

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 34  
ZESZYT 5  
1983

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezysi

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK  
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Mgr WANDA KAMIŃSKA  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)  
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)  
Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)  
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)  
Doc. dr WITOLD PRECHT (Koszalin)  
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (Kraków)  
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)  
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)  
Dr DANUTA TOKAR (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (Rzeszów)  
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)  
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)  
Prof. dr JAN MOZRZYMAS (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 34, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1983

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

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

*Adres redakcji:* ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr hab. *Leszek Wojteczak* (Łódź)  
mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)  
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 1997+83 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 5 $\frac{1}{16}$ +1 wkł. Papier druk. kl. V  
Oddano do składania w czerwcu 1983 r. Podpisano do druku w grudniu 1983 r.  
Druk ukończono w grudniu 1983 r. Zam. 326/83. Cena zł 60,—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Neutralny bozon pośredniczący w rozpraszaniu i anihilacji elektronów \*

### Neutral Intermediate Boson in Electron Scattering and Annihilation

*Abstract:* After a brief discussion of the electroweak interaction within the standard model, experiments are described revealing asymmetries resulting from the interference between the electromagnetic and weak interaction amplitudes. The asymmetry in the deep inelastic scattering of longitudinally polarized electrons by nucleons has been observed at SLAC whereas charge asymmetry in the production of muon pairs in the electron-positron annihilation at DESY.

#### 1. Wybór tematu

W badanych obecnie zakresach energii, zarówno procesy rozpraszania elektronów przez jądra atomowe, jak i anihilacja elektronów i pozytonów, zachodzą głównie za pośrednictwem oddziaływania elektromagnetycznego<sup>1</sup>. Jednakże *jednolita teoria oddziaływania elektroslabego* Glashowa-Salama-Weinberga przewiduje dla tych procesów również przyczynę pochodzący od oddziaływania słabego, przenoszonego przez *neutralny bozon pośredniczący*  $Z^0$ . Przy obecnych energiach, przyczynę ten jest mały w porównaniu z tym, który pochodzi od oddziaływania elektromagnetycznego, ze względu na tłumienie związane z propagatorem masywnego bozonu  $Z^0$ . Wpływ oddziaływania słabego zaznacza się jednak za pośrednictwem subtelnych zjawisk *asymetrii*, wynikających z *interferencji amplitud oddziaływania elektromagnetycznego i oddziaływania słabego*. Asymetrie te, pojawiające się w charakterystykach końcowych produktów reakcji rozpraszania lub anihilacji elektronów, są rzędu  $q^2/M_Z^2 \simeq \frac{G}{e^2} q^2 \simeq 10^{-4} q^2$ , gdzie  $q^2$  jest kwadratem przekazu

\* Odczyt wygłoszony na konwersatorium Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 22 kwietnia 1982 r.

<sup>1</sup> Ze względu na to, że foton sprzęga się z hadronami, w procesach tych również oddziaływanie silne odgrywa ważną rolę. Świadczy o tym powstawanie stanów rezonansowych, gdy foton zamienia się w parę cząstek oddziałujących silnie. Przykładem może być występowanie rezonansu  $\rho$  w rozpraszaniu  $e^+e^-$  przy energii około 780 MeV czy też mezonu  $J/\psi$  przy energii około 3100 MeV.

czteropędu,  $M_Z$  — masą neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$ ,  $G$  — stałą sprzężenia Fermiego, a  $\frac{e^2}{4\pi} = \alpha \simeq 1/137$ . Omówieniu tych pięknych zjawisk, świadczących pośrednio o istnieniu neutralnego bozonu  $Z^0$ , poświęcony jest niniejszy artykuł.

## 2. Oddziaływanie elektrosłabe

Przypominamy elementy *modelu standardowego*<sup>2</sup> oddziaływania elektrosłabego w wersji *Glashowa-Salama-Weinberga*:

(1) Oddziaływanie elektrosłabe jest przenoszone przez *pole cechowania*  $W^\mu$ , którego kwantami są bezmasowe bozony wektorowe  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $W_3^0$  oraz  $W_Y^0$ , odpowiadające grupie cechowania  $SU(2)_L \times U(1)_{L+R}$ ;  $L(R)$  oznacza oddziaływanie z prądem lewo-(prawo-)skrętnym. Tryplet  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $W_3^0$  sprzęga się z *elektrosłabym izospinem*  $\tau$  grupy  $SU(2)_L$ , singlet  $W_Y^0$  sprzęga się z *elektrosłabym hiperładunkiem*  $Y$  grupy  $U(1)_{L+R}$ , przy czym liczba ładunkowa  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ , a  $T_3$  jest trzecią składową elektrosłabego izospinu; odpowiednie stałe sprzężenia oznaczają się przez  $g_\tau$  i  $g_Y$ .

(2) Spontaniczne łamanie symetrii (mechanizm Higgsa) prowadzi — w wyniku mieszania stanów obojętnych elektrycznie  $W_3^0$  i  $W_Y^0$  — do pól  $A$ ,  $Z$  (rys. 1), których kwantami są *obserwowalne cząstki fizyczne*

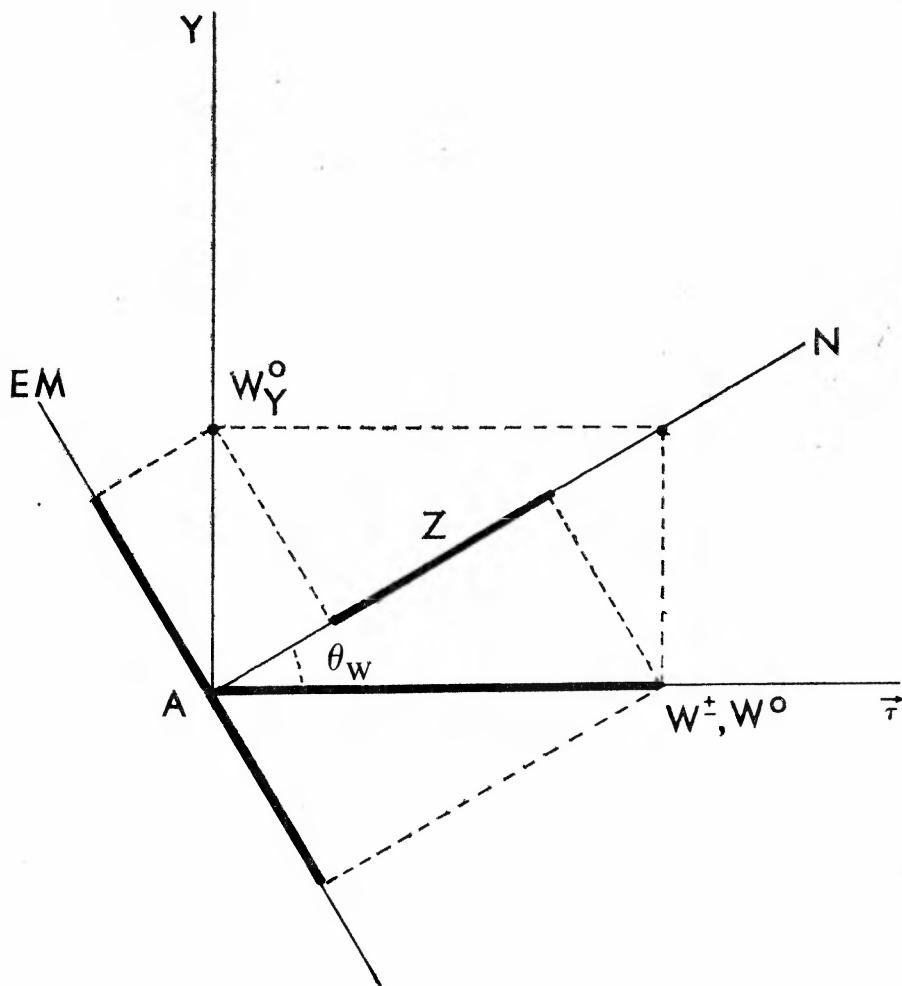
$$A = W_Y^0 \cos \theta_w + W_3^0 \sin \theta_w, \quad Z = -W_Y^0 \sin \theta_w + W_3^0 \cos \theta_w, \quad (1)$$

gdzie kąt mieszania  $\theta_w$ , zwany *kątem Weinberga*, zdefiniowany jest zależnością  $\tan \theta_w = \frac{g_Y}{g_\tau}$  (rys. 2). Kwantom pola elektromagnetycznego  $A$  jest bezmasowy *foton*  $\gamma$ , sprzęgający się z *prądem elektromagnetycznym*; kwantem pola  $Z$  — *neutralny bozon pośredniczący*  $Z^0$ , sprzęgający się ze *słabym prądem neutralnym* (nie zmieniającym ładunku elektrycznego).

