odbyło się trzynaście sesji poświęconych różnym aspektom i problemom przyspieszania cząstek i wykorzystania akceleratorów. Przedstawiono prace dotyczące następujących ważniejszych zagadnień: fizyka wysokich energii a największe akceleratory, plany budowy kompleksów akceleratorowych ultrawysokich energii (powyżej 10^{12} eV), akceleratory średnich energii o dużych natężeniach wiązek, akceleratory ciężkich jonów i kolektywne metody przyspieszania, zderzające się wiązki i ich ochładzanie, dynamika wiązek, ich ekstrakcja i formowanie dla eksperymentów fizycznych, układy sterowania, kontroli i diagnostyki, systemy nadprzewodzące i wreszcie zastosowanie akceleratorów w szczególności w medycynie oraz w energetyce i do inercyjnych metod grzania i ograniczenia plazmy wysokotemperaturowej.

Jak widać z przedstawionej powyżej tematyki obrad, program Konferencji był bardzo obfity i dotyczył zarówno aktualnego stanu działających akceleratorów, jak i wielu pomysłów dotyczących rozwoju akceleratorów i ich różnorodnych zastosowań. Ponieważ w krótkim sprawozdaniu trudno byłoby nawet pobieżnie omówić wszystkie aspekty poruszane na Konferencji, naświetlone zostaną tylko pewne ważniejsze problemy i kierunki rozwoju akceleratorów.

1. Akceleratory wysokich energii

Były one zawsze w centrum uwagi fizyków, ponieważ od nich zależał postęp w poznawaniu jądra atomowego i cząstek elementarnych. Do niedawna w fizyce wysokich energii podstawowymi akceleratorami były synchrotrony protonowe. Największe z nich to: synchrotron 70 GeV w Sierpuchowie (ZSRR), PS 30 GeV i SPS 400 GeV w CERN-ie i synchrotron 500 GeV w Batawii. Ostatnie odkrycia zapoczątkowane znalezieniem nowej cząstki J/ψ o masie 3,1 GeV, to wielki sukces przede wszystkim akceleratorów elektronowych oraz w szczególności pierścieni magazynujących i wiązek przeciwbieżnych. Do najważniejszych należy zaliczyć: SLAC — SPEAR, przeciwbieżne wiązki e^+e^- o energii $E = 4,2$ GeV (Stanford, USA); DESY-DORIS e^+e^- , $E = 3,5$ GeV (Hamburg, NRF); ADONIS, e^+e^- , $E = 1,5$ GeV (Frascati, Włochy).

Dlatego też omawiane na Konferencji aktualnie budowane lub projektowane kompleksy akceleratorowe z reguły posiadają pierścienie magazynujące dla eksperymentów ze zderzającymi się wiązkami. Poniżej podane są najważniejsze budowane i projektowane akceleratory wysokich energii.

a) Akceleratory budowane

1. DESY: pierścień magazynujący e^+e^- . PETRA (Positron Electron Tandem Ring Accelerator) 2×19 GeV.
2. Stanford — Berkeley: pierścień magazynujący e^+e^- . PEP (Positron Electron Project) 2×18 (24) GeV.
3. Nowosybirsk — ZSSR: pierścień magazynujący e^+e^- VEPP-4 (Vstretchnye Elektronno-Pozytronnye Putehki) 2×7 GeV.

b) Projekty

1. Fermilab: Tevatron 1 TeV — nadprzewodzący podwajacz energii dla synchrotronu protonowego, możliwość iniekcji ujemnych jonów oraz zderzających się wiązek pp i $p\bar{p}$, ochładzanie elektronowe.
2. Brookhaven: Isabelle 2×200 GeV pp — nadprzewodzący pierścień magazynujący, możliwość ekstrapolacji do 2×400 GeV.
3. Cornell, USA: CESR — modyfikacja synchrotronu elektronowego 12 GeV dla otrzymania zderzających się wiązek e^+e^- .
4. Sierpuchow: synchrotron protonowy UNK (Uskoritelno-Nakopitelnyj Kompleks) 3 TeV. W przyszłości oprócz protonów 3000 GeV w tym samym tunelu elektrony 20 GeV. Zderzenia pe 2000 — 20 GeV, następny etap pp 2×3000 GeV.
5. CERN: zderzenia $p\bar{p}$ w SPS — 2×400 GeV.

Na zakończenie warto przypomnieć, że akceleratory wysokich energii są to olbrzymy, których obwód już obecnie liczy się w kilometrach, a w najbliższej przyszłości będzie się liczył w dziesiątkach kilometrów, koszty zaś sięgają wieluset milionów dolarów. Podstawowy kierunek rozwoju tych kolosów to magnesy nadprzewodzące z polami rzędu 5 tesli i więcej.

2. Akceleratory ciężkich jonów

Drugą szybko rozwijającą się dziedziną oprócz akceleratorów wysokich energii jest przyspieszanie ciężkich jonów. Zainteresowanie ciężkimi jonami i to o coraz wyższych energiach aż do energii powyżej 1 GeV/nukleon wynika z różnorodnych zastosowań tych jonów zarówno w fizyce jądrowej, jak i w medycynie oraz do reakcji termojądrowych. Coraz częściej mówi się o uniwersalnym akceleratorze, który by przyspieszał wszystkie jony do uranu włącznie do energii kilku GeV/nukleon.

Obecnie jedynym relatywistycznym akceleratorem ciężkich jonów jest BEVALAC w Lawrence Radiation Laboratory. Przyspiesza on między innymi jony ^{40}Ar i ^{20}Ne do 2,1 GeV/nukleon. Już obecnie około 1/3 czasu Bevalaca przeznaczona jest dla medycyny (terapia nowotworów i radiografia).

Pierwszym uniwersalnym akceleratorem ciężkich jonów może stać się UNILAC, dla którego planuje się budowę synchrotronu umożliwiającego akcelerację ciężkich jonów do energii powyżej 500 MeV/nukleon. Z innych ciekawszych projektów należy wymienić:

1) GANIL — tandem 2 cyklotronów każdy o energii $E = 380 \text{ q}^2/A \text{ MeV}$ realizowany w Caen (Francja),

2) U-400-izochroniczny cyklotron o energii $E = 725 \text{ q}^2/A \text{ MeV}$ budowany w LRJ w Dubnej.

Dla Polski interesujący jest przede wszystkim U-400 między innymi dlatego, że modelem w skali 1:2 dla tego cyklotronu jest budowany w Warszawie cyklotron U-200 P.

3. Zastosowanie akceleratorów

3.1. Zastosowanie akceleratorów w energetyce jądrowej. W energetyce akceleratory służyły dotychczas głównie jako źródła danych jądrowych niezbędnych do projektowania reaktorów jądrowych.

Aktualnie rysują się dalsze możliwości zastosowań akceleratorów w tej dziedzinie. Dwie z tych możliwości były szczególnie podkreślane na Konferencji, są to:

1. Użycie silnoprądowych protonowych akceleratorów o energii 1000 MeV i mocy ciągłej w wiązce ok. 100 MW do powielania paliwa jądrowego. Akcelerator taki mógłby produkować np. pluton z uranu 238 lub uran 233 z toru 232 po cenach porównywalnych z ceną uranu 235. Biorąc pod uwagę, że zasoby zarówno uranu 238 jak i toru 232 są setki razy większe niż uranu 235, akceleratory takie mogą się stać konkurentami reaktorów powielających. Problemem numer jeden jest tu oczywiście efektywność struktur przyspieszających, gdyż przy mocach wiązki idących w setki megawatów liczy się każdy procent. Okazuje się, że takimi wysokowydajnymi strukturami są struktury z falą stojącą, takie same jakie można stosować dla liniowych akceleratorów elektronów.

2. Zastosowanie silnoprądowych, impulsowych akceleratorów w programie kontrolowanej syntezy termojądrowej. Oszacowania teoretyczne oraz pierwsze próby doświadczalne wykazują, że akceleratory mogą przełamać trwający już ponad 20 lat impas w badaniach w tej dziedzinie i doprowadzić do zbudowania reaktora opartego o reakcje syntezy deuter + tryt, rozwiązując w ten sposób ostatecznie problem zasobów energetycznych na kuli ziemskiej.

Potencjalnymi kandydatami są tu impulsowe akceleratory elektronów lub jonów, liniowe lub cykliczne o energiach rzędu (10—100 MeV), energii wyładowanej w impulsie (1—10) MJ, mocy (60—100) 10^{12} W i czasie trwania impulsu ok. 10 ns.

3.2. Zastosowanie akceleratorów w medycynie. W medycynie najważniejszymi sprawami są: radioterapia nowotworów, produkcja izotopów i radiografia. Terapia nowotworów promieniowaniem X lub elektronowym w zakresie energii od kilku do kilkudziesięciu MeV stała się obecnie metodą klasyczną. Używa się do tego celu najczęściej liniowych akceleratorów elektronowych produkowanych seryjnie przez kilka firm.

Coraz częściej jednak słyszy się głosy domagające się dla medycyny innych większych akceleratorów, chodzi tu przede wszystkim o terapię cięższymi cząstkami jak np. neutrony, protony, mezony π i cięższe jony. Zaletą cięższych cząstek jest ich większa skuteczność biologiczna RBE oraz zredukowanie wysokiego współczynnika tlenowego OER komórek rakowych w stosunku do komórek zdrowych. Zwiększenie RBE wywołane jest selektywnym zwiększeniem dawki w tzw. piku Bragga na końcu zasięgu cząstek naładowanych, a redukcja OER jest spowodowana zwiększoną gęstością jonizacji przy wzroście liniowego przekazu energii.

Akceleratorami, które wchodzi tu w rachubę są: cyklotrony, liniowe akceleratory protonów na energie (300—600 MeV) oraz synchrotrony protonowe o zbliżonej energii. Najbardziej zaawansowane w tych zastosowaniach są cyklotrony, których około 20 pracuje już na potrzeby medycyny.

Szczególnie obiecujący może się również okazać liniowy akcelerator protonów, który ze względu na znaczne prądy średnie mógłby jednocześnie być wykorzystany jako źródło mezonów π . Otóż korzystając z doświadczeń uzyskanych przy budowie tzw. Fabryki Me-

zonów, Laboratorium w Los Alamos stworzyło program PIGMI (Pion Generators for Medical Applications), którego celem jest zbudowanie zwartego, taniego (koszt ok. 5 mln dolarów) i bardziej wygodnego akceleratora liniowego protonów dla wiązek protonowych o energii ok. 600 MeV i średnim prądzie ok. 100 mA.

Protony o energiach rzędu kilkaset MeV mogą być również użyte do diagnostyki, tzn. do wykrywania i lokalizacji guzów nowotworowych. Okazuje się przy tym, że dają znacznie lepszą rozróżnialność gęstości niż normalnie stosowane promieniowanie rentgenowskie.

Ogólnie można stwierdzić, że program zastosowań medycznych znalazł wielu zwolenników i jest on rozwijany zarówno w ZSRR (ITEF Moskwa, ZIBJ Dubna), jak i w USA i innych krajach. W wielu przypadkach, jak np. w cytowanym już Bevalacu, ok. 1/3 czasu pracy akceleratorów przeznaczona jest dla celów medycznych.

Z przedstawionego powyżej krótkiego sprawozdania z X Międzynarodowej Konferencji Akceleratorów Wysokich Energii wynika, że akceleratory są ciągle w ofensywie. Wyznaczają one granice poznania zarówno w fizyce wysokich energii, jak i w fizyce ciężkich jonów.

Zaczął się również nowy okres w dziedzinie zastosowań akceleratorów — od dorywczych prac prowadzonych na akceleratorach badawczych przechodzi się obecnie do projektowania i budowy dużych akceleratorów przeznaczonych przede wszystkim dla zastosowań.

Stanisław Kuliński

VI Międzynarodowa Konferencja Fizyki i Techniki Wysokich Ciśnień w Boulder

W dniach 25—29 lipca 1977 roku odbyła się w Boulder (Colorado, USA) VI Międzynarodowa Konferencja poświęcona Fizyce i Technice Wysokich Ciśnień.

Została ona zorganizowana przez Uniwersytet Stanu Colorado, w ramach kolejnych konferencji międzynarodowej organizacji, której nazwa w języku angielskim brzmi: „International Association for Research and Advancement of High Pressure Science and Technology”, w skrócie AIRAPT. AIRAPT organizuje swoje konferencje co dwa lata (V — konferencja miała miejsce w ZSRR (w Moskwie), VII — odbędzie się we Francji).

Warto może napisać parę słów o tej organizacji. Została ona założona w 1965 roku podczas Międzynarodowej Konferencji Wysokich Ciśnień w Le Creusot (Francja). Celami statutowymi powoływanej organizacji było i jest ułatwianie kontaktów i współpracy pomiędzy jej członkami — indywidualnymi uczonymi, jak również organizacjami uprawiającymi kierunek fizyki i techniki wysokich ciśnień. Takim wyróżniającym się członkiem — organizacją AIRAPT-u jest Japan Society for Promotion of Science.

AIRAPT jest organizacją nie przynoszącą nikomu zysków ekonomicznych i nie jest organizacją jakiegokolwiek państwa. Ma formalny związek z regionalną organizacją EHPRG (European High Pressure Research Group) i w zakresie badań wysokociśnieniowych z Gordon Conferences (USA).

AIRAPT, co jest cechą charakterystyczną, łączy szereg dyscyplin naukowych takich jak fizyka, chemia fizyczna, chemia, geofizyka, mechanika i inne.

Prezydentem tej organizacji został ponownie wybrany H. Lil D. Pugh (Rolls Royce LTD) i, co dla nas Polaków jest bardzo istotne, członkiem komitetu został wybrany czł. kor. PAN, prof. dr hab. Bogdan Baranowski (IChF PAN, Warszawa).

Na konferencji przyznano po raz pierwszy nagrodę AIRAPT-u imienia P. W. Bridgmana, laureata Nagrody Nobla 1946, uczonego, który zapoczątkował fizykę i technikę wysokich ciśnień jako nowoczesną naukę i wniósł znakomity w nią swój osobisty wkład. Laureatem

nagrody został prof. Harry G. Drickamer (University of Illinois) za badania właściwości elektronowych faz skondensowanych, poddanych wpływowi bardzo wysokich ciśnień. W czasie obrad wygłoszono osiem referatów plenarnych oraz około 250 komunikatów z prac własnych. Zgodnie z przyjętą koncepcją zjazdów AIRAPT-u tematyka obrad była bardzo różnorodna. Przedmiotem obrad były zagadnienia podstawowe jak:

a) zagadnienia równania stanu ciał stałych i ciekłych w warunkach wysokich ciśnień hydrostatycznych i fal uderzeniowych, właściwości ciał w stanach ekstremalnych ciśnienia i temperatury, kinetyka procesów wysokociśnieniowych, przemiany fazowe, badania neutronowe i rentgenowskie, zagadnienia budowy płaszcza Ziemi, mechanika skał przy wysokich ciśnieniach, trwała deformacja materiałów ultratwardych i inne,

b) zagadnienia techniki wysokich ciśnień — projektowanie, budowa aparatów wysokociśnieniowych, punkty stałe skały ciśnień, wzorce wysokich ciśnień — pierwotne i wtórne, zagadnienia bezpieczeństwa, nowe metody wytwarzania ciśnień (generatory fotonowe, impulsowe pole magnetyczne) i inne,

c) zagadnienia aplikacyjne technologii wysokociśnieniowych — ekstruzja zimna i gorąca, synteza supertwardych materiałów, spawanie eksplozyjne i formowanie metali ciśnieniem, gazyfikacja węgla i inne.

Indywidualną sprawą uczestnika Konferencji było uczestnictwo w sesjach z jego kręgu zainteresowań specjalistycznych lub uczestnictwo w sesjach tematycznie bliskich, a nawet dalszych celem rozszerzenia horyzontów naukowych.

Warto zaznaczyć, że udział Polaków w tej Konferencji był zauważalny, jak się wydaje, dzięki życzliwemu poparciu obu stron — amerykańskiej i polskiej. Dwóch Polaków B. Baranowski i R. Wiśniewski było współprzewodniczącymi sesji obrad, przy czym B. Baranowski był również członkiem korespondentem Międzynarodowego Komitetu Doradczego tej Konferencji.

Autor wygłosił referat z pracy własnej, przedstawiający tłokowy wzorzec ciśnień, będący wynikiem prac badawczych przeprowadzonych w latach 1971—75 w problemie węzłowym 0.6.1. Wzorzec ten łączy zalety wzorca z regulowaną szczeliną (duża dokładność) i multiplikatorowego (lekkość), dzięki — jak się wydaje oryginalnej koncepcji — kompensacji błędów systematycznych wzorca z multiplikatorem ciśnień.

Ogólny wniosek pokonferencyjny można wyrazić stwierdzeniem, że fizyka i technika wysokich ciśnień to dyscyplina naukowa nadal silnie rozwijająca się. Z tego faktu należy wyciągnąć właściwe wnioski natury naukowej i gospodarczej.

Roland Wiśniewski

N. W. Ashcraft, N. D. Mermin: *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, 1976, str. 826.

Recenzowana książka — to obszerny i dostatecznie pełny kurs fizyki ciała stałego (FCS). Powstała ona, zgodnie ze słowami autorów, w wyniku chęci przewyciężenia trudności, odczuwanych przez parę lat, w trakcie wstępnego wykładu FCS dla studentów Uniwersytetu Cornella (wydziały fizyki, chemii i inżynierii). Istota kłopotów, odczuwanych przez wszystkich chyba wykładowców FCS, polega na konieczności sięgania przy pracy nad wykładem, i to zarówno przez wykładowców jak i studentów, po wiele źródeł, podręczników i monografii, o różnym stopniu komplikacji i szczegółowości. Wymagania wobec podręcznika, na podstawie którego student powinien zawrzeć pierwszą znajomość z FCS, wydają się wykluczać nawzajem. Wielka różnorodność ciał stałych i wielkość parametrów opisujących ich własności powodują, że podręcznik musi zawierać obfitość materiału faktycznego, w tym również w postaci rysunków, wykresów i tablic; bez tego nie da się uzyskać właściwej intuicji przedmiotu wykładu. Z drugiej strony, kurs FCS musi ostro nakreślić ogólną ideę teoretyczną, pozwalającą spojrzeć z jednolitego punktu widzenia na całą różnorodność faktów. Jeśli przypomnieć, że kurs taki ma być elementarny, to wymagania wobec jego podstaw teoretycznych wyraźnie wzrosną. Rzecz w tym, że na początku wykładu nie można zanadto liczyć na głębszą znajomość mechaniki kwantowej i statystycznej wśród studentów i że, tym niemniej, wykład powinien być dostatecznie ścisły. Oba te wymagania udaje się połączyć z trudnością jeśli, w szczególności kierować się przykazaniem „nie łyj”. Wykładowcy FCS wiedzą, jak często właśnie to przykazanie jest przekraczane. Autorzy podręczników FCS uspokajają się wprawdzie stwierdzeniem, że robi się to dla prostoty wykładu, ale owa prostota powoduje kłopoty w czytaniu przez domyślnego czytelnika, zaś w niedomyślnym wyrabia opinie, że **wszystko** jest właśnie aż tak proste.

Zgodnie z opinią recenzentów, Ashcroft i Mermin, doskonali teoretycy pracujący nad zagadnieniami kwantowej FCS, zrećnie przewyciężyli większość wymienionych wyżej trudności, tworząc dobry podręcznik. Główna jego cecha szczególna polega na możliwości wykorzystania go do wykładów o rozlicznych stopniach szczegółowości i trudności. Pomagają w tym wskazówki autorów wymieniające części podręcznika przeznaczone do samodzielnego przestudiowania przez studenta oraz do wykładu bezpośrednio, a także uwidaczniające logiczne powiązanie rozdziałów, co daje możliwość uzyskania odpowiedzi na pytanie interesujące czytelnika, bez potrzeby zapoznania się z całym podręcznikiem. Cała ta informacja zawarta jest w jednym przejrzystym schemacie, zawierającym również rady autorów co do wyboru materiału do wykładu dwu- i jednosemestralnego.

Ze względu na nieco inny układ materiału w recenzowanej książce niż w większości kursów FCS pozwalamy sobie przytoczyć spis jej rozdziałów.

Teoria metali Drudego. Teoria metali Sommerfelda. Wady teorii elektronów swobodnych. Sieć krystaliczna. Sieć odwrotna. Określenie struktury kryształu na podstawie dyfrakcji promieni Roentgena. Klasyfikacja sieci Bravais i struktur krystalicznych. Poziomy elektronowe w potencjalnym polu periodycznym: własności ogólne. Elektrony w słabym polu periodycznym. Metoda silnego wiązania. Inne metody wyliczenia struktury pasmowej. Kwaziklasyczna dynamika elektronów. Kwaziklasyczna teoria przewodnictwa metali. Określenie powierzchni Fermiego. Przegląd struktury pasmowej metali. Wyjście poza przybliżenie czasu re-

laksacji. Wyjście poza przybliżenie elektronów nieoddziałujących. Efekty powierzchniowe. Klasyfikacja ciał stałych. Energia kohezji. Wady modelu sieci nieruchomej. Teoria klasyczna kryształu harmonicznego. Teoria kwantowa kryształu harmonicznego. Pomiar prawa dyspersji fononów. Efekty anharmoniczne w kryształach. Fonony w metalach. Własności dielektryczne izolatorów. Półprzewodniki niejednorodne. Defekty w kryształach. Diamagnetyzm i paramagnetyzm. Wymienne oddziaływanie elektronów i struktury magnetyczne. Uporządkowanie magnetyczne. Nadprzewodnictwo.

Apendiksy: Najważniejsze formuły teorii elektronów swobodnych w metalu. Potencjał chemiczny. Wylczenie całek typu Sommerfelda. Rozkład funkcji periodycznych na fale płaskie (wymiar większy od jedności). Prędkość i masa efektywna dla elektronów Blocha. Tożsamości związane z analizą fourierowską układów periodycznych. Zasada wariacyjna dla równania Schrodingera. Sformułowanie hamiltonowskie półklasycznych równań ruchu i twierdzenie Liouville'a. Twierdzenie Greena dla funkcji periodycznych. Warunki niewystępowania przejść wewnątrzpasmowych w jednorodnym polu magnetycznym bądź elektrycznym. Własności optyczne ciał stałych. Kwantowa teoria kryształu harmonicznego. Zachowanie kwazipędu. Teoria rozpraszania elektronów przez kryształ. Człony anharmoniczne i procesy wielofononowe. Określenie czynnika g -Landégo.

Za najprostszy obiekt (i słusznie!) autorzy uważają gaz elektronowy metali, który jest, w związku z tym, pierwszym przedmiotem ich rozważań. Już w pierwszych rozdziałach przejawia się jedna z istotnych cech całego wykładu: konieczność przejścia do bardziej skomplikowanego modelu jest uzasadniona przez wylczenie podstawowych faktów, zmuszających do odejścia od uproszczeń. Warto zauważyć, że nawet specjalista dowie się z zainteresowaniem, jak wiele można wyjaśnić z pomocą prostych środków.

Zwrócimy jeszcze uwagę na niektóre cechy *Fizyki Ciała Stałego* Ashcrofta i Mermina. Jest ona napisana tak, że w początku wykładu szczegółowa znajomość mechaniki statystycznej i kwantowej nie jest konieczna, co pozwala prowadzić wykład FCS równolegle do wspomnianych dwóch wykładów. Szczególnie należy podkreślić rolę spełnianą przez zadania. Stanowią one organiczną część wykładu. Część z nich polega na prostych dowodach niektórych formuł, dzięki czemu dowody te usunięto z zasadniczego tekstu, co pozwala uniknąć zbędnej komplikacji rachunkowej. Z drugiej strony, rozwiązanie zadań pozwala lepiej zrozumieć wykład. Należy również podkreślić jakość i staranny dobór ilustracji.

Niezależnie od obfitości materiału i stosowania się autorów do zasad pedagogiki książka nie cierpi na nudę i nieopogłębłość. Autorzy zawsze podkreślają warunki stosowalności rozpatrywanych modeli, tak że u czytelnika nie powstaje nigdy podejrzenie, że FCS jest już zamkniętą dziedziną wiedzy, tak w sensie otrzymanych rozwiązań jak i sformułowanych równań (jeśli, oczywiście, nie brać pod uwagę równania Schrodingera dla wszystkich elektronów i jąder ciała stałego!).

Książka, oczywiście, nie jest pozbawiona wad (szczególnie, jeśli uwzględnić różnice gustów). Jej główne wady, według nas, dadzą się wymienić jak następuje:

1) dążenie do „objęcia nieobjętego”, jeśli posłużyć się aforyzmem Kuźmy Prutkowa, zmusza niekiedy autorów do przejścia na styl telegraficzny;

2) Teoria dynamiczna mogłaby być wyłożona bardziej jednolicie, jeśli by autorzy używali języka kwazicząstek;

3) i, w końcu, mało uwagi poświęcono przejściom fazowym. Jednak, wedle wszelkiego prawdopodobieństwa, gdyby to nastąpiło, to tym bardziej zauważalne byłoby dążenie do „objęcia nieobjętego” (patrz punkt 1).

Reasumując: obfitość materiału, ścisłość i konsekwencja wykładu, świetny wybór materiału faktycznego i ilustracyjnego, możliwość wykładu prawie dowolnego kursu FCS na podstawie książki Ashcrofta i Mermina, powodują, że jest to książka dobra i potrzebna. Należałoby sobie życzyć, aby jej polski przekład został wydany.