(3) Pola  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $W_3^0$  sprzęgają się tylko z prądami lewoskrętnymi; pole  $W_Y^0$  sprzęga się z prądami lewo- i prawoskrętnymi. Zmieszanie  $W_3^0$  i  $W_Y^0$  prowadzi do pól  $A$ ,  $Z$  (1) sprzęgających się zarówno z *prądami lewoskrętnymi* jak i *prawoskrętnymi*. Pole elektromagnetyczne  $A^\mu$  oddziałuje z prądem elektromagnetycznym  $J_{\mu(L+R)}^{EM}$  ze stałą sprzężenia  $e$  (ładunek elektryczny):  $eA^\mu J_{\mu(L+R)}^{EM}$ ; pole  $Z^\mu$  ze słabym prądem neutralnym  $J_{\mu(L+R)}^N$  ze stałą sprzężenia  $g$  (ładunek „elektrosłaby”):  $gZ^\mu J_{\mu(L+R)}^N$ . Między stałymi  $e$ ,  $g$  zachodzi związek (rys. 1)

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w}. \quad (2)$$

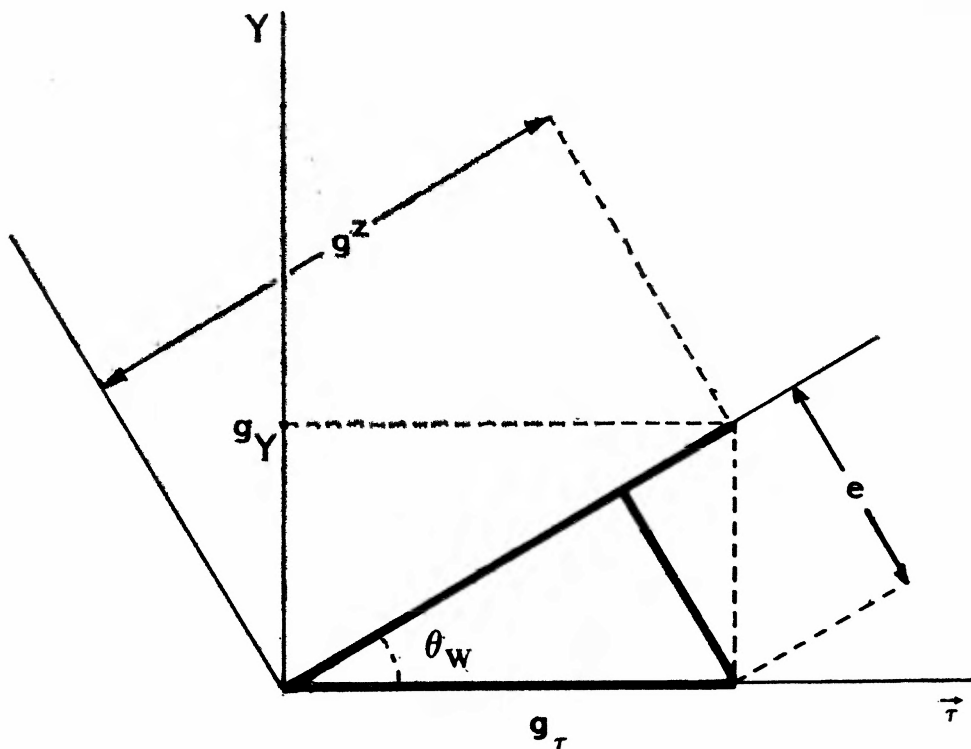
<sup>2</sup> Pisałem o nim w artykułach „Leptony i kwarki; czyżby koniec drogi?” oraz „Leptony i kwarki w anihilacji pozytonów i elektronów wielkich energii”, opublikowanych w *Postęпах Fizyki* [1, 2].



Rys. 1. Pole  $W^\mu$  rozkłada się na osie  $\tau$ ,  $Y$ ; w rzucie na oś  $\tau$  występują trzy pola:  $W^+$ ,  $W^-$  oraz  $W_3^0$ . Rzuty pól  $W_3^0$ ,  $W_Y^0$  na osie  $EM$ ,  $N$  dają odpowiednio pole elektromagnetyczne  $A$  oraz neutralne pole słabe  $Z^0$ . Kółka otaczają symbole pól (linie grube), których kwanty są cząstkami fizycznymi. Polom  $W^\pm$  odpowiadają naładowane bozony pośredniczące; pola  $W_3^0$ ,  $W_Y^0$  nie mają kwantów obserwowalnych, natomiast ich mieszanie prowadzi do pól  $A$ ,  $Z^0$ , których kwantami są foton i neutralny bozon pośredniczący. Kąt mieszania  $\theta_W$  jest kątem Weinberga (wg [14])

(4) Struktura prądu elektromagnetycznego i słabego prądu neutralnego zależy od elektrosłabych liczb kwantowych fermionów — leptonów i kwarków (tabl. 1). Fermiony występują w *słabych dubletach lewoskrętnych* oraz *słabych singletach prawoskrętnych*. Elektrosłaby izospin  $T$  jest różny od zera tylko dla dubletów lewoskrętnych; liczba ładunkowa  $Q$  jest taka sama dla fermionów lewo- i prawoskrętnych.

(5) Foton  $\gamma$  sprzęga się z fermionem  $f$ , naładowanym elektrycznie, za pośrednictwem prądu wektorowego  $V(\gamma_\mu)$ ; sprzężenie to zależy od lewo- i prawoskrętnych liczb ładunko-



Rys. 2. Podstawowa stała sprzężenia — ładunek elektrosłaby  $g$  — rozkłada się na osie  $\tau, Y$ :  $g_\tau = g \cos \theta_W$ ,  $g_Y = g \sin \theta_W$ , czyli  $g_Y/g_\tau = \tan \theta_W$ , gdzie  $\theta_W$  jest kątem Weinberga, przy czym  $g_\tau = g^\pm, g = g^Z$ , tj. stała sprzężenia  $g^\pm$  z naładowanymi bozonami pośredniczącymi  $W^\pm$  jest równa składowej  $g$  wzdłuż osi elektrosłabego izospinu  $\tau$ , zaś stała sprzężenia  $g^Z$  z neutralnym bozonem pośredniczącym  $Z^0$  pokrywa się z ładunkiem elektrosłabym  $g$ . Ładunek elektryczny  $e$  jest wynikiem podwójnego zrzutowania ładunku elektrosłabego  $g$ :  $e = g \sin \theta_W \cos \theta_W$ . Kółkami otoczone są symbole stałych obserwowalnych w doświadczeniach (linie grube) (wg [14])

wych fermionu,  $Q_L^{f\prime}$  i  $Q_R^{f\prime}$ , przy czym  $^3 Q_L^{f\prime} \equiv Q_R^{f\prime} \equiv Q^f$ . Wierzchołek  $\gamma-f$  jest więc postaci (rys. 3)

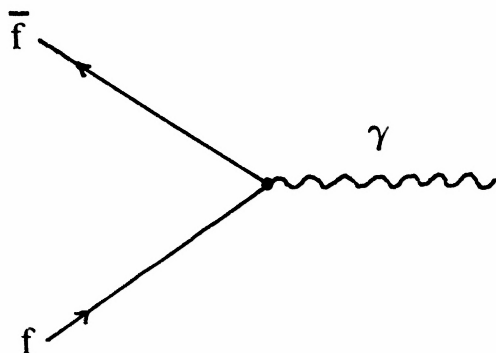
$$Q_L^{f\prime} \gamma_{\mu\frac{1}{2}}(1 + \gamma_5) + Q_R^{f\prime} \gamma_{\mu\frac{1}{2}}(1 - \gamma_5) \equiv Q^f \gamma_\mu,$$

<sup>3</sup> Liczby ładunkowe lewo- i prawoskrętne można zdefiniować posługując się tożsamością  $\gamma_\mu \equiv \gamma_{\mu\frac{1}{2}}(1 + \gamma_5) + \gamma_{\mu\frac{1}{2}}(1 - \gamma_5)$ . W zakresie wielkich energii, kiedy można pominąć masę fermionu (przybliżenie skrajnie relatywistyczne), operatory Diraca  $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$  i  $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  wybierają odpowiednio składowe lewo- i prawoskrętne funkcji falowej  $\psi$  fermionu:  $\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$ ,  $\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ . Funkcja  $\psi_L$  opisuje *fermion lewoskrętny*, to znaczy o skrętności ujemnej,  $\lambda = -\frac{1}{2}$ , czyli o spinie skierowanym przeciwnie niż jego pęd. O takim fermionie mówimy, że jest on spolaryzowany *podłużnie lewoskrętnie* (w stanie o podłużnej polaryzacji lewoskrętnej). Natomiast  $\psi_R$  opisuje *fermion prawoskrętny*, tj. o skrętności dodatniej  $\lambda = +\frac{1}{2}$ , czyli o spinie skierowanym zgodnie z jego pędem. O takim fermionie mówimy, że jest on spolaryzowany *podłużnie prawoskrętnie* (w stanie o podłużnej polaryzacji prawoskrętnej).

Tablica 1. Elektrosłabe liczby kwantowe fermionów—leptonów i kwarków — w modelu standardowym  $SU(2)_L \times U(1)_{L+R}$

	Pokolenie			Liczba kwantowa		
	pierwsze	drugie	trzecie	$T_3$	$Y$	$Q$
Leptony	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1 +1	0 -1
	$(e^-)_R$	$(\mu^-)_R$	$(\tau^-)_R$	0	-2	-1
	prawoskrętne neutrino $(\nu)_R$ nie istnieją					
Kwarki $\times$ 3 kolory	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$ $+\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
	$(u)_R$ $(d')_R$	$(c)_R$ $(s')_R$	$(t)_R$ $(b')_R$	0 0	$+\frac{1}{3}$ $-\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$

Kwarkowe stany kreskowane są to stany mieszane typu Cabibbo.



Rys. 3. Sprzężenie fotonu  $\gamma$  z fermionem  $f$

a prąd elektromagnetyczny

$$J_{\mu(L+R)}^{EM} = Q_L^{f\bar{f}} \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L + Q_R^{f\bar{f}} \bar{\psi}_R \gamma_\mu \psi_R \equiv Q^f \bar{\psi} \gamma_\mu \psi, \quad (3)$$

gdzie  $\bar{\psi}$  jest funkcją sprzężoną dirakowsko względem  $\psi$ ,  $\bar{\psi} = \psi^+ \gamma^0$

(6) Neutralny bozon pośredniczący  $Z^0$  sprzęga się z lewo- i prawoskrętnymi fermionami, zarówno naładowanymi elektrycznie jak i neutralnymi; sprzężenie to jest zależne od liczb elektrosłabych lewo- i prawoskrętnych,  $Q_L^{Zf}$  i  $Q_R^{Zf}$ , przy czym  $Q_L^{Zf} \neq Q_R^{Zf}$ . Struktura dirakowska wierzchołka  $Z^0-f$  ma więc postać (rys. 4):

$$Q_L^{Zf} \gamma_{\mu\frac{1}{2}} (1 + \gamma_5) + Q_R^{Zf} \gamma_{\mu\frac{1}{2}} (1 - \gamma_5)$$

a neutralny prąd słaby

$$J_{\mu(L+R)}^N = g_L^f \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L + g_R^f \bar{\psi}_R \gamma_\mu \psi_R = g_V^f \bar{\psi} \gamma_\mu \psi + g_A^f \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi, \quad (4)$$

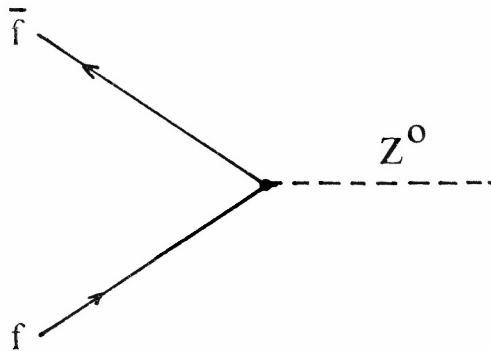


gdzie wprowadziliśmy oznaczenia

$$Q_L^{zf} \equiv g_L^f, \quad Q_R^{zf} \equiv g_R^f$$

oraz zdefiniowaliśmy stałe sprzężenia „wektorową”  $g_V^f$  i „aksjalną”  $g_A^f$

$$g_V^f = \frac{1}{2}(g_L^f + g_R^f), \quad g_A^f = \frac{1}{2}(g_L^f - g_R^f). \quad (5)$$



Rys. 4. Sprzężenie neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$  z fermionem  $f$

Neutralny prąd słaby stanowi więc superpozycję prądu wektorowego  $V(\gamma_\mu)$  i aksjalnego  $A(\gamma_5\gamma_\mu)$ .