J. Czerwonko, M. I. Kaganow

A. K. Wróblewski, J. A. Zakrzewski: *Wstęp do fizyki*, tom I, PWN, Warszawa 1976, str. 583, cena zł 100,—

Wstęp do fizyki Wróblewskiego i Zakrzewskiego ma być pierwszym polskim podręcznikiem należącym do „nowej fali” podręczników fizyki ogólnej dla pierwszych lat studiów wyższych. Ma być a nie jest jeszcze, bo dotąd wyszedł tylko tom pierwszy. Nowa fala została wywołana przez zapotrzebowanie na podręczniki atrakcyjne także dla ludzi, których głównym zainteresowaniem nie jest fizyka, a które by jednocześnie dawały strawną syntezę ogromnego materiału. Usuwane są więc rozgraniczenia między różnymi działami fizyki, między fizyką dawną i nową, między fizyką doświadczalną i teoretyczną. Jednocześnie przybývá wstawek z astronomii, geofizyki, biologii, techniki itd. Te wstawki mają pomóc czytelnikowi w zrozumieniu, jak ważne i ciekawe jest to, czego się uczy. Nowe podręczniki pisane na nowych zasadach są niewątpliwie potrzebne. Kontrowersje wzbudza jednak zmniejszenie liczby opisów prostych zjawisk, doświadczeń i urządzeń, na korzyść matematycznych wyprowadzeń i dyskusji podstaw. Powstaje niebezpieczeństwo, że mniej wybitni studenci uzyskają czysto werbalną, mało wartościową wiedzę. Sam Feynman, autor najwybitniejszego chyba podręcznika nowej fali [1] pisze, że uważa swój eksperyment dydaktyczny za nieudany, bo tylko jeden czy dwa tuziny słuchaczy zdołało opanować materiał. Jeżeli się zważy, że studentów miał około 180, wybranych na podstawie testów inteligencji z ogromnej rzeszy kandydatów z całych Stanów Zjednoczonych, oraz że jest jednym z najwybitniejszych żyjących wykładowców, to jest się o co niepokoić. Jest zrozumiałe, że wielki teoretyk Feynman napisał taki właśnie podręcznik, który mimo zastrzeżenia autora jest powszechnie uważany za wspaniałą, nawet jeżeli za trudną dla początkujących. Ale ciekawe jest pytanie, czy wszyscy muszą ulec temu wpływowi. Czy nikt już nie potrafi napisać współczesnego odpowiednika znakomitego podręcznika Pohla [2].

Tom pierwszy *Wstępu do fizyki* jest pierwszym z zapowiedzianych czterech tomów. Obejmuje chyba ponad tysiąc starannie opisanych ilustracji (niektóre znakomite) i ponad pięćset stron tekstu. Należy tylko życzyć czytelnikom, żeby Autorom starczyło zapału, sił i czasu na doprowadzenie do końca dzieła rozpoczętego z takim rozmachem. Wydanie jest staranne, tylko format okropnie niewygodny (coś jakby elementarz) i obwoluta dziwnie szybko mnie się i drze. Ponieważ ta książka powinna wzbudzić zainteresowanie wielu potencjalnych nabywców, omówię ją szczegółowo rozdział po rozdziale. Oczywiście zdołam tu omówić tylko najważniejsze punkty.

Po eleganckiej przedmowie następuje rozdział pierwszy zawierający rzut oka na całą fizykę: wielkości bardzo małe i bardzo duże, oddziaływania fundamentalne, cząstki elementarne, podejście relatywistyczne i kwantowe, wreszcie samo pojęcie fizyki i metody badawcze fizyka. Ponieważ doświadczenie wskazuje, że studenci często puszczaają mimo uszu tak ogólne rozważania [3], należy podkreślić dwa bardzo ważne praktycznie zagadnienia omówione w tym rozdziale: opis obowiązującego obecnie układu jednostek fizycznych SI, oraz dyskusję błędów pomiarowych. Piękne zdjęcia, ciekawe cytaty, interesujące zestawienia i dyskusje czynią dla mnie ten rozdział najlepszym w całym tomie. Zwraca uwagę bardzo dobra dyskusja błędów systematycznych. Błędy przypadkowe natomiast są potraktowane bardzo powierzchownie. Metoda Hagena zastosowana do wyprowadzenia rozkładu Gaussa nie ujawnia, że rozkład stosuje się już przy bardzo słabych założeniach. Brak informacji o zakresie stosowalności wzoru wyprowadzonego na odchylenie standardowe w przypadku, kiedy błędy są nieskorelowane. W przypadku kiedy występują korelacje błędów, Autorzy stwierdzają tylko, że obliczenie błędu jest „bardzo skomplikowane”. Nie ma wzmianki o pojęciu poziomu ufności, ani o teście χ^2 czy serii. Rozumiem, że książka jest już duża i że trudno powiększać ją dalej, ale w dalszych rozdziałach występują dłużyzny, które można by opuścić na korzyść dobrego wyjaśnienia, jak naprawdę w prostych przypadkach fizycy obliczają błędy doświadczalne.

W rozdziale drugim dyskutowane są podstawowe pojęcia kinematyki punktu materialnego: położenie, prędkość i przyspieszenie. Jako przykłady Autorzy omawiają ruch jednostajny, jednostajnie przyspieszony, ruch po okręgu i ruch harmoniczny. Szeroko omówiony

jest zarówno fakt doświadczalny, że prędkość cząstki nie przekracza nigdy prędkości światła, jak i badania, które do ustalenia tego faktu doprowadziły. Jeden podrozdział poświęcony jest zasadzie nieokreśloności Heisenberga i modyfikacjom, które wprowadza ta zasada do klasycznego rozumienia prędkości i położenia. Z pierwszej notki na str. 94 należy tylko wykreślić słowa „kąt i odpowiednia składowa momentu pędu”. Może warto też wspomnieć, że położenie czy chwilowy pęd, można mierzyć z dowolną dokładnością tylko, jeśli się pominie relatywistyczne efekty kwantowe. Połączenie elementów klasycznych, relatywistycznych i kwantowych, tak jak w tym rozdziale, nie tylko uatrakcyjnia wykład, ale daje też wiedzę znacznie solidniejszą, której nie będzie trzeba odczuwać przy przejściu do bardziej zaawansowanych opisów tych samych zjawisk.

Rozdział trzeci poświęcony jest głównie dyskusji transformacji Lorentza i jej zastosowaniom w kinematyce punktów materialnych. Wyprowadzenia są bardzo elementarne, długie, niekiedy na dwa sposoby. Fragmenty są bardzo dobre, na przykład dyskusja paradoksu bliźniąt czy dylatacji czasu, ale całość rozwlekła. Niezbyt szczęśliwy wydaje mi się wybrany tu kompromis między teorią i doświadczeniem. Wolałbym albo wykład zaczynający się od wprowadzenia pojęcia czterowektora i jego kwadratu niezmiennika (z należytą podbudową intuicyjną oczywiście), albo ograniczenie się do wyprowadzeń, które prowadzą do opisu zaskakujących zjawisk fizycznych, choćby takich, jakie obserwował Mr. Tompkins w Krainie Czarów [4]. Jeden podrozdział poświęcony jest kinematyce nierelatywistycznej. Zawiera w szczególności bardzo dobry opis przyspieszenia odśrodkowego i przyspieszenia Coriolisa. Autorzy elegancko wykorzystują fakt, że wiele ciekawych zjawisk można wyjaśnić bez pojęcia siły, mówiąc tylko o przyspieszeniach.

W rozdziale czwartym, wprowadzone są pierwsze dwa prawa Newtona i omówione są proste przykłady ruchu pod działaniem sił. Dla pierwszego prawa Autorzy wybrali sformułowanie (str. 210): „istnieje układ odniesienia, w którym cząstka nie podlegająca oddziaływaniu (cząstka, na którą nic nie działa) spoczywa lub porusza się bez przyspieszenia”. Jest oczywiste, że w układzie związanym z nią samą cząstka spoczywa, jakiegokolwiek siły działałyby na nią. Brakuje więc założenia, że chodzi o jeden układ, wspólny dla wszystkich cząstek. Uważny czytelnik może to zresztą łatwo wywnioskować z następującej po tym sformułowaniu dyskusji układów przyjmowanych w praktyce za inercjalne. Sformułowanie drugiego prawa poprzedza definicja masy. Definicja opiera się na pojęciu akceleratora, które nie jest zdefiniowane. Nie jest oczywiste, czy można wybrać dobry akcelerator, nie wiedząc przed tym, co to jest masa. Nie jestem pewien, czy podana analiza przyczyni się do lepszego zrozumienia przez czytelnika pojęcia masy. Drugie prawo jest najpierw sformułowane w podstawieniem iloczynu masy i przyspieszenia w miejsce pochodnej pędu. Brakuje wyjaśnienia, że przejście do zwykłej postaci drugiego prawa zawiera dodatkowo założenie fizyczne. Po krótkim ostrzeżeniu, że fizyka relatywistyczna wprowadza pewne zmiany i po wprowadzeniu pojęcia więzów następują rozwiązania równań ruchu w szczególnych przypadkach. Omówione są siły sprężyste Hooke'a, tarcie i lepkość (bardzo dobrze), przyciąganie ziemskie i siła Lorentza. Ta część rozdziału zawiera wiele ciekawych uwag, ale można by ją wydatnie skrócić przez zastąpienie zadaniami (tak jak to jest zrobione dalej w rozdziale ósmym) wielokrotnie powtarzanych prostych rachunków (na przykład rzut ukośny jest liczony co najmniej trzy razy na str. 79—81, 249—251 i 261—262). Następuje opis ruchu w nieinercjalnym układzie odniesienia. Ten opis jest bardzo blisko związany z dyskusją przyspieszeń z rozdziału poprzedniego. W przypisie omówiony jest ruch ciał o masie zmiennej, w szczególności rakiet.

Rozdział piąty dotyczy zasad zachowania pędu, momentu pędu i energii. Ten rozdział i poprzedni, oba po 110 stron, stanowią łącznie przeszło jedną trzecią tomu. Rozdział zaczyna się od wyprowadzenia praw zachowania z równań Newtona. Wprowadzonych jest przy okazji szereg ważnych pojęć: moc, praca itd. Prawa zachowania są ilustrowane przykładami, wśród których zwraca uwagę znakomita dyskusja rozhuśtywania huśtawki. Następuje szereg przykładów ruchu w polu sił zachowawczych. Podane są postulaty Bohra i niewiele chyba studentowi mówiący opis sił jądrowych. Dość obszernie omówione jest uogólnienie na przypadek relatywistyczny, gdzie wprowadzone są między innymi słynne wzory na zależność masy

i energii od prędkości. Podany jest też przypis o czterowektorach. Rozdział kończy się dyskusją związku praw zachowania z symetrias. Wydaje się jednak, że ta ostatnia dyskusja jest za długa jak na przekazanie informacji, że taki związek istnieje i jest ważny, a za krótka, żeby cokolwiek wytłumaczyć czytelnikowi, który jeszcze tego nie rozumie.

Rozdział szósty jest poświęcony oddziaływaniom dwóch ciał. Omówione jest trzecie prawo Newtona, kinematyka układu dwóch ciał i proces rozpraszania. Szczególnie starannie dyskutowane są zderzenia. Omówiony jest czas zderzenia, tak jak go się rozumie potocznie, jak również to, że mówimy o zderzeniu nawet kiedy ciała nie stykały się ze sobą. Na str. 456 piękne zestawienie fotografii ilustruje uderzające podobieństwo między zderzeniem dwu kul bilardowych i zderzeniem dwu niskoenergetycznych protonów. Ten rozdział jest szczególnie bogaty w opisy prostych doświadczeń. Definicja przekroju czynnego jest niepotrzebnie skomplikowana przez wprowadzenie strumienia cząstek padających zamiast prostszego pojęcia liczby cząstek. Operowanie strumieniem jest złem koniecznym w mechanice kwantowej stanów stacjonarnych, ale nie ma żadnej przyczyny, żeby tę trudność przenosić do klasycznego opisu zderzenia. Brakuje wyjaśnienia, dlaczego przekrój czynny na czarnym krążku o powierzchni S wynosi w mechanice kwantowej $2S$, czyli dwa razy tyle, co w klasycznej. Różniczenie sił długo- i krótkozasięgowych na str. 450 i 471 jest niezrozumiałe. Nie jest wyjaśnione, dlaczego potencjał coulombowski jest długozasięgowy, a Yukawy krótkozasięgowy, skoro oba rozciągają się na całą przestrzeń. Może ten problem jest za trudny na wstęp do fizyki, ale w takim razie lepiej go w ogóle nie ruszać niż wywołać złudzenie, że się coś wyjaśniło. Na str. 438 czytamy: „Zderzenia — to takie procesy, w których efektywnie oddziaływanie ciał materialnych zachodzi w dobrym przybliżeniu w skończonym czasie”. Kąpiel zachodzi w skończonym czasie, ale nie nazwałbym jej z tego powodu zderzeniem z wanną.

Rozdział siódmy zawiera elementy fizyki statystycznej. Po rozróżnieniu sił wewnętrznych i zewnętrznych, oraz stanów mikroskopowych i makroskopowych następuje postulat równego a priori prawdopodobieństwa stanów mikro i definicja entropii według Boltzmanna. Brakuje założenia, że chodzi o układy izolowane w równowadze. Nawet informacja, że rozpatrywane stany mikro muszą mieć tę samą energię dodana jest dwadzieścia stron dalej. U inteligentnego a początkującego czytelnika powinno to wywołać spore zamieszanie, coś jak wykład o twierdzeniu Pitagorasa bez informacji, że stosuje się ono tylko do trójkątów prostokątnych. Następnie udowodnione jest twierdzenie o wirale i przy jego pomocy otrzymane się równanie stanu gazu doskonałego i wzór na średni kwadrat przesunięcia w ruchu Browna. Po omówieniu pierwszej zasady termodynamiki następuje wyprowadzenie rozkładu Boltzmanna jako najprawdopodobniejszego rozkładu wielkiej liczby nie oddziałujących ze sobą cząstek. Rozdział kończy krótka i bardzo elementarna dyskusja zjawisk transportu. Zwraca uwagę ładne doświadczenie ilustrujące zależność współczynnika dyfuzji gazu od jego masy cząsteczkowej, oraz brak podobizn Maxwella i Boltzmanna. Zapowiedziane są w późniejszych tomach dalsze rozdziały o fizyce statystycznej i termodynamice fenomenologicznej. Szkoda, że Autorzy nie zdecydowali się na połączenie fizyki statystycznej z termodynamiką fenomenologiczną. Prowadzi to do bardziej przejrzystego wykładu i pozwala uniknąć powtórzeń.

Przedmiotem rozdziału ósmego są statyka i równania ruchu ciała sztywnego. Jest to najkrótszy rozdział w książce, częściowo dzięki temu, że niektóre problemy, na przykład słynny problem sił działających na drabinę opartą o ścianę, są pozostawione do rozwiązania czytelnikowi. Materiał jest dość standardowy. Podobają mi się dyskusja niestabilności ruchu, kiedy prędkość kątowna nie jest równoległa do momentu pędu. Przydałaby się reprodukcja jakiegoś portretu Eulera.

Ogólną opinię o książce mógłbym podsumować następująco. *Wstęp do fizyki* zawiera wiele pięknych ilustracji i ciekawych rozważań — często z odnośnikami do oryginalnej literatury tak, że czytelnik, którego coś zainteresuje, wie, gdzie szukać dalszych informacji. Jeżeli Autorzy zdołają doprowadzić dzieło do końca i jeżeli materiał do następnych tomów wybiorą równie szczęśliwie jak do pierwszego, to powstanie najnowocześniejszy i najbardziej interesujący z napisanych dotąd w Polsce podręczników fizyki ogólnej. Słabością książki są nie-

które fragmenty bardziej teoretyczne: jest trochę niejasnych sformułowań, trochę informacji, co do których nie jest jasne z kontekstu, do czego służą i za dużo długich nudnych rachunków.

Książkę kończy rysunek Kobylińskiego. Narysowany jest człowieczek usiłujący wyłowić myśl z morza słów. Podpis: „Kończąc tę książkę wyrażamy szczerą nadzieję, że czytelnik wyłowi jej myśl przewodnią z morza słów”. Jakie są rokowania? Sądzę, że czytelnik zaawansowany, który może czytać szybko i hobbysta, który nie ma ograniczeń czasowych, powinni mieć dobry połów. Mniej jestem pewien szans przeciętnego studenta uczącego się na termin do egzaminu, ale w Polsce mamy tylu studentów, których obowiązuje fizyka, że już wkrótce będzie wiadomo z doświadczenia, jak im służy ta lektura.

Literatura

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton i M. Sands, *Feynmana wykłady z fizyki*, PWN, Warszawa 1971.
- [2] R. W. Pohl, *Einführung in die Physik*, Springer Berlin 1955 (XIII wyd.).
- [3] B. Davies, *Postępy Fizyki* 28, 317 (1977).
- [4] G. Gamow, *Mister Tompkins w krainie czarów*, PWN, Warszawa 1961.

Kacper Zalewski

A. Januszajtis: *Fizyka dla politechnik*, tom I, Częstki, PWN, Warszawa 1977, str. 367, cena zł 60,—

Problem nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych jest problemem o podstawowym znaczeniu dla edukacji nowoczesnego inżyniera. Jest to problem nie tylko ważny, ale jednocześnie bardzo trudny, świadczyły o tym np. obrady Międzynarodowej Konferencji poświęconej nauczaniu fizyki na kierunkach technicznych i przyrodniczych (MIT — Boston lipiec 1976 r.).

Na czym polega specyficzna rola fizyki w procesie kształcenia inżynierów? W jakim stopniu nauczyciele fizyki powinni „wchodzić” w tematykę pokrewnych dyscyplin naukowych w programach wykładu z fizyki? W jakim stopniu przedstawiciele innych dyscyplin naukowych powinni być powoływani do określania tematyki wykładów, aby dać studentom właściwy pogląd na powiązania fizyki z pokrewnymi dyscyplinami naukowymi? To tylko kilka przykładowych zagadnień, które musi się uwzględnić w programach politechnicznych. Dobrze zatem jest, że w literaturze polskiej (tak jak to jest np. w USA, ZSRR) podjęto inicjatywę napisania nowoczesnego podręcznika z myślą o studentach politechnik.

Omawiana książka jest pierwszym tomem podręcznika, który, jak pisze autor w przedmowie, „ma ułatwić przyszłym inżynierom opanowanie podstaw współczesnej fizyki i pomóc w przyswojeniu najcenniejszej rzeczy, jaką fizyka dała światu — sposobu myślenia”.

Wysokim walorem książki jest forma omawiania problemu zbliżona do metodyki fizyki teoretycznej, która pozwala na położenie nacisku na ogólne porządkujące zasady i prawa i rezygnację z tradycyjnej formy omawiania poszczególnych działów fizyki. Nie ma też podziału na fizykę „klasyczną” i „współczesną”. Tematem I tomu jest mechanika cząstek z przykładami z różnych działów fizyki i techniki. Autor w sposób świadomy nie powtarza wiadomości szkoły średniej — co jest na pewno bardzo słuszne.

Rozdział I (*Ruch*) zajmuje się zagadnieniem opisu ruchu. Pierwsze paragrafy nadają się bardzo dobrze na materiał ćwiczeniowy. Zaletą tego rozdziału są liczne, jasno omówione przykłady, przeprowadzone szczegółowo. W rozdziale II (*Prawa ruchu*) omówione są następujące zagadnienia: Pęd, Siła, Moment siły i Moment pędu, Równania ruchu, Praca i energia, Przemiany energii. W paragrafie 15 (Równania ruchu) omówione zostały drgania harmoniczne, tłumione i wymuszone. Rozdział III (*Stale ruchu*) omawia następujące zagadnienia: Prawa

zachowania, Całki ruchu, Siły centralne. W rozdziale IV (*Dwie cząstki*) poruszane są następujące zagadnienia: Wzajemność oddziaływań, Środek masy, Zagadnienie dwu ciał, Zderzenia cząstek, Rozpad i wychwyty. Rozdział V (*Względność ruchu*) omawia ruch w układach nieinercjalnych oraz dosyć wyczerpująco szczególną teorię względności (*Zasady względności*, Transformacje relatywistyczne, Czasoprzestrzeń, Relatywistyczne prawa ruchu) oraz krótkie wprowadzenie do ogólnej teorii względności. Ostatni, VI rozdział (*Układy cząstek*) porusza następujące zagadnienia: Układ N cząstek, Bryła sztywna, prawa ruchu bryły, Uogólnione równanie ruchu.

Książka napisana jest w sposób jasny. Uważna, zaangażowana lektura zapewnia zrozumienie omawianych zagadnień. Mimo dużych walorów dydaktycznych, które predestynują książkę jako dobry podręcznik polecany dla studentów kierunków techniczno-przyrodniczych, można chyba pozwolić sobie na kilka uwag krytycznych.

Zgodnie z intencją autora nie podano prawie opisu aparatury. Można by jednak zastanowić się nad tym, czy w podręczniku „Podstaw fizyki” nie należałoby również i temu zagadnieniu poświęcić trochę czasu. Właśnie nawet kosztem pierwszego rozdziału zbyt obszernie rozbudowanego materiałem, który studenci znają z wykładu matematyki. W rozdziale „Definicja cząstki” byłoby chyba lepiej nie mówić, że przy „wielkich prędkościach komplikuje się też zależność pędu od energii”, a po prostu, że istnieje określona (dokładnie) ta zależność. Trudno też chyba zgodzić się fizykom uprawiającym doświadczenie, że „uogólnienie i uzasadnienie wyników” — to sfera fizyki teoretycznej (str. 15). Na str. 25 należy poprawić rysunek rurek cewki grzejnika. Na str. 59 zamiast „warunków brzegowych” można by napisać — „warunków początkowych”. Nie wiem, czy poruszanie sprawy, co jest bardziej pierwotne — pęd czy masa i prędkość, da się wyczerpać w jednym zdaniu. Na str. 118 — w wierszu 3 od dołu należy dodać po słowie energii — słowo „mechanicznej”. Na str. 196 — w wierszu 8 od dołu — należy dodać po słowie energii — słowo kinetycznych. Przykład z tej strony (tj. 196) lepiej byłoby chyba zrobić po rozdziale o teorii względności.

Również prawo zachowania energii lepiej byłoby omówić po teorii względności, formułując prawo zachowania energii całkowitej z wnioskami z tej teorii wynikającymi. Na pewno lepiej jest używać zwrotu prędkość rozchodzenia się światła niż prędkość światła (str. 232). Na str. 263 w siedmiu wierszach od góry omówione jest zagadnienie masy relatywistycznej. Ten fragment — zdaniem recenzenta — wymagałby w nowym wydaniu przeredagowania. Bardzo cenną inicjatywą jest poświęcenie 38 paragrafu równaniom Lagrange’a. Ale jeśli zrobiono już ten krok, to należało jeszcze dodać paragraf drugi dotyczący równań Hamiltona. Byłoby to cenne zakończenie I tomu dającego pogląd na mechanikę.

Szczególnie wyczerpująco i z dużym talentem opracowany jest rozdział pt. „Równania ruchu”. Godne uwagi są liczne i starannie dobrane przykłady łącznie z problemem drgań, który nabiera w tym zestawieniu wyraźnej spójności. Ciekawa jest też szata graficzna — przejrzyste rysunki, starannie wykonane wykresy. Wprowadzenie czerwonej czcionki pomaga w zwróceniu uwagi na istotniejsze fragmenty tekstu. Usterki drukarskie są bardzo nieliczne (np. str. 44 — wzory na s). Te uwagi nie zmieniają poglądu recenzenta, że *Fizyka dla politechnik* jest dobrym podręcznikiem i warta jest polecenia zarówno wykładowcy, jak i studentowi.

Włodzimierz Zych

J. Kociński: *Wstęp do fizyki współczesnej, podstawy teoretyczne*, tom I, PWN, Warszawa 1977, str. 366, cena zł 65,—

Trudno jest opiniować podręcznik, który stanowi tylko jeden tom zamierzonego większego dzieła. Dopiero właściwie po zapoznaniu się z całością recenzent może się wypowiedzieć w sposób bardziej autorytatywny o przeczytanej książce. Tym nie mniej podejście od strony

dydaktycznej J. Kocińskiego jest na tyle nowatorskie, że może już w obecnej formie stanowić przedmiot polemiki. W jakimś stopniu każdy podręcznik fizyki odzwierciadla osobisty stosunek autora do tej dyscypliny nauki. Zwykle stosunek ten znajduje swój wyraz w przedmowie. Zależnie od zamierzeń autorów powstają bądź podręczniki prowadzące tradycyjny wykład fizyki doświadczalnej, podkreślające przede wszystkim wagę eksperymentu, bądź inne, w sposób świadomy rezygnujące z pewnych szczegółów, starające się natomiast narzucić charakterystyczny dla fizyki sposób podejścia do obserwowanych zjawisk. Niektóre z nich wypuklają rolę zasad fizycznych, jako uogólnienie dużego materiału doświadczalnego, inne natomiast o charakterze encyklopedycznym koncentrują się na przekazaniu czytelnikowi możliwości dużej ilości faktów doświadczalnych, rezygnując w pewnym sensie z dopomożenia czytelnikowi w dokonaniu syntezy i wypracowaniu obrazu całościowego. Są wreszcie i takie podręczniki, które główny nacisk kładą na pokazanie studentowi bardziej zaawansowanych metod fizyki i nauczenie go dokonywania samodzielnej syntezy znanych już mu zjawisk fizycznych.

Do tej ostatniej grupy należy również zaliczyć książkę J. Kocińskiego. Autor jest fizykiem teoretykiem i stąd metody fizyki teoretycznej są szczególnie wypuklone w jego podręczniku. Sam on pisze tak na ten temat w przedmowie:

„... W fizyce teoretycznej pewien sposób opisu zjawisk wypróbowany w jednym z jej klasycznych działów często można przenieść do opisu w innym dziale. Innymi słowy pewne schematy rozumowania są stosowane z powodzeniem do objaśnienia zjawisk, które należą do różnych działów fizyki. Można więc przyjąć jako kryterium grupowania wiedzy fizycznej podobieństwo metody opisu teoretycznego”.