(7) W modelu standardowym Glashowa-Salama-Weinberga, stałe sprzężenia ze słabym prądem neutralnym są postaci (tabl. 2):

Tablica 2. Elektrosłabe stałe sprzężenia fermionów — leptonów i kwarków — z neutralnym bozonem pośredniczącym w modelu standardowym  $SU(2)_L \times U(1)_{L+R}$

Fermiony	$T_{3L}$	$Q_L$	$Q_R$	$g_L$	$g_R$	$g_V$	$g_A$
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$+\frac{1}{2}$	0	0	$+\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{4}$
$e^-, \mu^-, \tau^-$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	$+\frac{1}{2} + \sin^2\theta_w$	$+\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{4} + \sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{4}$
$u, c, t$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$+\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$+\frac{1}{4}$
$d', s', l'$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_w$	$+\frac{1}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{4}$

Kwarkowe stany kreskowane są to stany mieszane typu Cabibbo. Składowa  $T_{3R} = 0$  dla wszystkich leptonów i kwarków. Stałe  $g_R \neq 0$  tylko dla fermionów naładowanych ( $Q \neq 0$ ): sprzężenie prawoskrętne zachodzi wyłącznie dla cząstek naładowanych elektrycznie. Dla cząstek obojętnych elektrycznie ( $Q = 0$ ) występuje jedynie sprzężenie lewoskrętne  $g_L \neq 0$ .

$$g_L^f = T_{3L}^f - Q^f \sin^2\theta_w, \quad g_R^f = -Q^f \sin^2\theta_w, \quad (6)$$

oraz

$$g_V^f = \frac{1}{2}T_{3L}^f - Q^f \sin^2\theta_w, \quad g_A^f = \frac{1}{2}T_{3L}^f. \quad (7)$$

Zatem

$$J_{\mu(L+R)}^N = \frac{1}{2}T_{3L}^f(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi) - Q^f \sin^2\theta_w \bar{\psi}\gamma_\mu\psi = T_{3L}^f \bar{\psi}\gamma_\mu\psi_L - Q^f \sin^2\theta_w \bar{\psi}\gamma_\mu\psi = J_{\mu L}^N - Q^f \sin^2\theta_w J_{\mu(L+R)}^{EM}, \quad (8)$$

gdzie  $J_{\mu L}^N = T_{3L}^f \bar{\psi}\gamma_\mu\psi_L$ . Jak widać, słaby prąd neutralny składa się z części lewoskrętnej  $J_{\mu L}^N$  typu  $V-A$  oraz lewo- i prawoskrętnej  $J_{\mu(L+R)}^{EM}$ . Ta ostatnia znika dla fermionów obojętnych elektrycznie, dla których  $Q^f = 0$ : fermion neutralny sprzęga się wyłącznie z neutralnym bozonem pośredniczącym  $Z^0$  — lecz nie z fotonem  $\gamma$ .

(8) Związki (6, 7) wskazują na to, że stałe sprzężenia ze słabym prądem neutralnym są identyczne dla fermionów zajmujących te same położenia w dubletach każdego z trzech pokoleń (tabl. 1). Przykładowo, każdy z leptonów  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$  winien sprzęgać się *tak samo* z neutralnym bozonem pośredniczącym  $Z^0$ ; podobnie kwarki  $u$ ,  $c$ ,  $t$  winny mieć *identyczne* sprzężenia z  $Z^0$ . Związki (6, 7) wyrażają zatem stwierdzenie *uniwersalności sprzężeń* odpowiednich fermionów trzech pokoleń. Przewidywanie uniwersalności elektro-słabych stałych sprzężenia nie zostało — jak dotąd — potwierdzone doświadczalnie: nie zmierzono ich jeszcze dla fermionów drugiego i trzeciego pokolenia.

(9) Procesy zachodzące z udziałem słabego prądu neutralnego zależą od jednego *parametru swobodnego* — kąta Weinberga  $\theta_w$ . Z danych doświadczalnych dotyczących rozpraszania neutrin na nukleonach wynika, że  $\sin^2\theta_w \simeq 0,228$  czyli  $\theta_w \simeq 28,5^\circ$ . Model standardowy nie zawiera przewidywań dotyczących wartości parametru  $\theta_w$  (teorie wielkiej unifikacji przewidują dla  $\sin^2\theta_w$  wartość ok. 0,2).

(10) Porównanie przewidywań *modelu standardowego* z *teorią Fermiego* oddziaływania słabego, w której stałą sprzężenia jest stała Fermiego  $G$ , prowadzi do wniosku, że

$$g^2 = 4\sqrt{2}GM_Z^2. \quad (9)$$

Posługując się zależnością (2), mamy  $\frac{g^2}{4\pi\alpha} = \frac{1}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w}$ , skąd dostajemy

$$\frac{G}{2\sqrt{2}\pi\alpha} = \frac{1}{4M_Z^2 \sin^2\theta_w \cos^2\theta_w}, \quad (10)$$

gdzie  $\frac{G}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \simeq 1,798 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ . Zatem

$$M_Z = \left( \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin\theta_w \cos\theta_w} \simeq \frac{37,3}{\sin\theta_w \cos\theta_w} \simeq 88,9 \text{ GeV}. \quad (11)$$

Zauważmy, że bezpośrednim rezultatem różnicy w wartościach elektro-słabych stałych sprzężenia dla fermionów lewo- i prawoskrętnych,  $g_L^f \neq g_R^f$  (por. związki (6)), jest *niezochowanie parzystości* w procesach ze słabym prądem neutralnym. Wynika to od razu z występowania we wzorze (8) na słaby prąd neutralny członów typu  $V-A$ . Istotnie, przy odbiciu przestrzennym składowe  $V$  i  $A$  uzyskują względem siebie znaki przeciwne. W występujących przy opisie oddziaływania wyrażeniach typu  $(V-A)$   $(V-A)^+ = VV^+ + AA^+ - AV^+ - VA^+$ , człony  $VV^+ + AA^+$  znaku nie zmieniają, natomiast człony interferencyjne  $VA^+ + AV^+$  — zmieniają (krzyżyk<sup>+</sup> oznacza sprzężenie hermitowskie). Wyraże-

nie  $(V-A)(V-A)^+$  nie jest więc niezmiennicze względem odbicia przestrzennego — oddziaływanie ze słabym prądem neutralnym nie zachowuje parzystości. Co więcej, wyrażenie  $(V-A)(V-A)^+$  nie jest niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego: przy tej transformacji człony  $VV^+ + AA^+$  nie zmieniają znaku, natomiast człony  $VA^+ + AV^+$  — zmieniają. Zajmiemy się wpieryw konsekwencjami niezachowania parzystości dla procesu rozpraszania elektronów.

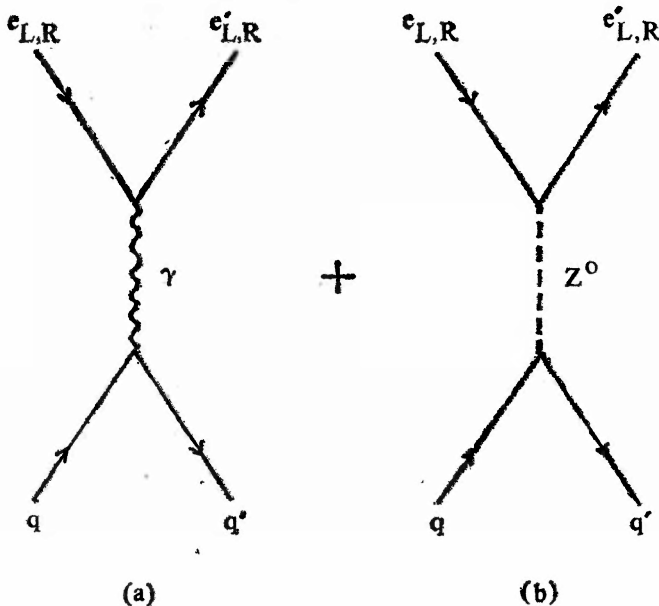
### 3. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów spolaryzowanych podłużnie

#### A. Teoria

Świadectwem niezachowania parzystości w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów spolaryzowanych podłużnie lewo- lub prawoskrętnie,  $e_L$  lub  $e_R$ , na nie spolaryzowanych jądrach atomowych  $A$

$$e_{L,R} + A \rightarrow e'_{L,R} + \text{hadrony} \quad (12)$$

było zaobserwowane [3—5] zależności przekroju czynnego na ten proces od skrętności elektronu, to znaczy stwierdzenie, że  $\sigma_L \neq \sigma_R$ , gdzie  $\sigma_L$  odpowiadało rozpraszaniu elektronów lewoskrętnych  $e_L + A \rightarrow e'_L + X$ , a  $\sigma_R$  — prawoskrętnych  $e_R + A \rightarrow e'_R + X$ . Ze względu na to, że oddziaływanie elektromagnetyczne w dowolnym rzędzie rachunku zaburzeń zachowuje parzystość, naruszenie parzystości prowadzące do tej nierówności mogło pochodzić jedynie od domieszki oddziaływania słabego. Pojawi się ono w najniższym rzędzie w wyniku *interferencji amplitud oddziaływania elektromagnetycznego i słabego* (rys. 5). Amplituda odpowiadająca diagramowi opisującemu sprzężenie fotonu z elek-