Cała książka pomyślana jest jako dzieło dwutomowe. Użyte w tytule sformułowanie „fizyka współczesna” ma w tym wypadku na celu podkreślenie nowego ujęcia metodycznego materiału i nie oznacza, jak to przyjmowano często w niedalekiej przeszłości, opisu osiągnięć fizyki z końca XIX oraz dotychczasowej części XX wieku. Generalnie rzecz biorąc materiał zawarty w I tomie podręcznika J. Kocińskiego obejmuje w zasadzie część fizyki wykładaną w wyższych szkołach technicznych na pierwszym semestrze nauczania fizyki, tj. mechanikę, fizykę molekularną i termodynamikę. W projekcie jest tom drugi, w którym mają być omówione pojęcia pola i symetrii, oraz fale. Materiał tomu I podzielony jest na 7 rozdziałów.

W rozdziale 1 autor omawia ruch punktu materialnego, a więc przedstawia definicje, omawia podstawowe prawa mechaniki oraz układy odniesienia wraz z transformacjami Galileusza i Lorentza, a także wprowadza pojęcie przestrzeni Minkowskiego. Operuje pojęciem współrzędnych uogólnionych oraz dyskutuje zasadę wariacyjną Hamiltona. Pewnym novum jest wprowadzenie modnej obecnie mechaniki ciała o zmiennej masie. Na zakończenie podane jest relatywistyczne równanie ruchu punktu materialnego sformułowane w języku czterowektorów. W rozdziale 2 autor omawia mechanikę układu punktów materialnych z podkreśleniem zasad zachowania. Szczegółowo ilustruje je na przykładzie nierelatywistycznego zderzenia dwóch cząstek przedstawianego w układzie środka masy. W dalszym ciągu omawia oddziaływania grawitacyjne i elektryczne, formułuje problem sił centralnych, dyskutuje atom wodoru Bohra oraz w sposób intuicyjny wprowadza pełny zestaw liczb kwantowych. Rozdział 3 poświęcony jest dynamice bryły sztywnej. Autor definiuje na wstępie pojęcie tensora bezwładności wyprowadzając następnie z niego pojęcie momentu bezwładności i momentów dwi-
wacji. Podaje także równania Eulera dla przypadku, gdy na bryłę działa siła zewnętrzna. Praktyczną ilustracją ich zastosowania jest szczegółowo omówiony ruch bąka. Rozdział 4 zawiera opis swobodnego oscylatora harmonicznego, oscylatora tłumionego, oraz oscylatora z siłą wymuszającą. Wprowadza się pojęcie skwantowanego oscylatora harmonicznego. Oscylator tłumiony służy jako model promieniującego atomu. W rozdziale 5 przedstawiony jest model gazu, wprowadzone są podstawowe pojęcia fizyki molekularnej i formalizm fizyki statystycznej. Autor omawia model dielektryka w formie gazu dipolowych momentów elektrycznych drobin, zmieniających swoje kierunki w zewnętrznym polu elektrycznym, oraz namagnesowanie paramagnetyka w zewnętrznym polu magnetycznym, w oparciu o wcześniej dyskutowane prawa odnoszące się do gazu cząstek. Autor wprowadza dalej pojęcie entropii

w ujęciu statystycznym, zajmuje się teorią Einsteina ciepła właściwego ciała stałego, przewodnictwem cieplnym i elektrycznym gazu elektronowego, a także omawia na tym tle statystyki kwantowe Bosego-Einsteina i Fermiego-Diraca. Rozdział 6 poświęcony jest termodynamice. Wprowadza się tu pojęcie entropii w ujęciu termodynamicznym a także pojęcie potencjału termodynamicznego, entalpii i energii swobodnej Helmholtza i Gibbsa, oraz równowagi termodynamicznej układu. Na końcu rozdziału omówiona jest termodynamika procesów nieodwracalnych i termodynamika promieniowania temperaturowego. Kończący rozdział 7 poświęcony jest omówieniu fluktuacji termodynamicznych. Jako przykład ich manifestacji w zjawiskach przyrodniczych omówiono błękit nieba i opalescencję krytyczną.

Z powyższego przeglądu treści podręcznika widać, że autor zgodnie z zapowiedzią, stara się przede wszystkim uwypuklić w swoim wykładzie elegancję metod fizyki teoretycznej. Podręcznik takiego typu musi więc już w swoim założeniu rezygnować z całościowego i szczegółowego omówienia wszystkich działów fizyki; te jej mianowicie działy, niekiedy nawet niełatwe pojęciowo, do opisu których nie trzeba stosować zaawansowanych metod fizyki, muszą być w przyjętej w ten sposób konwencji, potraktowane pobieżnie, lub nawet zostać całkowicie pominięte. Nie ustrzegł się tego, zdaniem recenzenta i autor niniejszej książki. Musiał on bowiem na wstępie założyć, że ma do czynienia ze słuchaczem bardzo dobrze umiejącym fizykę. Stąd pozwolił sobie na wiele skrótów i przeskoków myślowych. U studenta mniej zdolnego może to powodować szereg niejasności. Oto kilka przykładów:

1. Definicje wielu pojęć fizycznych np. pędu, energii, potencjału, pracy itp. podane są bardzo skrótowo i praktycznie nie opatrzone żadnym komentarzem autora. Zwyczajowo już w wyższych szkołach technicznych przykładą się dużą wagę do elegancji definicji fizycznych.

2. Również zasady fizyczne są na ogół wprowadzane (postulowane) w sposób bardzo skrótowy. Niektóre z nich jak na przykład podstawowe prawo dynamiki zostały wprowadzone tylko w wersji oryginalnej, wypowiedzianej jeszcze przez Newtona. Bardziej dydaktycznie celowym byłoby może choćby tak, jak to czynią A. K. Wróblewski i J. A. Zakrzewski w swoim *Wstępie do fizyki* (PWN 1976), równoległe podanie historycznego i współczesnego, bardziej dla studenta zrozumiałego sformułowania tego prawa.

3. Na stronie 18 wprowadzono przy ruchu krzywodroźnym wektorowe pojęcie przyspieszenia radialnego; na str. 32 cytowany jest wzór określający moduł tej wielkości pod nazwą „przyspieszenia odśrodkowego”. Nieujednoclenie nazewnictwa może u studenta stwarzać wrażenie, że chodzi tu o dwa różne pojęcia przyspieszenia.

4. Na str. 31 autor pisze: „... układy inercjalne występujące w przyrodzie mają charakter przybliżony. W zależności od rodzaju badanych zjawisk ruchu ten sam układ odniesienia może być uważany za inercjalny, lub też nie. Układ odniesienia związany z laboratorium można uważać za inercjalny w pewnych typach doświadczeń ...”. Zdaniem recenzenta ze sformułowania tego nie wynika, jaki jest sens fizyczny omawianego przybliżenia.

5. Na str. 136 przy omawianiu oddziaływań elektrycznych autor wprowadza pojęcie przenikalności dielektrycznej próżni, lecz nie przypisuje dla niej tej bądź co bądź ugruntowanej już nazwy.

6. Nieprecyzyjnym wydaje się też wyrażenie ze str. 139 „... Na poziomie nierelatywistycznej mechaniki kwantowej odpowiednikiem ruchu środka masy jest ...”. Zdaniem recenzenta powiedzenie „na poziomie mechaniki nierelatywistycznej” stanowi w pewnym sensie wyrażenie żargonowe zrozumiałe dopiero dla studenta obcującego na codzień z fizykami. Poza tym powiedzenie takie byłoby chyba bardziej na miejscu po wprowadzeniu w wykładzie podstawowych pojęć mechaniki relatywistycznej, o której I tom podręcznika nie traktuje jeszcze w ogóle.

7. Intuicyjnym wprowadzenie liczb kwantowych, jak to czyni autor podręcznika, nie jest w wykładzie łatwe. Aby zostać dobrze zrozumianym często konstruuje się pomocnicze modele myślowe, lub rysunkowe, w celu popularyzacji zagadnienia. Podejście czysto formalistyczne zmusza autora do takich stwierdzeń jak np.: „... W mechanice kwantowej okazuje się że liczbę kwantową n trzeba zastąpić liczbą $l = n - 1$, nową orbitalną liczbą kwantową ...”. W oczach studenta może takie stwierdzenie być potraktowane jako jeszcze jeden

aksjomat, nie przemawiający do jego intuicji. Po wprowadzeniu liczb kwantowych celowym byłoby ponadto zilustrowanie, do czego one praktycznie mogą być przydatne, np. przez dokonanie w oparciu o zakaz Pauliego systematyki atomów wieloelektronowych. Brakuje także chyba konwencji literowego oznaczania liczb kwantowych.

8. Prawo Dulonga-Petita (str. 238) wyrażone zostało mało precyzyjnie. Autor nie podał np. co rozumie poprzez „wysokie” i „niskie” temperatury, ani nie wspomniał o ograniczeniach stosowalności tego prawa w warunkach rzeczywistych.

Uwagi powyższe dotyczyły skrótów myślowych, które, o ile zostały wprowadzone, zdają się sugerować, że autor adresuje swój podręcznik do studenta poważnie zaawansowanego w fizyce.

Inne uwagi mogłyby się odnosić do sposobu ujęcia materiału. Zdaniem recenzenta polemicznym wydaje się wprowadzenie przez autora formalizmu magnetostatyki i związanej z tym konieczności wprowadzenia pojęcia masy magnetycznej (str. 137). Po wprowadzeniu układu SI dla opisu oddziaływań magnetycznych powszechnie używa się obecnie raczej pojęć elektrodynamiki. Wydaje się również celowym ujednoczenie w całym podręczniku używanego układu jednostek. Jeszcze w niektórych miejscach, pomimo że całość operuje układem międzynarodowym, autor posłużył się jednostkami układu cgs (np. str. 156). Zwraca także uwagę w podręczniku J. Kocińskiego prawie zupełny brak przykładów liczbowych. Znowu można w tym miejscu przypomnieć, że zwłaszcza w wyższych szkołach technicznych przykłada się dużą wagę do nauczania studenta umiejętności oszacowywania wielkości przewidywanych efektów, tym bardziej, że wykład ma za zadanie przygotowanie studenta m. in. do przeprowadzania samodzielnych eksperymentów w pracowni fizycznej.

Co się tyczy ilustracji, to można stwierdzić, że ilość ich została sprowadzona do minimum. W niektórych wypadkach czuje się ich niedosyt jak choćby przy definicji pracy lub wspomnianym wyżej przypadku geometrycznej interpretacji liczb kwantowych. Niektóre podręczniki jak np. R. P. Feynman w swoich *Wykładach z fizyki* spopularyzowały konwencję bardzo prostych rysunków, składających się niekiedy z kilku kresek, które, jak to okazało się w praktyce, w znacznym stopniu ułatwiają studentowi wyrobienie sobie pomocniczych modeli myślowych ułatwiających percepcję przedmiotu.

Na zakończenie przejdźmy do rekomendacji. Na obwołanie książki wydawnictwo zamieściło informację że podręcznik przeznaczony jest „... w pierwszym rzędzie dla studentów uczelni technicznych, jako że jest to specyficzna grupa odbiorców, dla której teoretyczne podstawy nowoczesnej fizyki mają stanowić bazę, na której opierać się będą nowe rozwiązania techniczne oraz doskonalenie starych...”. W tym kontekście przyjrzyjmy się do jakiego odbiorcy podręcznik J. Kocińskiego może być rzeczywiście adresowany. Na większości wydziałów politechnicznych w Polsce istniejące programy studiów przewidują rozpoczęcie wykładu z fizyki (a w szczególności materiału zawartego w podręczniku) na pierwszym roku studiów. Wykłada się na ogół „fizykę ogólną”, która nie czyni już podziału na fizykę doświadczalną i teoretyczną. Właściwie jest to wykład fizyki doświadczalnej połączony z elementami fizyki teoretycznej. Czy w tej sytuacji student pierwszego roku jest należycie przygotowany do percepcji podręcznika operującego już rachunkiem macierzowym i tensorowym, zakładającym u studenta umiejętność obliczania całek objętościowych i krzywoliniowych, umiejętność rozwiązywania równań różniczkowych z pochodnymi cząstkowymi i znajomość teorii pól wektorowych?

Zdaniem recenzenta, podręcznika J. Kocińskiego nie można rekomendować studentowi pierwszych lat studiów politechnicznych ze względu na niewystarczające przygotowanie tego ostatniego. Podręcznik ten jednak może być adresowany do studentów starszych lat kierunku „Podstawowe Problemy Techniki” jako substytut podręcznika z fizyki teoretycznej, którego brak ciągle daje się odczuwać na krajowym rynku księgarskim. Może on być także interesujący dla inżyniera pragnącego już po ukończonych studiach pogłębić swoją wiedzę w zakresie fizyki.

Książka została bardzo starannie wydana przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe.

Kazimierz Przewłocki

L I S T D O R E D A K C J I

Równanie stanu fazy gazowej i skondensowanej

1. Wstęp

Własności gazów rzeczywistych wyjaśnia się najczęściej w oparciu o równanie van der Waalsa. Izotermy tego równania dobrze zgadzają się z izotermami doświadczalnymi w zakresie fazy gazowej, znacznie natomiast odbiegają od nich w obszarze pary nasyconej i cieczy. Podobną cechę wykazują inne, bardziej skomplikowane równania stanu łącznie z równaniem wirialnym [1]. W istocie rzeczy są one równaniami jednej fazy. Celem pracy jest sformułowanie możliwie prostego równania opisującego poprawnie podstawowe własności substancji w fazie gazowej i skondensowanej.