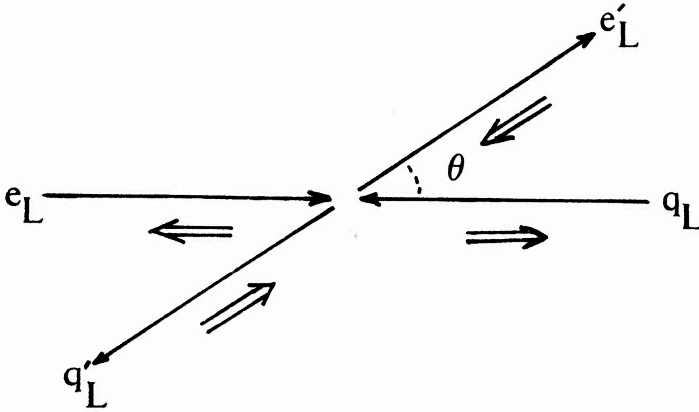
Rys. 5. Diagramy odpowiadające rozpraszaniu elektronu spolaryzowanego podłużnie  $e_{L,R}$  na kwarku  $q$  — składniku nukleonu — z wymianą fotonu  $\gamma$  (a) oraz neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$  (b)

tronem  $e$  oraz kwarkiem  $q$  — składnikiem nukleonu — zawiera jedynie prądy wektorowe: elektronowy ( $J_e^v$ ) oraz kwarkowy ( $J_q^v$ ). Natomiast amplituda związana z diagramem wymiany neutralnego bozonu pośredniczącego między elektronem a kwarkiem zawiera przyczynki zarówno od prądu wektorowego  $J^v$ , jak i aksjalnego  $J^A$  w obu wierzchołkach: elektronowym ( $J_e^v, J_e^A$ ) oraz kwarkowym ( $J_q^v, J_q^A$ ). Naruszenie parzystości, wyrażające się asymetrią  $\sigma_L \neq \sigma_R$  spowodowane jest przez człony interferencyjne typu  $J_e^A J_q^v$  oraz  $J_e^v J_q^A$ .

Elegancką i prostą metodę obliczania asymetrii w rozpraszaniu spolaryzowanych podłużnie elektronów, zdefiniowanej jako

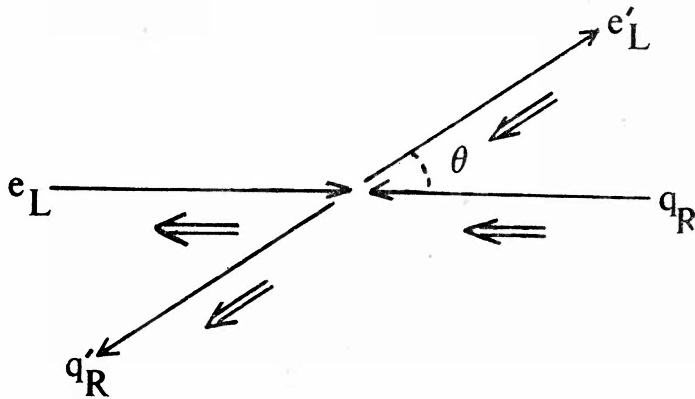
$$A = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}, \quad (13)$$

podali Cahn i Gilman [6]. Posługując się językiem modelu partonowo-kwarkowego w przybliżeniu skrajnie relatywistycznym, w którym można zaniedbać masy elektronu i kwarka, rozważa się w tym podejściu rozpraszanie spolaryzowanych podłużnie elektronów na kwarkach — składnikach nukleonów. Lewo-(pravo-)skrętny elektron rozprasza się na lewo-(pravo-)skrętnym kwarku izotropowo w ich układzie środka masy ze względu na to, że całkowity moment pędu obu obiektów jest równy zero,  $J = 0$  (rys. 6). Mamy więc



Rys. 6. Rozpraszanie lewoskrętnego elektronu  $e_L$  pod kątem  $\theta$  na lewoskrętnym kwarku  $q_L$  w ich układzie środka masy. Strzałki długie (pojedyncze) oznaczają kierunki i zwroty pędów obu obiektów przed i po rozpraszaniu; strzałki krótkie (podwójne) — ich spinów. W procesie rozpraszania skrajnie relatywistycznych elektronów na kwarkach skłonność zachowuje się!

do czynienia z płaskim rozkładem względem  $\cos\theta$ , gdzie  $\theta$  jest kątem rozpraszania elektronu. Korzystając ze związku  $y = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta)$ , gdzie zmienna  $y$  stanowi ułamek energii przekazanej nukleonowi przy rozpraszaniu elektronu o początkowej energii w układzie laboratoryjnym  $E$  a końcowej  $E'$ ,  $y = v/E = 1 - E'/E$ , gdzie  $v = E - E'$ , otrzymujemy względem zmiennej  $y$  rozkład proporcjonalny do jedności dla wartości  $y$  zawartych między zerem a jednością. W szczególności może zajść rozpraszanie pod kątem  $\theta = \pi$  ( $y = 1$ ). Natomiast całkowity moment pędu przy rozpraszaniu lewo-(pravo-)skrętnym elektronu na prawo-(lewo-)skrętnym kwarku jest równy jedności,  $J = 1$  (rys. 7). Rozpraszanie



Rys. 7. Rozpraszanie lewoskrętnego elektronu  $e_L$  pod kątem  $\theta$  na prawoskrętnym kwarku  $q_R$  w ich układzie środka masy. Oznaczenia jak na rys. 6

pod kątem  $\theta = \pi$  ( $y = 1$ ) nie jest możliwe ze względu na to, iż całkowity moment pędu musiałby „przeskoczyć” od rzutu  $J_z = -1$  do  $J_z = +1$ ; zatem przekrój czynny dla  $\theta = \pi$  ( $y = 1$ ) musi zniknąć. Natomiast przekrój czynny dla  $\theta = 0$  ( $y = 0$ ) jest taki sam, jak w wypadku rozważanym poprzednio. Rozkład kątowy ma postać  $\frac{1}{4}(1 + \cos\theta)^2$ , czyli w zmiennej  $y$  jest on proporcjonalny do  $(1 - y)^2$ . W obu wypadkach skrzytność elektronu (i kwarka) pozostaje po rozproszeniu taka sama jak poprzednio. Amplitudy pochodzące od wymiany fotonu  $\gamma$  i bozonu  $Z^0$  dla rozpraszania elektronu i kwarka o tych samych skrzytnościach prowadzą do wyników nierozróżnialnych, a zatem interferują ze sobą (sumuje się amplitudy). Natomiast wyniki rozpraszania elektronu i kwarka o skrzytnościach przeciwnych różnią się od poprzednich, odpowiednie amplitudy nie interferują więc z poprzednimi (sumuje się kwadraty wartości bezwzględnych amplitud).

Amplituda dla procesu wymiany bozonu wirtualnego między elektronem a kwarkiem jest proporcjonalna do iloczynu ładunków tych obiektów w obu wierzchołkach oraz do propagatora wymienianego bozonu,  $\frac{1}{q^2}$  dla fotonu oraz  $\frac{1}{q^2 - M_Z^2}$  dla bozonu pośredniczącego, gdzie  $q^2$  jest kwadratem przekazu czteropędu między elektronem a nukleonem. Możemy zatem napisać następujące wyrażenia dla różniczkowych przekrojów czynnych  $\sigma_R$ ,  $\sigma_L$  na rozpraszanie elektronów prawo-(lewo-)skrzytnych  $e_R(e_L)$  na kwarkach prawo-(lewo-)skrzytnych  $q_R(q_L)$  o danym zapachu

$$\begin{aligned}
 e_R - q_R : \sigma_R &\sim \left| \frac{Q_R^f e Q_R^q e^2}{q^2} + \frac{Q_R^{Ze} Q_R^{Zq} g^2}{q^2 - M_Z^2} \right|^2, \\
 e_R - q_L : \sigma_R &\sim \left| \frac{Q_R^f e Q_L^q e^2}{q^2} + \frac{Q_R^{Ze} Q_L^{Zq} g^2}{q^2 - M_Z^2} \right|^2 \cdot (1 - y)^2, \\
 e_L - q_L : \sigma_L &\sim \left| \frac{Q_L^f e Q_L^q e^2}{q^2} + \frac{Q_L^{Ze} Q_L^{Zq} g^2}{q^2 - M_Z^2} \right|^2, \\
 e_L - q_R : \sigma_L &\sim \left| \frac{Q_L^f e Q_R^q e^2}{q^2} + \frac{Q_L^{Ze} Q_R^{Zq} g^2}{q^2 - M_Z^2} \right|^2 \cdot (1 - y)^2.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Asymetrię  $A$  można teraz obliczyć mnożąc wyrażenia (14) przez prawdopodobieństwo  $f_q(x)$  znalezienia w nukleonie kwarka danego zapachu o pędzie ułamkowym  $x = \frac{q^2}{2M_N v}$

i wykonując sumowanie względem wszystkich zapachów kwarkowych występujących w jądrze, przy zachowaniu w rozwinięciu jedynie wyrazów do rzędu  $q^2/M_Z^2$  włącznie. Korzystając z definicji (13), związków (5) oraz z tabl. 1  $Q_L^{Ze} \equiv Q_R^{Ze} = -1$ ,  $Q_L^{Zq} \equiv Q_R^{Zq} \equiv Q^q$ , dostajemy

$$\begin{aligned} A(x, y) &= \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} = \\ &= -\frac{g^2 q^2}{e^2 M_Z^2} \frac{\sum_q f_q(x) Q^q [(Q_R^{Ze} Q_R^{Zq} - Q_L^{Ze} Q_L^{Zq}) + (Q_R^{Ze} Q_L^{Zq} - Q_L^{Ze} Q_R^{Zq})(1-y)^2]}{\sum_q f_q(x) (Q^q)^2 [1 + (1-y)^2]} = \quad (15) \\ &= \frac{g^2 q^2}{e^2 M_Z^2} \frac{\sum_q f_q(x) Q^q [g_A^e g_V^q + g_V^e g_A^q K(y)]}{\sum_q f_q(x) (Q^q)^2}, \end{aligned}$$

gdzie  $\sigma_R \equiv d^2\sigma_R/dx dy$ ,  $\sigma_L \equiv d^2\sigma_L/dx dy$  oraz  $K(y) = \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2}$ . Zauważmy, że z ostatniego wyrażenia równości (15) wynika, iż asymetria pochodzi od iloczynu sprzężenia aksjalnego elektronu i wektorowego kwarka  $g_A^e \cdot g_V^q$  oraz sprzężenia wektorowego elektronu i aksjalnego kwarka  $g_V^e \cdot g_A^q$ . W szczególności, dla  $y = 0$  (co odpowiada  $E \rightarrow \infty$ ),  $K(y) = 0$  i asymetria pochodzi wyłącznie od sprzężenia aksjalnego elektronu (i wektorowego kwarka). Ze wzorów (5) wynika, że  $g_A^e \neq 0$ , gdy  $Q_L^{Ze} \neq Q_R^{Ze}$ , tzn. gdy elektroślabe ładunki lewo- i prawoskrętne elektronu różnią się od siebie.

Weźmy teraz pod uwagę jądro izosingletowe,  $T = 0$ , na przykład deuteron. Wówczas  $f_u(x) = f_d(x)$  ze względu na skład kwarków walencyjnych deuteronu (proton  $\equiv uud$ , neutron  $\equiv udd$ ). Pomijając dalej mały przyczynek od antykwarków morza (co można śmiało uczynić, jeśli  $x \gtrsim 0,2$ ), dostajemy dla głęboko nieelastycznego rozpraszania  $e-d$ :

$$e_{L,R} + d \rightarrow e'_{L,R} + X \quad (16)$$

następujące wyrażenie dla asymetrii, niezależnie od zmiennej  $x$  w przybliżeniu uwzględniającym jedynie kwarki walencyjne

$$\begin{aligned} A_{ed}(x, y) &= 2 \frac{g^2 q^2}{e^2 M_Z^2} \frac{[g_A^e (Q^u g_V^u + Q^d g_V^d) + g_V^e (Q^u g_A^u + Q^d g_A^d) K(y)]}{(Q^u)^2 + (Q^d)^2} = \\ &= -\frac{Gq^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \cdot \frac{9}{10} \left[ \left(1 - \frac{20}{9}\xi\right) + (1 - 4\xi)K(y) \right] = \\ &= -1,62 \cdot 10^{-4} \left[ \left(1 - \frac{20}{9}\xi\right) + (1 - 4\xi)K(y) \right] \left( \frac{q}{\text{GeV}/c} \right)^2, \quad (17) \end{aligned}$$

gdzie skorzystaliśmy z tabl. 2 oraz ze związków (9—10)<sup>4</sup> i oznaczyliśmy  $\sin^2 \theta_w = \xi$ . Widać, że dla  $\xi \simeq \frac{1}{4}$ , zależność asymetrii  $A$  od zmiennej  $y$  jest mała i znika dla  $\xi = \frac{1}{4}$ : asymetria jest wówczas niezależna nie tylko od zmiennej  $x$  ale i od zmiennej  $y$ .

Na marginesie dodajmy, że przy rozpraszaniu głęboko nieelastycznym elektronów spolaryzowanych na protonach  $e-p$

$$e_{L,R} + p \rightarrow e'_{L,R} + X \quad (18)$$

nie można uwolnić się od zależności od zmiennej  $x$ ; asymetria — dla przykładowo wybranej wartości  $x = \frac{1}{3}$ , dla której  $f_u(x = \frac{1}{3}) \simeq 2f_d(x = \frac{1}{3})$  — jest równa

$$A_{ep}(x = \frac{1}{3}, y) = -\frac{Gq^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} [( \frac{5}{6} - 2\xi ) + \frac{5}{6}(1 - 4\xi)K(y)]. \quad (19)$$

Znak asymetrii wskazuje na to, że  $\sigma_L > \sigma_R$ , tzn. że prawdopodobieństwo rozpraszania elektronu lewoskrętnego jest większe niż prawoskrętnego. Łatwo to zrozumieć rozważając przypadek graniczny gdy  $\theta_w \rightarrow 0$ . Wówczas bozon  $Z^0$  sprzęga się wyłącznie z fermionami lewoskrętymi — prawoskrętne stałe sprzężenia znikają w tym przybliżeniu (tabl. 2). Dla elektronu i kwarka  $u$  ich ładunki elektryczne i słabe mają znaki przeciwne, a dla elektronu i kwarka  $d$  — takie same. Zatem amplitudy z wymianą fotonu  $\gamma$  i bozonu  $Z^0$  interferują konstruktywnie, prowadząc do większego przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów lewoskrętnych<sup>5</sup>.

## B. Eksperyment

Ze wzoru (17) widać, że pomiar asymetrii w reakcji (16) można wykorzystać do sprawdzenia przewidywań teorii Glashowa-Salama-Weinberga i wyznaczenia wartości parametru  $\sin^2 \theta_w$ . Ze względu na to, że oczekiwana asymetria  $A$  jest rzędu  $10^{-4} q^2$ , dla jej wykrycia eksperymentalne błędy statystyczne i systematyczne muszą być rzędu co najwyżej  $10^{-5} q^2$ ! Te niezwykle piękne doświadczenia, w których stwierdzono *naruszenie parzystości w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu spolaryzowanych podłużnie elektronów na nie spolaryzowanych tarczach deuterowych i wodorowych*, przeprowadzono w latach 1978—1979 w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego (SLAC) w Stanfordzie (USA) i opublikowano w pracach Prescottta i in. [3—5].

Badania prowadzono przy użyciu wiązek spolaryzowanych podłużnie elektronów o energiach  $E$  od 16,2 GeV do 22,2 GeV padających na tarczę z ciekłego deuteru<sup>6</sup>. Elektro-

<sup>4</sup> Istotnie,  $\frac{g^2}{e^2} \frac{1}{M_Z^2} = \frac{4\sqrt{2}GM_Z^2}{4\pi\alpha M_Z^2} = \frac{\sqrt{2}G}{\pi\alpha} \simeq 7,19 \cdot 10^{-4}$ .

<sup>5</sup> Odbicie zwierciadlane elektronu lewoskrętnego daje elektron prawoskrętny. Stwierdzenie, że elektrony lewo- i prawoskrętne zachowują się odmiennie przy rozpraszaniu świadczy o tym, że reakcja i jej „obraz zwierciadlany” różnią się od siebie, co znaczy że parzystość nie jest zachowana w takim procesie.

<sup>6</sup> Długość tarczy wynosiła 30 cm, tzn. około 0,04 długości promieniowania. Nieco danych uzyskano również przy użyciu tarczy z ciekłego wodoru. Sposób uzyskiwania intensywnej wiązki elektronów spolaryzowanych podłużnie omówimy w dalszym ciągu artykułu.



ny rozpraszane nieelastycznie pod kątem  $4^\circ$  analizowano za pomocą spektrometru magnetycznego akceptującego te o energiach  $E'$  od 11 do 17 GeV. Kwadrat przekazu czteropędu  $q^2$  do hadronów w stanie końcowym zawierał się między 0,92 a 1,96  $(\text{GeV}/c)^2$ ; zmienna  $x = q^2/2M_N\nu$  między 0,07 a 0,28, zaś zmienna  $y = \nu/E$  między 0,15 a 0,36. Po przejściu przez spektrometr, rozproszone elektrony identyfikowano za pomocą dwóch oddzielnych układów detekcyjnych: trzymetrowego gazowego licznika Czerenkowa wypełnionego azotem pod ciśnieniem atmosferycznym oraz licznika lawinowego ze szkła ołowiowego o grubości odpowiadającej dziewięciu długościom promieniowania. Oba liczniki działały niezależnie (nie były w koincydencji). Do liczników wpadało około  $10^3$  elektronów na impuls; z tego względu nie zliczono indywidualnych elektronów, lecz mierzono ich strumień znormalizowany każdorazowo do natężenia wiązki pierwotnej, które zawierało się między  $10^{11}$  a  $4 \cdot 10^{11}$  elektronów na impuls.

W doświadczeniach korzystano ze zwykłego źródła elektronów nie spolaryzowanych o grzanej katodzie oraz ze *specjalnego źródła w postaci kryształu arsenku galu GaAs* emitującego fotoelektrony spolaryzowane podłużnie. Skonstruowanie tego źródła miało podstawowe znaczenie dla powodzenia prowadzonych badań i stanowiło prawdziwe osiągnięcie techniki eksperymentalnej. Opierało się ono na sugestii E. L. Garwina i współpracowników z 1974 roku, iż *spolaryzowane kołowo światło laserowe padając na kryształ GaAs może, w zjawisku fotoelektrycznym, wybijać z jego powierzchni elektrony spolaryzowane podłużnie*. Źródłem światła laserowego o długości fali 710 nm był impulsowy laser barwnikowy działający w synchronizacji z akceleratorem liniowym (czas trwania impulsu 1,5  $\mu\text{s}$  przy 120 impulsach na sekundę). Liniowo spolaryzowane światło laserowe zamieniano na światło o polaryzacji kołowej za pomocą komórki Pockelsa<sup>7</sup> — kryształu o dwójłomności proporcjonalnej do przyłożonego pola elektrycznego. Płaszczyznę polaryzacji liniowej światła laserowego padającego na komórkę Pockelsa można było obracać przez obrót umieszczonego przed nią nikola. Zmiana znaku impulsu wysokiego napięcia przykładowego do komórki Pockelsa zmieniała skrętność fotonów światła laserowego co z kolei zmieniało skrętność emitowanych fotoelektronów (patrz niżej). Zmian tych dokonywano w sposób przypadkowy, od impulsu do impulsu, celem zminimalizowania zjawisk „plynięcia” aparatury i uniknięcia zakłóceń związanych z periodycznymi zmianami parametrów eksperymentalnych. Spolaryzowane kołowo światło laserowe padało następnie na katodę z arsenku galu przenosząc elektrony w kryształ z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Dla światła laserowego spolaryzowanego kołowo w 100% oczekuje się, że stopień polaryzacji podłużnej elektronów w paśmie przewodnictwa wyniesie 50%. Fotoemisję elektronów z pasma przewodnictwa ułatwia pokrycie powierzchni kryształu GaAs warstwą tlenku cezu, znacznie zwiększając prąd fotoelektryczny wskutek obniżenia bariery potencjalnej na złączu kryształu z próżnią. Uzyskuje się w ten sposób wiązki elektronów spolaryzowanych podłużnie o bardzo dużych natężeniach, sięgających  $5 \cdot 10^{11}$  elektronów na impuls.