2. Postać ogólna równania

Punktem wyjścia będzie równanie stanu kryształu [2]:

$$p = \frac{\mu(V)E_c}{V} - \frac{dE_p}{dV}. \quad (1)$$

Uzależnia ono ciśnienie p od objętości molowej V oraz od energii ruchu cieplnego E_c i energii potencjalnej E_p cząsteczek. Współczynnik μ , zwany stałą Gruneisena, ma dla większości kryształów wartość rzędu 1—2,5 [2, 3].

Zakres zastosowania równania (1) można rozszerzyć określając wkład energii ruchu cieplnego do ciśnienia w taki sposób, aby w miarę wzrostu objętości molowej równanie (1) przechodziło w równanie stanu gazu idealnego, przy zachowaniu warunku $\mu E_c \geq RT$. Energię potencjalną wygodnie jest przybliżyć wyrażeniem:

$$E_p = -\frac{c_1}{V_r} + \frac{c_2}{V_m}, \quad (2)$$

którego szczególnym przypadkiem jest potencjał Lennarda-Jonesa [2, 3].

Najprostszym równaniem spełniającym te założenia jest równanie:

$$p = \left[1 + a \left(\frac{V_k}{V} \right)^n + b \left(\frac{V_k}{V} \right)^2 \right] \frac{RT}{V} - \left[1 - \left(\frac{AV_k}{kV} \right)^m \right] \frac{cRT_k V_k}{kV^2}. \quad (3)$$

Niezależnymi parametrami równania są: parametry krytyczne T_k , V_k , wykładniki n , m i parametry A , k .

Wartość parametru k dla gazów, cieczy i kryształów o gęstym upakowaniu cząsteczek wynosi 1. W przypadku, gdy krzepnięciu towarzyszy powstanie znacznych luk między cząsteczkami, k przyjmuje wartość mniejszą od jedności a iloczyn kV_0 przedstawia objętość, jaką zajmowałby mol kryształu przy gęstym upakowaniu cząsteczek w stanie równowagi w temperaturze zera bezwzględnego ($p_0 = 0$, $T_0 = 0$). Stosunek tej objętości do objętości krytycznej określa wartość parametru A :

$$A = \frac{kV_0}{V_k}. \quad (4)$$

Dla większości substancji $A \approx 0,3$.

Wartość wykładnika n zawiera się w przedziale $4/3 \leq n \leq 3/2$. Zakres zmienności m wyznaczają wynikające z równań (1), (3), (4) zależności określające energię spójności ($-E_{p_0}$), współczynnik rozszerzalności cieplnej β , moduł ściśliwości B :

$$E_p = -\frac{cRT_k V_k}{kV} \left[1 - \frac{1}{m+1} \left(\frac{AV_k}{kV} \right)^m \right], \quad (5)$$

$$E_{p_0} = -\frac{mcRT_k}{(m+1)A}, \quad (6)$$

$$\beta = \left(\frac{\partial V}{V \partial T} \right)_{p=0} \approx \frac{\left[1 + a \left(\frac{V_k}{V} \right)^n + b \left(\frac{V_k}{V} \right)^2 \right] kV}{\left[(m+1) \left(\frac{AV_k}{kV} \right)^m - 1 \right] cT_k V_k}, \quad (7)$$

$$BV = \left[1 + (m+1)a \left(\frac{V_k}{V} \right)^n + 3b \left(\frac{V_k}{V} \right)^2 \right] RT + \left[(m+2) \left(\frac{AV_k}{kV} \right)^m - 2 \right] \frac{cRT_k V_k}{kV}, \quad (8)$$

$$B_0 V_0 = - \left(V^2 \frac{\partial p}{\partial V} \right)_{T_0, V_0} = \frac{mcRT_k}{A}, \quad (9)$$

$$- \frac{B_0 V_0}{E_{p_0}} = m+1. \quad (10)$$

Stosunek iloczynu $B_0 V_0$ do energii spójności wynosi najczęściej od 3 do 11, więc $2 \leq m \leq 10$.

Wprowadzenie współrzędnych zredukowanych:

$$p' = \frac{p}{p_k}, \quad t = \frac{T}{T_k}, \quad v = \frac{V}{V_k}, \quad \gamma = \frac{RT_k}{p_k V_k} \quad (11)$$

pozwała zapisać równanie (3) w podstawowej postaci:

$$\frac{p'}{\gamma} = \left(1 + \frac{a}{v^n} + \frac{b}{v^2} \right) t - \left[1 - \left(\frac{A}{kv} \right)^m \right] \frac{c}{kv^2}. \quad (12)$$

Wartości współczynników a , b , c wyznaczają warunki określające punkt krytyczny K :

$$p' = 1, \quad \frac{\partial p'}{\partial v} = 0, \quad \frac{\partial^2 p'}{\partial v^2} = 0. \quad (13)$$

Skokowa zmiana parametrów charakteryzujących energię potencjalną umożliwi uwzględnienie procesu krzepnięcia.

3. Uwzględnienie procesu krzepnięcia

W procesie krzepnięcia następuje niewielkie zmniejszenie odległości między najbliższymi cząsteczkami i wyraźny wzrost modułu sprężystości. Efekty te najprościej można uwzględnić poprzez skokową zmianę wartości wykładnika m i parametru A . W przypadku nielicznej grupy ciał (np. wody) należy również zmienić wartość parametru k .

Sformułujemy teraz równanie uproszczone, przyjmując dla wszystkich substancji jednakowe wartości m , A przy $n = 3/2$:

$$\frac{p'}{\gamma} = \left(1 + \frac{a}{v^{3/2}} + \frac{b}{v^2}\right) \frac{t}{v} - \left[1 - \left(\frac{A}{kv}\right)^m\right] \frac{c}{kv^2}, \quad (14)$$

$$A = 1/3, \quad m = 4, \quad k = 1 \quad \text{dla gazów i cieczy}, \quad (15)$$

$$k = 1 \quad \text{dla większości kryształów},$$

$$A = 0,3, \quad m = 6, \quad k < 1 \quad \text{dla kryształów zawierających} \quad (16)$$

$$\text{znaczne luki między cząsteczkami.}$$

Równanie (14) opisuje zbiór wszystkich możliwych stanów substancji w postaci powierzchni trójwymiarowej (w przestrzeni p' , v , t). Dzieli się ona na charakterystyczne obszary odpowiadające poszczególnym fazom substancji. W oparciu o zależność (14) przeprowadzimy ilościową ocenę własności ciał w tych obszarach.

a) Gaz doskonały ($v \gg 1$)

W równaniu (14) można pominąć wyrazy, w których objętość występuje w potęgze wyższej od jedności i uzyskać równanie Clapeyrona:

$$p' = \frac{\gamma t}{v}. \quad (17)$$

b) Gaz sprężony

Stopień dokładności równania sprawdzimy porównując dla określonych ciśnień i temperatur objętości molowe doświadczalne [4, 7] z objętościami wyznaczonymi na podstawie równania (14) i równania van der Waalsa. Zestawienie tych objętości zawiera tabela 1.

Tabela 1

Objętości molowe sprężonego azotu

p (atm)	V (cm ³)								
	$T_k = 126$ K			$T = 273$ K			$T = 673$ K		
	(14)	dośw.	van der Waals	(14)	dośw.	van der Waals	(14)	dośw.	van der Waals
33,5	90	90	265						
100				226	221	210	577	582	568
400				81	71	74	167	165	161
1000				50	46	55	102	84	86
15000				22	24	40	26		43

c) Punkt krytyczny

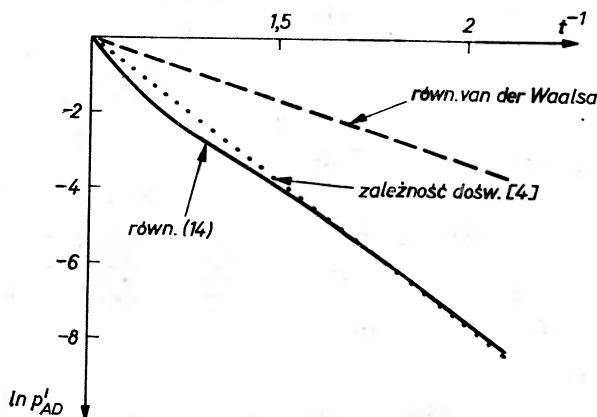
Równanie (14) opiera się na ścisłym spełnieniu warunków (13) przez dowolną substancję (por. tab. 1).

d) Skraplanie

Standardowa konstrukcja Maxwella pozwala wyznaczyć zależność ciśnienia pary nasyconej od temperatury (rys. 1). Otrzymujemy:

$$\frac{dp'_{AD}}{p'_{AD} dt} \approx \frac{|Q_{AD}|}{RT_k} \frac{v_A}{v_A - v_D} \frac{1}{t^2}, \quad (18)$$

gdzie: v_A, v_D — objętości molowe ograniczające proces skraplania (rys. 2), Q_{AD} — ciepło oddane w procesie skraplania.



Rys. 1. Zależność ciśnienia pary nasyconej aniliny od temperatury

Ciepło oddane w procesie skraplania powstaje kosztem zmiany energii potencjalnej (5) i pracy izotermicznego sprężania:

$$Q_{AD} = -\frac{cRT_k}{v_D} \left[1 - \frac{1}{5} \left(\frac{1}{3v_D} \right)^4 \right] + \frac{cRT_k}{v_A} \left[1 - \frac{1}{5} \left(\frac{1}{3v_A} \right)^4 \right] - p_{AD}(V_A - V_D). \quad (19)$$

e) Ciecz

Wykorzystując fakt, że ciśnienie normalne jest dużo mniejsze od krytycznego, obliczymy z równania (14) objętości molowe cieczy w warunkach laboratoryjnych ($p' = 0$, $T = 293$ K), a następnie z wzorów (7), (8) współczynniki rozszerzalności cieplnej i moduły ścisłości cieczy. Uzyskane wartości porównano z danymi doświadczalnymi [4, 8] w tabeli 2.

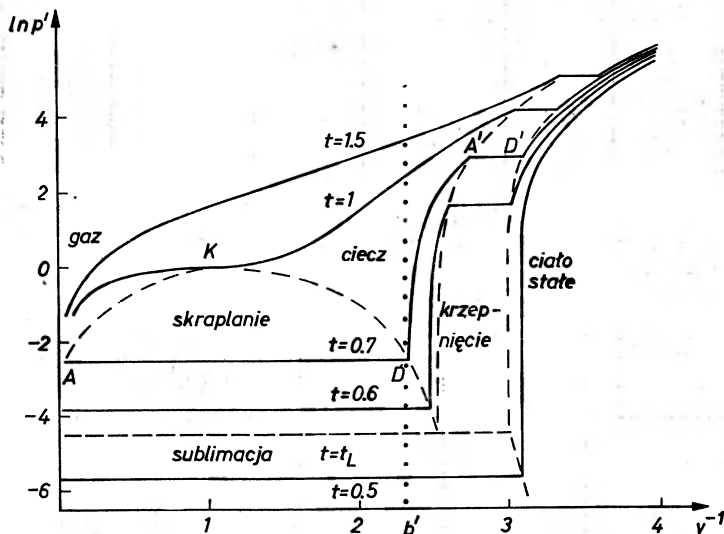
Tabela 2

Własności cieczy

Substancja	v		β 10^{-4} K^{-1}		B 10^8 N/m^2	
	dośw.	(14)	dośw.	(7)	dośw.	(8)
toluen	0,34	0,38	10,8	7,2	9,0	6,4
benzen	0,35	0,39	10,6	7,8	10,4	6,8
pentan	0,36	0,40	16,0	12,8	4,1	3,9
anilina	0,33	0,37	8,5	5,2	27,0	11,5
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	0,34	0,39	11,0	9,6	10,5	9,9
aceton	0,35	0,39	14,3	9,6	8,2	8,1
woda	0,32	0,37		5,4	21,0	55,0

f) Krzepnięcie

Zmiana wartości parametrów m , A (i ewentualnie k) zachodzi w obszarze krzepnięcia określonym równaniem Clapeyrona-Clausiusa. Oznaczmy przez t_L wartość temperatury punktu potrójnego L , a przez $v_{A'}$, $v_{D'}$ — objętości molowe ograniczające proces krzepnięcia (rys. 2). Doświadczalne [1, 4, 6] i obliczone wartości ciepła przemian fazowych w punkcie potrójnym podaje tabela 3. Zależność temperatury topnienia od ciśnienia porównujemy z danymi doświadczalnymi [4] w tabeli 4.