<sup>7</sup> Zjawisko Pockelsa (1906 r.) — zjawisko elektrooptyczne liniowe, polegające na zmianie współczynnika załamania proporcjonalnie do przyłożonego pola elektrycznego, przy czym kierunek rozchodzenia się światła i kierunek pola elektrycznego są wzajemnie równoległe (a nie prostopadłe jak w zjawisku Kerra). W komórce Pockelsa, kryształ kwaśnego fosforanu potasowego  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  umieszczony jest między dwiema przewodzącymi płytkami szklanymi, do których przykładana jest napięcie rzędu kilku kV.

Zmiana polaryzacji podłużnej wiązki elektronów przy użyciu źródła GaAs jest bardzo prosta. Okazuje się, że zwrot spinu elektronu w kryształach jest przeciwny do zwrotu spinu padającego fotonu światła laserowego. Na przykład fotonowi o polaryzacji kołowej prawoskrętnej poruszającemu się w kierunku dodatnim osi  $+z$ , tzn. o spinie skierowanym wzdłuż  $+z$  (skrętności dodatniej  $\lambda = +1$ ) odpowiada elektron o spinie skierowanym wzdłuż  $-z$ . Ponieważ fotoelektrony są emitowane w kierunku ujemnym osi  $-z$ , są one spolaryzowane podłużnie prawoskrętnie, tzn. ich spin jest skierowany zgodnie z pędem. Przy odwróceniu kołowej polaryzacji fotonu na przeciwną, fotoelektrony stają się spolaryzowane podłużnie lewoskrętnie — ich spin skierowany jest przeciwnie niż pęd. Podczas przyspieszania, depolaryzacja podłużnie polaryzowanych elektronów okazała się zanedbywalnie mała. Zarówno znak, jak i stopień polaryzacji wiązki elektronów,  $P_e$ , wyznaczano periodycznie przy użyciu polarymetru, w którym obserwowano asymetrię rozpraszania elastycznego Möllera spolaryzowanych elektronów wiązki na spolaryzowanych elektrodach tarczy — namagnesowanej folii żelaznej. Średni stopień polaryzacji wiązki wynosił  $|P_e| = 0,37$  z błędem statystycznym mniejszym niż 0,01 oraz systematycznym około 0,02. Między asymetrią eksperymentalną,  $A_{\text{eksp}}$ , a przewidywaną teoretycznie asymetrią pochodzącą od naruszenia parzystości,  $A$ , zachodził związek

$$A_{\text{eksp}} = |P_e|A. \quad (20)$$

W celu sprawdzenia procedury eksperymentalnej zmierzono  $A_{\text{eksp}}$  przy użyciu wiązki elektronów nie spolaryzowanych, pochodzących ze zwykłego źródła elektronów: oczywiście asymetria winna być wówczas zerowa. Asymetrię wyznaczono ze wzoru

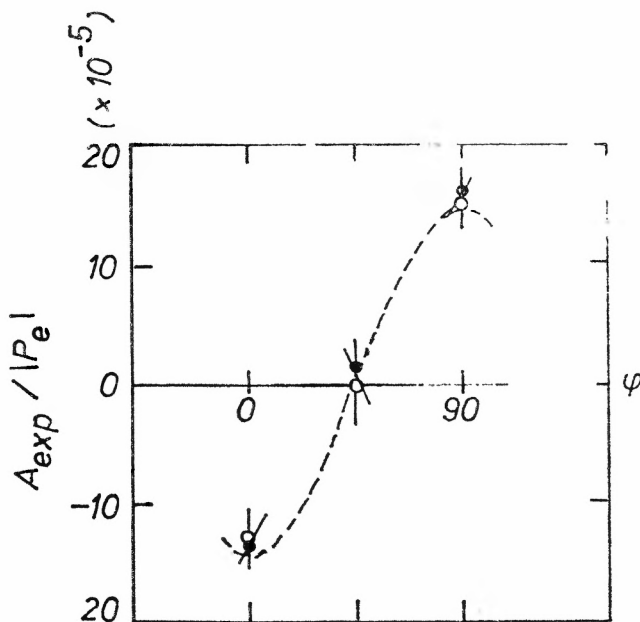
$$A_{\text{eksp}} = [\langle Y(+) \rangle - \langle Y(-) \rangle] / [\langle Y(+) \rangle + \langle Y(-) \rangle], \quad (21)$$

w którym wielkości  $\langle Y(\pm) \rangle$  oznaczają średnie wartości strumienia rozproszonych elektronów na impuls znormalizowane do natężenia wiązki padającej, a znaki  $+$  i  $-$  przypisywano posługując się tym samym generatorem liczb przypadkowych, który określał znak  $+$  i  $-$  impulsu napięcia przykładanego do komórki Pockelsa. Na podstawie danych z licznika lawinowego otrzymano wartość  $A_{\text{eksp}}/|P_e| = (-2,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-5}$  wskazując, iż za pomocą zestawionej aparatury można wyznaczać asymetrię na poziomie około  $10^{-5}$ .

Tę samą procedurę zastosowano następnie do naświetleń z użyciem wiązki elektronów spolaryzowanych podłużnie. Skrętność elektronów pochodzących ze źródła GaAs zależała od orientacji nikola jak również od znaku napięcia przyłożonego do komórki Pockelsa. Obrót płaszczyzny polaryzacji liniowej wskutek obrotu nikola o kąt  $\varphi$  powodował zmianę asymetrii według wzoru  $A_{\text{eksp}} = |P_e|A \cos 2\varphi$ , przy czym znak  $A_{\text{eksp}}$  zależał od skrętności elektronów padających na tarczę. Napięciu dodatniemu (ujemnemu) przyłożonemu do komórki Pockelsa odpowiadały elektrony o skrętności dodatkowej (ujemnej), a więc prawoskrętne (lewoskrętne) dla  $\varphi = 0$  oraz o skrętności ujemnej (dodatniej) czyli lewoskrętne (prawoskrętne) dla  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Dla  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  elektrony były [nie spolaryzowane przy dowolnym znaku napięcia. Wyniki pomiaru  $A_{\text{eksp}}/|P_e|$  przy energii  $E = 19,4$  GeV (rys. 8) są zgodne z oczekiwaniami i zezwalają na wyodrębnienie zjawisk wywołanych przez

skretność elektronów wiązki od ewentualnych efektów systematycznych związanych z odwracaniem napięcia przykładanego do komórki Pockelsa. Dla  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  asymetria w granicach błędu systematycznego jest równa zero, co wskazuje na to, iż błędy pochodzące z innych źródeł muszą być małe. Zgodnie z oczekiwaniem asymetrie mierzone dla  $\varphi = 0$  oraz  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  są równe co do wartości bezwzględnych, lecz przeciwne co do znaku.

Przy energii  $E = 19,4$  GeV i położeniu nikola  $\varphi = 0$ , elektrony padające na tarczę były spolaryzowane prawoskrotnie dla napięcia dodatniego przyłożonego do komórki



Rys. 8. Zmiany asymetrii eksperymentalnej  $A_{\text{eksp}}/|P_e|$  przy obracaniu nikola o kąt  $\varphi$ ; pomiary wykonano przy energii 19,4 GeV dla tarczy deuterowej [3]

Pockelsa. Jednakże w wypadku ogólnym, stan polaryzacji elektronów emitowanych ze źródła GaAs, pierwotnie podłużnej, zmieniał się po ich dojściu do tarczy w zależności od energii wiązki. Wskutek odchylenia wiązki o kąt  $\theta_{\text{odch}} = 24,5^\circ$  w magnesach stanowiących element transportu wiązki, *spin elektronu — obdarzonego anomalnym momentem magnetycznym — obracał się w polu magnetycznym szybciej niż jego pęd*. Dzięki temu zjawisku, spin elektronu  $\frac{S}{L}$  wyprzedzał jego pęd  $\frac{P}{L}$  o kąt precesji

$$\theta_{\text{prec}} = \frac{E}{m_0 c^2} \frac{g-2}{2} \theta_{\text{odch}} = \frac{E\pi}{3,237} \text{ rad}, \quad (22)$$

gdzie  $m_0$  jest masą spoczynkową elektronu,  $g$  — współczynnikiem giromagnetycznym

elektronu (czynnikiem  $g$  Landego), a energia wiązki  $E$  wyrażona jest w GeV<sup>8</sup>. Większość danych wyznaczono przy energii  $E = 19,4$  GeV ( $\theta_{\text{prec}} = 6\pi$ ), kiedy elektron o skrzywności dodatniej przy emisji ze źródła GaAs, zachowuje tę samą skrzywność dodatnią padając na tarczę. Jednakże przy energiach  $E = 16,2$  GeV ( $\theta_{\text{prec}} = 5\pi$ ) oraz  $E = 22,2$  GeV ( $\theta_{\text{prec}} = 6,9\pi$ ) tak nie jest: skrzywność dodatnia przy źródle zmienia się na ujemną przy tarczy. Natomiast dla energii  $E = 17,8$  GeV ( $\theta_{\text{prec}} = 5,5\pi$ ) polaryzacja podłużna zanika: spin elektronu jest poprzeczny względem kierunku ruchu. Oczekuje się więc, że asymetria eksperymentalna wyznaczona względem stanu polaryzacji elektronów emitowanych ze źródła GaAs będzie modulowana przez precesję typu  $(g-2)$  spinu elektronu zgodnie ze wzorem

$$A_{\text{eksp}} = |P_e| A \cos\left(\frac{E\pi}{3,237}\right), \quad (23)$$

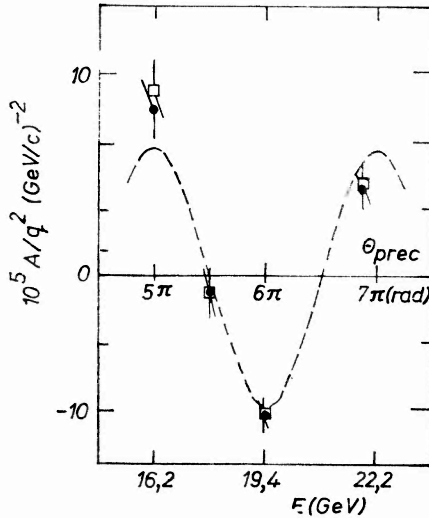
przy czym przed uśrednieniem wartości asymetrii uzyskanych przy położeniach niokła  $\varphi = 0$  i  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  zmieniano znaki dla tych ostatnich na przeciwne (rys. 9). Ze względu na to, że przy różnych energiach  $E$  wartości  $q^2$  są różne oraz zgodnie z oczekiwaniem, że asymetria  $A$  jest proporcjonalna do  $q^2$  (wzór (17)), wartości asymetrii  $A_{\text{eksp}}$  podzielono przez  $q^2$  przy prezentowaniu danych (rys. 9). Jak należało oczekiwać, asymetria zanika przy energii  $E = 17,8$  GeV: punkt ten można traktować jako ograniczenie dla przyczynków pochodzących od ewentualnych nie uwzględnionych efektów systematycznych. Wyklucza on możliwość, by asymetria pochodziła od poprzecznych składowych spinu, przyjmujących tu wartość maksymalną. Żadne znane błędy systematyczne nie mogły prowadzić do obserwowanej modulacji typu  $(g-2)$ . Na podstawie rys. 8 i rys. 9 można więc twier-

<sup>8</sup> Z teorii Diraca wynika, że moment magnetyczny elektronu  $\mu = g\mu_0\vec{s}$ , gdzie  $g = 2$ , a  $\mu_0 = e\hbar/2m_0$  jest magnetonem Bohra. Wskutek tzw. poprawek promienistych, czynnik  $g$  różni się nieco od wartości 2. Wprowadzając wielkość  $a = \frac{g-2}{2}$  zwaną „anomalią” i stanowiącą miarę odstępstwa czynnika  $g$  od wartości 2 przewidzianej w teorii Diraca, mamy  $\mu = 2(1+a)\mu_0\vec{s}$ . Posługując się elektrodynamiką kwantową, można wyrazić anomalię w postaci szeregu potęgowego względem stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . Dla elektronu  $a \equiv \frac{1}{2}(g-2) = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,32848 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + \dots \approx 1,1596 \cdot 10^{-3}$ .

Elektron poruszając się w jednorodnym polu magnetycznym  $B$  z prędkością  $v$  prostopadłą do  $B$  ( $B \cdot v = 0$ ) obiega okrąg z prędkością kątową  $\omega_c = \frac{eB}{m}$  (częstość cyklotronowa), gdzie  $m = \gamma m_0$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ . Ze względu na moment magnetyczny elektronu, wektor spinu  $\vec{s}$  wykonuje *ruch precesyjny* wokół kierunku pola  $B$  z prędkością kątową  $\omega_s = \frac{eB}{m}(1+a\gamma)$ . Znaczy to, że podczas ruchu w polu magnetycznym, spin elektronu obraca się szybciej o czynnik  $1+a\gamma$  niż jego pęd: na przykład, jeśli elektron jest początkowo spolaryzowany podłużnie prawoskrętnie, to po czasie  $\Delta t$  wektor spinu odchyli się od kierunku wektora pędu o kąt  $\theta_{\text{prec}} = (\omega_s - \omega_c)\Delta t = a\gamma \frac{eB}{m} \Delta t = \frac{g-2}{2} \frac{m}{m_0} \theta_{\text{odch}} = \frac{g-2}{2} \frac{E}{m_0 c^2} \theta_{\text{odch}}$ , gdzie  $\theta_{\text{odch}} = \frac{eB}{m} \Delta t$  jest kątem odchylenia kierunku ruchu elektronu w polu magnetycznym.

dzić, że obserwowane wartości asymetrii były spowodowane przez *skrętność elektronów*; stanowiły one bezsprzeczne świadectwo *naruszenia parzystości w rozpraszaniu elektronów*.

Nie znaleziono żadnych innych przyczyn, poza skrętnością elektronów, które mogłyby prowadzić do obserwowanych asymetrii. Jednym z poważniejszych potencjalnych źródeł błędu mógłby być wpływ odwracania znaku skrętności elektronów na parametry wiązki.



Rys. 9. Zmiany asymetrii eksperymentalnej  $A_{\text{eksp}}/P_e q^2$  w funkcji energii  $E$  wskutek precesji spinu elektronu w elementach magnetycznych transportu wiązki [5]

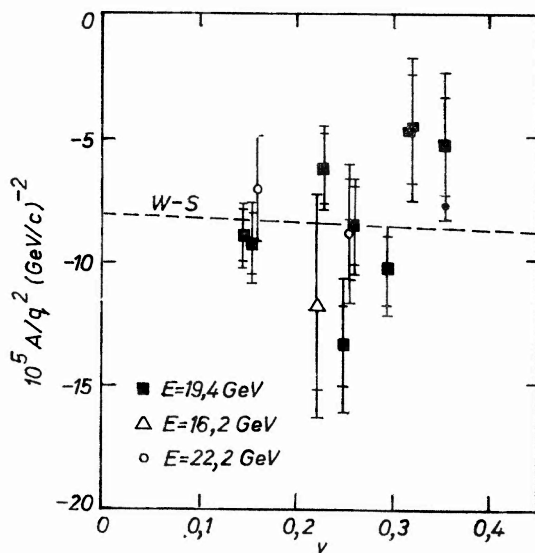
Małe zmiany w położeniu, kącie, natężeniu lub energii wiązki mogły wpływać na mierzone wydajności elektronów wtórnych. Jeśli zmiany te były skorelowane z odwracaniem skrętności wiązki, mogły one prowadzić do pojawienia się asymetrii. Używając rozbudowanego systemu monitorowania wiązki z wykorzystaniem wnęk mikrofalowych, mierzono dla każdego impulsu wiązki jej średnią energię i położenie. Kąty wyznaczono za pomocą wnęk znajdujących się 50 m od siebie. Dokładność pomiaru położenia wiązki wynosiła około 10  $\mu\text{m}$ , kąta 0,3  $\mu\text{rad}$ , energii 0,01 % i natężenia 0,02 %. Układ sprzężenia zwrotnego, kontrolowany przez mikrokomputer, wykorzystywał dane o chwilowych parametrach wiązki do stabilizowania jej średniego położenia, kąta i energii. W rezultacie wykluczono ewentualne błędy systematyczne pochodzące z dyskutowanego wyżej powodu na poziomie  $10^{-5}$ .

W pierwszym eksperymencie [3], posługując się danymi z licznika lawinowego, przy energii pierwotnej  $E = 19,4$  oraz  $22,2$  GeV otrzymano dla rozpraszania na deuterze wartość asymetrii:  $A/q^2 = (-9,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-5}$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>. Znak ujemny wskazuje na *większą wydajność rozpraszania elektronów lewoskrętnych*  $e_L$  (o spinie skierowanym przeciwnie względem pędu) *niż prawoskrętnych*  $e_R$  (o spinie skierowanym zgodnie z pędem):  $\sigma_L > \sigma_R$  (por. definicję asymetrii (13)). Dla tych danych średnia wartość zmiennej  $y = 0,21$ , a średnia wartość przekazu kwadratu czteropędu  $q^2 = 1,6$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>, czyli średnia wartość zmiennej  $x = 0,17$ . Niepewność pomiaru składała się z błędu statystycznego  $\pm 0,86 \cdot 10^{-5}$

dodanego liniowo do błędów systematycznych pochodzących od stopnia polaryzacji (5%) oraz parametrów wiązki (3,3%). Stwierdzono doświadczalnie, że tło od mezonów  $\pi^-$  dawało przyczynek mniejszy niż  $0,1 \cdot 10^{-5}$  do wartości  $A/q^2$ . W podanym wyżej wyniku uwzględniono poprawki normalizacyjne od tła mezonów  $\pi^-$  (2%) oraz poprawki promieniste (3%).

Na podstawie ograniczonej liczby danych przy energii  $E = 19,4$  GeV otrzymano dla tarczy wodorowej wynik:  $A/q^2 = (-9,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-2}$ ; niepewność zawiera zarówno przyczynek od błędów statystycznych, jak i systematycznych. Przypomnijmy, że dla tarczy wodorowej oczekiwany jest nieco inny wynik niż dla deuterowej, ze względu na różnicę w składzie kwarkowym neutronu i protonu.