Rys. 2. Izotermy (14) argonu, $v^{-1} = b'$ — asymptota izoterm van der Waalsa

Tabela 3

Ciepło przemian fazowych

Substancja	$ Q_{AD} _L$ kcal/mol		$ Q_{A'D'} _L$ kcal/mol	
	dośw.	(19)	dośw.	analog. do (19)
wodór	0,22	0,24	0,028	0,044
azot	1,33	1,38	0,17	0,26
argon	1,60	1,67	0,28	0,33
chlor	4,89	5,27	1,53	1,00
toluen	8,00	7,84	1,58	1,47
anilina	10,80	10,40	2,52	1,98
woda *	10,75	10,79	1,44	2,08

* $k = 0,76$

g) Ciało stałe

W obszarze ciała stałego równanie (14) jest identyczne z równaniem stanu kryształu. Wielkości E_{p_0} i B_0 charakteryzujące kryształy obliczamy z równań (6) i (9) i uzyskane wyniki porównujemy w tab. 5 z danymi doświadczalnymi [1, 3, 8].

Zależność temperatury topnienia od ciśnienia

p (atm)	1	1000	2000	4000			
	T_f (K)						
Substancja	dośw.	dośw.	analog. do (18)	dośw.	analog. do (18)	dośw.	analog. do (18)
argon	84	106	109	126	130	162	167
azot	63	82	88	99	108	126	143
anilina	267	287	307	306	343	340	406
woda	273			252	255		

Tabela 5

Charakterystyka kryształów w oparciu o równanie (14)

Substancja	$-E_{p_0}$ kcal/mol		B_0 10^9 N/m ²	
	dośw.	(6)	dośw.	(9)
neon	0,50	0,49	1,8	1,2
argon	1,85	1,88	3,2	2,4
krypton	2,67	2,68	3,5	2,8
ksenon	3,83	4,07	3,8	3,5
lód	12,20	12,45		21,8

4. Wnioski

Równanie (12) opisuje poprawnie jakościowo i ilościowo własności szerokiej grupy substancji w fazie gazowej i skondensowanej. W prostej postaci (14) może być wykorzystane w dydaktyce do znacznie dokładniejszego niż dotychczas scharakteryzowania przemian ciał rzeczywistych i poglądowego ich przedstawienia za pomocą trójwymiarowego modelu powierzchni stanów.

Zdzisław Włodarski

Literatura

- [1] *Encyklopedia Fizyki*, PWN, Warszawa 1972—1974, t. 1, str. 126, 158; t. 3, str. 452, 453, 720—722.
- [2] J. Stecki, *Termodynamika statystyczna*, PWN, Warszawa 1971, str. 269, 303—305.
- [3] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1970, str. 196, 93—103.
- [4] *Poradnik fizykochemiczny*, WNT, Warszawa 1974, A, str. 76—78, 85—97, 128—136, 159, 160; B, str. 81—85, 252—274.
- [5] Sz. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, PWN, Warszawa 1964, t. 2, str. 96—98, 111—114.
- [6] Jean D'Ans, Ellen Lax, *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Berlin 1943, str. 312—343, 709—722, 822—837.
- [7] S. E. Frish, A. W. Timoreva, *Kurs obshchei fiziki*, Moskwa 1958, t. 1, str. 161.
- [8] N. Koshkin, M. Shirkevich, *Handbook of Elementary Physics*, Moskwa 1968, str. 32, 45, 46, 69—71.

PTF

Zarząd Główny

Wybrany przez Walne Zgromadzenie w dniu 21 września 1977 we Wrocławiu Zarząd Główny PTF na kadencję 1977/79 ukonstytuował się, jak następuje:

- prezes — Zdzisław Wilhelmi,
 wiceprezesa — Andrzej Hrynkiewicz (sprawy naukowe), Bohdan Karczewski (sprawy dydaktyki),
 sekretarz generalny — Piotr Decowski,
 skarbnik — Adam Kujawski,
 członkowie Zarządu — Augustyn Chełkowski i Jerzy Czerwonko (sprawy przemysłu), Jan Stankowski (sprawy sympozjów i seminariów „wędrujących”), Janusz Zakrzewski (sprawy zagraniczne).

**Nagrody dydaktyczne PTF
 i nagrody magisterskie PTF**

Nagrody dydaktyczne PTF za r. 1977 otrzymały następujące osoby:

- Jerzy Ratajczak (Warszawa) — 4000 zł
 Danuta Nowakowicz-Zommer (Poznań) — 2000 zł
 Józef Kusz (Opole) — 2000 zł
 Halina Maciałowicz (Warszawa) — 1500 zł
 Barbara Gładyszewska (Lublin) — 1500 zł.

Ponadto została wyróżniona grupa nauczycieli studiujących obecnie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Kielcach. Dzięki prawdziwemu zaangażowaniu tych nauczycieli i ich dużemu wkładowi pracy, eksperyment polegający na sprawdzeniu nowej koncepcji nauczania fizyki w kl. VI spełnił całkowicie swoje zadanie. Oto lista wyróżnionych:

WSP — Kielce

- Maria Jakóbczak, Andrzej Jakubski,
 Maria Kобрzyńska, Anna Krupowczyk,

Elżbieta Mączka, Tadeusz Pałys, Jolanta Paździoch.

Wydział Fizyki UW

Barbara Biesiada, Zenobia Grabias, Józef Kieda, Urszula Bajdel, Maria Wejeman.

W dziale nagród za prace magisterskie przyznano następujące nagrody i wyróżnienia:

I nagroda — 3000 zł Andrzej Fleszer (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego);

dwie II nagrody (równorzędne) po 1500 zł: Leszek Szklarczyk (Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego) i Maria Wardzyńska (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego);

wyróżnienia: Marian Bubak (Akademia Górniczo-Hutnicza) i Ewa Sommer (Instytut Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej).

Nagrody i wyróżnienia zostały wręczone na Walnym Zebraniu PTF w dniu 21 września 1977 r. w czasie Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu.

Mianowania profesorów

Rada Państwa nadała następującym osobom tytuły naukowe:

tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Andrzej Kajetan Wróblewski, prof. nadzw. Uniwersytetu Warszawskiego;

tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Stanisław Grzędzielski — doc. w Centrum Badań Kosmicznych PAN w Warszawie, Krzysztof Haman — doc. w Uniwersytecie Warszawskim, Józef Namysłowski — doc. w Uniwersytecie Warszawskim, Stanisław Lech Woronowicz — doc. w Uniwersytecie Warszawskim, Włodzimierz Zawadzki — doc. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie.

Oddział Materii Skondensowanej

Podajemy aktualny skład władz Oddziału: przewodniczący — Ch. M. Balkanski (Paryż), sekretarz — M. Voos (Paryż), członkowie — G. Bäckström (Umea), B. Giovannini (Genewa), O. S. Heavens (York), W. J. Huiskamp (Lejda), C. Hilsum (Malvern), J. Osipian (Moskwa), T. Roettgers (Stuttgart), G. Szigeti (Budapeszt), C. J. Todd (Ipswich), L. G. van Gerven (Leuven), I. M. Ward (Leeds), E. P. Wohlfarth (Londyn).

Europhysics Conference Abstracts

Z serii II streszczeń referatów z konferencji organizowanych przez EPS ukazały się następujące tomy:

- 2A Nuclear Physics with Heavy Ions, Caen
- 2B Ferrites — ICF2, Bellevue
- 2C Conference on Particle Physics, Budapest
- 2D Electron Transport and Molecular Solids, Leeds
- 2E Phase Transitions in Bulk Polymers, Varna.

Europhysics News 8, No 10, 1977

Nagroda Nobla 1977

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1977 otrzymali: Sir Nevill Mott (prof. emerytowany Uniwersytetu Cambridge), Philip Anderson (Bell Telephone Laboratories, Murray Hill) i John van Vleck (Uniwersytet Harvarda) za fundamentalne badania teoretyczne struktury elektronowej układów nieuporządkowanych i magnetycznych.

W tym roku wysokość nagrody wynosi 700 000 koron szwedzkich.

Medal Mikołaja Kopernika

Prezydium Polskiej Akademii Nauk nadało Szczepanowi Sczeniowskiemu, profesorowi emerytowanemu Politechniki Warszawskiej i członkowi rzeczywistemu PAN, Medal Mikołaja Kopernika za wybitne osiągnięcia naukowe.

Odnaczeniem „zasłużony dla rozwoju przemysłu maszynowego” wyróżnieni zostali Jerzy Kołodziejczak (Instytut Fizyki PAN) i Marian Mięśowicz (Akademia Górniczo-Hutnicza).

Nauka Polska 25, No 8, 1977

Nagrody Sekretarza Naukowego PAN

Sekretarz Naukowy Polskiej Akademii Nauk przyznał nagrody za najlepsze prace wykonane w ośrodkach PAN lub na zlecenie PAN. Z fizyki zostały nagrodzone:

— *Opracowanie problemów rozpraszania elektronów w półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną*, zespół z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie: W. Szymańska, T. Dietl, P. Bogusławski, J. Kossut, R. Iwanowski.

— *Opracowanie metodyki badań w dziedzinie mikrofalowej spektroskopii gazów. Rozstrzygnięcie zagadnienia samoposzerzenia linii amoniaku*, zespół z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu: J. Stankowski, S. Gierszal, J. Galica, W. Prussak.

— *Nowe metody badań defektów strukturalnych*, zespół z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie: J. Auleytner, J. Bąk, I. Glass, G. Jasiołek, M. Klimkiewicz, Z. Liliental, E. Mizera, T. Warmiński, W. Zahorski.

— *Badania procesów relaksacyjnych w parach metali alkalicznych pompowanych optycznie*, zespół z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie: K. Rosiński, J. Dresler, B. Grochowska, M. Kolwas, A. Sieradzan, W. Skubiszek.

— *Niskotemperaturowe przemiany fazowe i własności termodynamiczne wodorków ziem rzadkich*, zespół z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu: B. Staliński, Z. Biegański, J. Opyrchal, M. Drulis.

— *Opracowanie nowych metod uwzględniania efektów korelacji elektronowej*, zespół z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu: W. Woźnicki, K. Jankowski, J. Muszyńska, P. Malinowski.

— *Technologia wytwarzania monokryształów granatu gadolinowo-galowego*, zespół z Instytutu Fizyki PAN: W. Piekarczyk, M. Habiera, M. Berkowski, A. Dąbkowski, H. Lipko.

— *Opracowanie modelu teoretycznego zjawisk elektromechanicznych towarzyszących trzęsie-*

niom Ziemi oraz badanie związanych z tymi procesami zmian oporności, zespół z Instytutu Geofizyki PAN w Warszawie: R. Teisseyre, R. Dmowska, A. Hanega, Z. Stopiński.

Nagroda Boltzmanna

Austriackie Towarzystwo im. Ludwiga Boltzmanna ustanowiło Nagrodę Boltzmanna za zasługi dla rozwoju nauki i organizacji badań naukowych w Austrii. Pierwszą Nagrodę Boltzmanna otrzymał znakomity fizyk pochodzenia austriackiego, b. dyrektor generalny CERN-u (1961–1965) — Victor F. Weisskopf.

Porozumienie między PAN a Ministerstwem Przemysłu Maszynowego

Między Polską Akademią Nauk a Ministerstwem Przemysłu Maszynowego zostało zawarte porozumienie, którego celem jest rozwój współpracy w dziedzinie badań naukowych i wykorzystania ich wyników w jednostkach przemysłu maszynowego.

Porozumienie dotyczy rozwoju współpracy w wybranych kierunkach:

- nowe materiały i podzespoły dla potrzeb elektroniki,
- technologia budowy maszyn,
- zastosowanie kriogeniki w budowie maszyn i urządzeń,
- otrzymywanie i zastosowanie nowych materiałów i tworzyw konstrukcyjnych,
- wytrzymałość i optymalizacja konstrukcji maszynowych,
- komputerowe sterowanie procesami produkcji,
- technika wysokich i ultrawysokich ciśnień,
- aparatura naukowo-badawcza i pomiarowo-kontrolna.

Obie instytucje będą współdziałać w prowadzeniu badań naukowych, wykorzystaniu w praktyce osiągnięć nauki i techniki, w tworzeniu, rozbudowie i wykorzystaniu potencjału naukowo-badawczego, rozwojowego i wdrożeniowego, w kształceniu i doskonaleniu kadr naukowych, w opracowywaniu ekspertyz oraz rozwoju doradztwa naukowego. Porozumienie precyzuje podstawę współpracy jednostek or-

ganizacyjnych obu stron, wzajemne świadczenia oraz sposób zawierania uzupełniających porozumień pomiędzy poszczególnymi jednostkami organizacyjnymi.

Materiały Informacyjne PAN, No 7, 1977

Instantony

W fizyce cząstek elementarnych stosuje się na ogół teorie z cechowaniem w połączeniu z rachunkiem zaburzeń. Metoda rachunku zaburzeń nadaje się dobrze do opisu oddziaływań elektromagnetycznych i oddziaływań słabych, natomiast w oddziaływaniach silnych, ze względu na dużą stałą sprzężenia, zawodzi.

Odrzucając stosowanie rachunku zaburzeń A. Poliakow i współpracownicy oraz G. 't Hooft wykazali, że nie można wykluczyć istnienia pewnych nowych tworów, które nie podlegają prawom zachowania liczb kwantowych i regułom wyboru. Te nowe twory nazwano instantonami.

Idea polega na tym, że z każdym punktem czasoprzestrzeni związana jest przestrzeń „wewnętrzna”, która opisuje mikroskopowe zachowanie się cząstki w tym punkcie czasoprzestrzeni. Przechodząc od jednego punktu czasoprzestrzeni do drugiego dwiema różnymi drogami niekoniecznie trafimy na ten sam punkt przestrzeni wewnętrznej. Różnica między tak osiągniętymi dwoma punktami przestrzeni wewnętrznej nie jest obserwowalna i właśnie ta arbitralność wykorzystana została w teorii z cechowaniem do stworzenia obrazu oddziaływania. Zastosowano podejście analogiczne jak w dobrze znanej technice przedstawiania obrotów dwuwymiarowych przez układ jednowymiarowych liczb zespolonych. Zyskuje się przez to nie tylko redukcję liczby wymiarów, lecz również dzięki temu traktowaniu natura oddziaływania zostaje zawarta w algebraicznej geometrii nowej przestrzeni. Różne typy zachowania się zostają scharakteryzowane przez liczby całkowite (analogiczne do liczb kwantowych), które decydują o topologii nowej przestrzeni. Jeden typ takich tworów przedstawiony jest w nowej przestrzeni przez linie, a w czasoprzestrzeni przez punkty (czyli zdarzenia). To są właśnie instantony. Odkrył je matematycznie Poliakow, a na ich przydatność dla fizyki wskazał 't Hooft.

Mogłoby się wydawać, że próżnia jest zawsze jednakowa. Jednak jeśli istnieją ukryte symetrie wewnętrzne, to mogą wystąpić resztkowe efekty kierunkowe, gdy wszystko zostaje z przestrzeni usunięte. Te efekty kierunkowe mogą odróżniać jedną próżnię od drugiej.

Rozważania matematyczne prowadzą do wniosku, że między takimi dwiema próżniami powinno być coś pośredniego, co samo jest niezmiennicze względem cechowania i przez to jest obserwowalne. Te tajemnicze zjawiska pośrednie, które przenikają z jednego stanu próżniowego do drugiego, są właśnie instantonami. Aczkolwiek są to raczej wydarzenia niż cząstki, to przenikanie ich jest analogiczne do znanego przenikania tunelowego cząstek przez barierę. Istnienie instantonów mogłoby prowadzić do rozmaitych anomalnych efektów. Najbardziej interesujące możliwości mogłyby się wiązać ze zdolnością instantonów wydostawania się z pułapek między dwoma stanami próżniowymi, co by prowadziło do pojawiania się instantonów swobodnych. To wymagałoby przerażających zasobów energii i mogłoby być możliwe w trakcie „big bang”, który stworzył Wszechświat. Wówczas instantony mogły złamać nasze konwencjonalne reguły zachowania liczby barionowej.

CERN Courier 17, No 9, 1977

Badania eksperymentalne w opinii laureata Nobla

Sam Ting, laureat Nagrody Nobla z fizyki 1976, powiedział w Sztokholmie na uroczystości wręczenia nagród:

„Wasze Królewskie Moście, Wasze Królewskie Wysokości, Panie i Panowie,

Profesor Burton Richter i ja pragniemy podziękować Fundacji Nobla i Królewskiej Akademii Nauk za wielki zaszczyt, jaki został nam uczyniony.

Wychowany w starych Chinach, chciałbym skorzystać z tej okazji i wskazać młodym studentom z narodów rozwijających się ważność pracy eksperymentalnej.

Jest stare chińskie powiedzenie: «Ten kto pracuje swoim umysłem, rządzi tym, który pracuje swoimi rękami». Ten rodzaj wstecznych idei jest bardzo szkodliwy dla młodzieży krajów rozwijających się. Między innymi ze względu na tego rodzaju pojęcie wielu

studentów z tych krajów jest skłonnych podejmować pracę teoretyczną, a unikać eksperymentalnej.

Mam nadzieję, że przyznanie mi Nagrody Nobla wzbudzi zainteresowanie studentów z krajów rozwijających się tak, że uświadomią sobie ważność pracy eksperymentalnej.”

CERN Courier 17, No 3, 1977

Książki PWN w 1978

Redakcja Fizyki Państwowego Wydawnictwa Naukowego planuje wydanie w r. 1978 dziewiętnastu nowych tytułów. Oto spis tych książek. Informacje podajemy w następującej kolejności: autor, tytuł, język oryginału, kolejne wydanie, objętość w ark. wyd.

A. J. Anselm — *Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki*, ros., I, 26

W. Brański, M. Herman, L. Widomski — *Zbiór zadań z fizyki. Elektryczność i magnetyzm*, pol., I, 40

B. Brojan, J. Mostowski, K. Wódkiewicz — *Zbiór zadań z mechaniki kwantowej*, pol., II, 22

D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stiepanowa — *Modelowanie matematyczne w biofizyce* (seria uzup. Biblioteki Fizyki), ros., I, 20

M. Demiański — *Astrofizyka relatywistyczna* (seria: Biblioteka Fizyki), pol., I, 25

N. A. Dyson — *Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej* (seria uzup. Biblioteki Fizyki), ang., I, 20

A. Hennel, W. Szuszkiewicz — *Zadania i problemy z fizyki*, t. II, pol., I, 15

B. M. Jaworski, A. A. Dietłaf, L. Miłkowska, G. Siergiejew — *Kurs fizyki*, t. I. *Mechanika, podstawy fizyki cząsteczkowej i termodynamiki*, ros., VI, 25

B. M. Jaworski, A. A. Dietłaf, L. Miłkowska — *Kurs fizyki*, t. II. *Elektryczność i magnetyzm*, ros., VI, 28

B. M. Jaworski, A. A. Dietłaf — *Kurs fizyki*, t. III. *Procesy falowe, optyka, fizyka atomowa i jądrowa*, ros., V, 39

L. D. Landau, E. M. Lifszyc — *Krótki kurs fizyki teoretycznej*, t. I. *Mechanika. Elektrodynamika*, ros., III (dodr.), 15

L. D. Landau, E. M. Lifszyc — *Krótki kurs fizyki teoretycznej*, t. II. *Mechanika kwantowa*, ros., II, 20

L. D. Landau, E. M. Lifszyc — *Mechanika kwantowa*, ros., II, 46

A. J. Poinon, D. Elwell — *Fizyka dla inżynierów* (seria: Biblioteka Naukowa Inżyniera), ang., I, 22

W. Scharf — *Akceleratory cząstek elementarnych i ich zastosowanie*, pol., I, 30

R. M. White — *Kwantowa teoria magnetyzmu* (seria uzup. Bibliotekę Fizyki), ang., I, 14

P. Wilkes — *Fizyka ciała stałego*, ang., I, 30
zbiorowa pod red. M. S. Cedrika — *Zadania z fizyki*, ros., IV, 15

zbiorowa pod red. W. S. Władimirowa — *Zbiór zadań z fizyki matematycznej*, ros., I, 15

Fizyka w Szkole publikuje artykuł Weisskopfa

W zeszycie 1/78 czasopisma *Fizyka w Szkole* ukazało się tłumaczenie artykułu V. F. Weisskopfa pt. „Czy fizyka jest humanistyczna?”

Historia mechaniki kwantowej w *Uspiechach*

Czasopismo *Uspiechy Fizycznych Nauk* poświęciło cały zeszyt 4 tomu 122 (1977) historii mechaniki kwantowej. Opublikowano tłumaczenia rosyjskie następujących podstawowych prac:

— L. de Broglie, *A Tentative Theory of Light Quanta*, The London, Edinburg and Dublin, *Phil. Mag. and J. Sci.* **47**, 446–458 (Febr. 1928).

— N. Bohr, *Über die Wirkung von Atomen bei Stößen*, *Z. Phys.* **34**, 142, 154–157 (1925).

— W. Heisenberg, *Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen*, *Z. Phys.* **33**, 879–893 (1925).

— M. Born, P. Jordan, *Zur Quantenmechanik*, *Z. Phys.* **34**, 858–888 (1925).

— P. A. M. Dirac, *Fundamental Equations of Quantum Mechanics*, *Proc. Roy. Soc.* **A109**, 642–653 (1925).

— E. Schrödinger, *Quantisierung als Eigenwertproblem*, *Ann. Phys.* **79**, 361–376 (1926).

— M. Born, *Quantenmechanik der Stossvorgänge*, *Z. Phys.* **38**, 803–827 (1926).

— W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, *Z. Phys.* **43**, 172–198 (1927).

Zeszyt zawiera także następujące artykuły:
— M. A. Eljaszewicz, *Od powstania pojęć kwantowych do powstania mechaniki kwantowej*,
— J. Mehra, *Narodziny mechaniki kwantowej* (tłumaczenie wykładu wygłoszonego w CERN, 30. 3. 1976),

— D. I. Blochincew, *Klasyczna fizyka statystyczna a mechanika kwantowa*.

Austriacka siłownia słoneczna

Prof. Hans Kleinrath z Instytutu Maszyn Elektrycznych Politechniki Wiedeńskiej opracował prototyp siłowni słonecznej, który wkrótce może wejść do produkcji. Urządzenie dostarcza prądu zmiennego lub stałego do celów domowych (oświetlenie, zasilanie odbiorników domowych jak lodówki, pralki, telewizory itp.).

W urządzeniu zastosowano dwa obiegi ciepła. W obiegu pierwotnym promieniowanie słoneczne skupione przez cylindryczne zwierciadło paraboliczne ogrzewa wodę lub parę wodną do 135°C. Ciepło przekazywane jest w wymienniku ciepła do drugiego obiegu wypełnionego łatwo parującą cieczą, której ciśnienie pary napędza turbinę, a ta z kolei agregat prądowy.

W słoneczny letni dzień na szerokości geograficznej Wiednia (48°N) urządzenie może w ciągu 9 godzin dostarczyć 75 kWh energii.

Bundespressdienst Republik Österreich, D/1977

II Ogólnopolska Konferencja

„Fizyka Magnetyków — 1978”

W dniach od 27 do 30 czerwca 1978 r. odbędzie się w Poznaniu II Ogólnopolska Konferencja o nazwie „Fizyka Magnetyków 78”, organizowana przez Instytut Fizyki Molekularnej PAN oraz Instytut Fizyki UAM. Celem Konferencji jest umożliwienie uczestni-

kom zapoznania się z najnowszymi osiągnięciami krajowymi w dziedzinie fizyki magnetyków i ich zastosowań. Obrady toczyć się będą na posiedzeniach plenarnych oraz w kilku równoległych sekcjach specjalistycznych zarówno audytoryjnych, jak i plakatowych.

Zainteresowanym — bliższych informacji udzieli sekretariat konferencji „Fizyka Magnetyków 78”

Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
ul. Matejki 48/49, 60-769 Poznań, tel. 624-87

Informacje dla Autorów

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

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

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

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B 5, 523 (1974).

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

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

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiający prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

K. Rosiński, T. Skaliński — Optyczne badania relaksacji źródłem informacji o mechanizmach zderzeń atomowych	3
J. Hańderek, Z. Ujma — Półprzewodnikowe własności ferroelektrycznych i antyferroelektrycznych kryształów o strukturze perowskitu	25
J. Zakrzewski — Leptony, kwarki i co dalej?	45
Z. Mizgier — Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Część II	67
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Senatorski — Rachunek błędu w pierwszej pracowni fizycznej	99
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
W. Świątkowski — X Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów w Piechowicach	109
K. Biedrzycki — IV Ogólnopolskie Seminarium Egzotemii Elektronów w Karpaczu	110
S. Hoffmann — Konferencja RAMIS-77 w Poznaniu	110
S. Mróz — II Seminarium Fizyki Powierzchni w Trzebiezowicach	111
D. Kunisz — IX Konferencja Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej EGAS w Krakowie	112
A. Czachor — Jesienna Szkoła Fizyki „Nowe idee w fizyce fononów” w Puławach	113
Z. Ajduk — IX Europejska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Budapeszcie	114
S. Kuliński — X Międzynarodowa Konferencja Akceleratorów Wysokich Energii w Protwino	116
R. Wiśniewski — VI Międzynarodowa Konferencja Fizyki i Techniki Wysokich Ciśnień w Boulder	119
RECENZJE	
N. W. Ashcraft, N. D. Mermin — Solid State Physics (J. Czerwonko, M. I. Kaganow)	121
A. K. Wróblawski, J. A. Zakrzewski — Wstęp do fizyki, tom I (K. Zalewski)	123
A. Januszajtis — Fizyka dla politechnik, tom I. Części (W. Zych)	126
J. Kociński — Wstęp do fizyki współczesnej, podstawy teoretyczne, tom I (K. Przewłocki)	127
LIST DO REDAKCJI	
Z. Włodarski — Równanie stanu fazy gazowej i skondensowanej	131

KRONIKA

CONTENTS

K. Rosiński, T. Skaliński — Informations About Atomic Collisions from Studies on Relaxation in Optically Pumped Vapours	3
J. Hańderek, Z. Ujma — Semiconductors Properties of Ferroelectric and Antiferroelectric Crystals of Perovskite Type Structure	25
J. Zakrzewski — Leptons, Quarks and What Next?	45
Z. Mizgier — Foundation and Development of the Polish Physical Society. Part II	67
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Senatorski — Error Calculus in Physics Laboratory I	99
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
LETTER TO THE EDITOR	
CHRONICLE	