W następnym eksperymencie [4] wyznaczono asymetrię  $A/q^2$  w funkcji zmiennej  $y$  przy energii  $E = 19,4$  GeV; uwzględniono też wcześniejsze dane przy energiach  $E = 16,2$  i  $22,2$  GeV (rys. 10). Jak widzieliśmy poprzednio, w modelu Glashowa-Weinberga-Salama



Rys. 10. Pomiary asymetrii eksperymentalnej  $A_{\text{eksp}}/P_e q^2$  przy trzech różnych wartościach energii w funkcji zmiennej  $y = (E - E')/E$ . Linią kreskowaną zaznaczono przewidywania teorii Glashowa-Salama-Weinberga [5]

asymetria dla każdej wartości zmiennej  $y$  zależy od *jednego parametru* — kąta Weinberga  $\theta_w$  (wzór (17)). Najlepszą wartością parametru  $\sin^2 \theta_w$  otrzymaną z dopasowania do danych jest  $\sin^2 \theta_w = 0,224 \pm 0,020$  z prawdopodobieństwem 40% dla  $\chi^2$ . Błąd składa się z niepewności dopasowania 0,012 dodanej liniowo do przyczynku 0,008 pochodzącego od błędu systematycznego 5% z jakim wyznaczono stopień polaryzacji  $P_e$ . C. Y. Prescott tak podsumowuje uzyskane wyniki [5]:

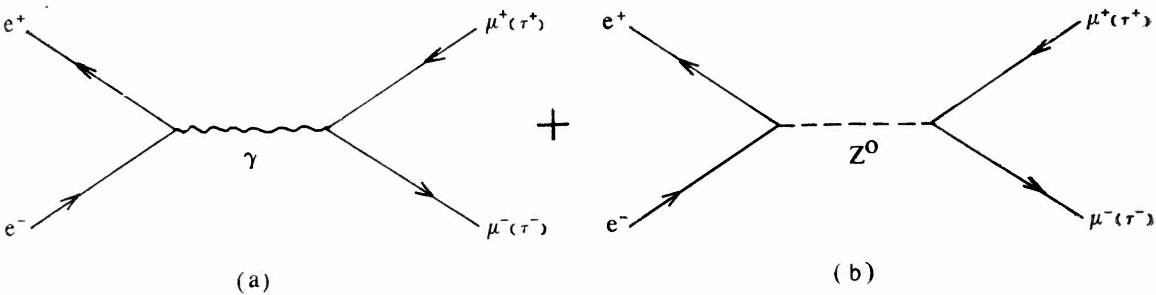
„Zmierzyliśmy w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego (SLAC) asymetrię naruszającą parzystość w nieelastycznym rozpraszaniu  $e-d$  dla wartości zmiennej  $y$  z zakresu 0,16 do 0,36. W ramach modelu Weinberga-Salama i przy użyciu prostego

modelu partonowo-kwarkowego dla nukleonu, stwierdziliśmy zgodność przewidywań teoretycznych z naszymi danymi dla wartości  $\sin^2\theta_w$  spójnej ze średnią światową tego parametru wyznaczoną w oddziaływaniach neutrin”.

#### 4. Anihilacja elektronów i pozytonów

O anihilacji elektronów i pozytonów wielkich energii była już mowa poprzednio [2], dlatego też zjawisko to omówimy tu nieco mniej dokładnie niż rozpraszanie elektronów.

W najniższym rzędzie anihilacja elektronów i pozytonów na parę leptonów  $\bar{l}l$  — mionów  $\mu^+\mu^-$  lub taonów  $\tau^+\tau^-$  — zachodzi w dostępnym obecnie zakresie energii głównie za pośrednictwem oddziaływania elektromagnetycznego z wymianą pojedynczego fotonu wirtualnego  $\gamma$  (rys. 11a). Można jednak oczekiwać, iż oddziaływanie słabe z wymianą neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$  (rys. 11b) wnosi również mały przyczynek. Odpo-



Rys. 11. Diagramy odpowiadające anihilacji elektronu  $e^-$  i pozytonu  $e^+$  na parę mionów  $\mu^+\mu^-$  lub taonów  $\tau^+\tau^-$  za pośrednictwem pojedynczego fotonu  $\gamma$  (a) oraz neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$  (b)

wiadające tym diagramom amplitudy *interferują* ze sobą. Diagramowi z wymianą fotonu (rys. 11a) odpowiada produkcja pary mionów  $\mu^+\mu^-$  (taonów  $\tau^+\tau^-$ ) o ujemnej parzystości ładunkowej  $C = -1$ ; diagramowi z wymianą neutralnego bozonu pośredniczącego (rys. 11b) — produkcja pary  $\mu^+\mu^-$  ( $\tau^+\tau^-$ ) w stanie będącym superpozycją stanów o parzystości ujemnej  $C = -1$  oraz dodatniej  $C = +1$ , gdyż w wierzchołku  $l-Z^0$  sprzężenie ma charakter zarówno wektorowy, jak i aksjalny. Interferencja stanów o  $C = -1$  i  $C = +1$  winna prowadzić do *asymetrii ładunkowej* w rozkładzie kątowym  $\mu^+\mu^-$  i ( $\tau^+$  i  $\tau^-$ ) względem kierunku padającego pozytonu  $e^+$  w układzie środka masy  $e^+e^-$ , tzn. do *naruszenia niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego*.

Amplituda odpowiadająca sumie amplitud danych przez diagramy z rys. 11a i 11b jest postaci <sup>9</sup>

$$M = \frac{e^2}{s} [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha \psi_l] \cdot [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha \psi_e] + \frac{g^2}{s - M_Z^2} [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) \psi_l] \cdot [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha (g_V + g_A \gamma_5) \psi_e] =$$

$$= \frac{4\pi\alpha}{s} \left\{ [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha \psi_l] \cdot [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha \psi_e] + \frac{G}{8\sqrt{2}\pi\alpha} \left( \frac{s}{M_Z^2} - 1 \right) [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha (V + a\gamma_5) \psi_l] \cdot [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha (V + a\gamma_5) \psi_e] \right\} \quad (24)$$

<sup>9</sup> W wyrażeniu na propagator bozonu pośredniczącego  $Z^0$  zaniedbaliśmy szerokość połówkową bozonu  $\Gamma_{Z^0}$  w porównaniu z jego masą  $M_{Z^0} \gg \Gamma_{Z^0}$  (por. wzory (14)).



gdzie stałe  $V \equiv 4g_V = -1 + 4\sin^2\theta_w$ ,  $a \equiv 4g_A = -1$ , natomiast  $g_V, g_A$  są stałymi sprzężenia wektorową i aksjalną (por. tabl. 2). Zauważmy, że w zapisie wzoru (24) przyjęliśmy milcząco założenie o *uniwersalności* sprzężenia leptonowego:  $g_V^l = g_V^e = g_V$ ,  $g_A^l = g_A^e = g_A$  (por. wyżej punkt (8)). Zdefiniujmy wielkość

$$D \equiv \frac{G}{8\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{s}{\frac{s}{M_Z^2} - 1} \equiv \bar{g} \frac{s}{\frac{s}{M_Z^2} - 1}, \quad (25)$$

gdzie  $\bar{g} \equiv \frac{G}{8\sqrt{2}\pi\alpha} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ . Dla energii osiąganych obecnie w pierścieniach magazynujących PETRA w Laboratorium Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego DESY w Hamburgu (RFN) oraz PEP w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Linowego SLAC w Stanfordzie (USA) zachodzi  $s \ll M_Z^2$ , zatem

$$D \simeq -\bar{g}s. \quad (26)$$

Przykładowo, dla  $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$ , wielkość  $D \simeq -0,055$ .

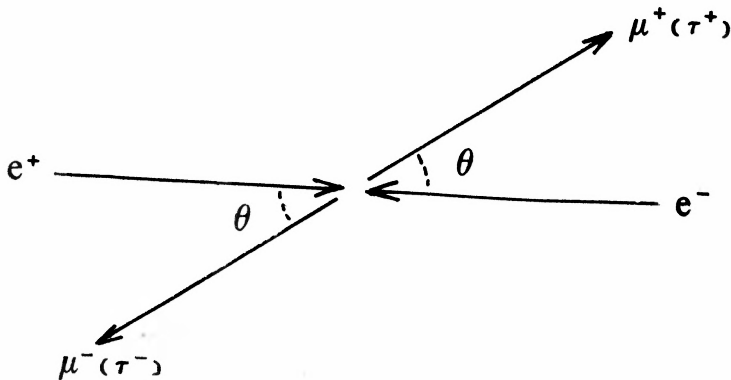
Przekrój czynny różniczkowy oraz całkowity na produkcję par  $\mu^+\mu^-$  ( $\tau^+\tau^-$ ) z wymianą  $\gamma + Z^0$  ma postać [7]<sup>10</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma + Z^0) = \frac{\alpha^2}{4s} [F_1(1 + \cos^2\theta) + F_2\cos\theta], \quad (27)$$

$$\sigma(\gamma + Z^0) = \sigma_{\mu\mu}(\gamma)F, \quad (28)$$

gdzie  $F_1 = 1 + 2V^2D + (V^2 + a^2)^2D^2$ ,  $F_2 = 4(a^2D + 2V^2a^2D^2)$ , a  $\sigma_{\mu\mu}(\gamma) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$  (por. [2]);

$\theta$  jest kątem biegunowym między wektorami pędu padającego pozytonu  $e^+$  i końcowego leptonu  $\mu^+(\tau^+)$  (rys. 12). Pierwszy człon w funkcji  $F_1$  pochodzi od czystego oddziaływania



Rys. 12. Anihilacja pozytonu  $e^+$  na elektronie  $e^-$  z produkcją mionu  $\mu^+$  (taonu  $\tau^+$ ) pod kątem  $\theta$  do przodu. Strzałki oznaczają kierunki i zwroty pędów cząstek uczestniczących w oddziaływaniu

<sup>10</sup> Szczegóły rachunkowe można znaleźć w książce L. B. Okunia [8].

elektromagnetycznego, natomiast w funkcji  $F_2$  — od *interferencji oddziaływania elektromagnetycznego i słabego*. Jak widać, przyczynek od wymiany  $Z^0$  prowadzi do odchylenia wartości całkowitego przekroju czynnego od wartości  $\sigma_{\mu\mu}(\gamma)$  przewidzianej przez elektrodynamikę kwantową oraz do asymetrii przód-tył w rozkładzie kątowym leptonów  $\mu^+\mu^-(\tau^+\tau^-)$  ze względu na obecność członu zawierającego  $\cos\theta$ . Przyjmując wartość parametru  $\sin^2\theta_w = 0,228$  widzimy, że stała  $V$  jest bardzo mała,  $V \approx 0,088$ ; pomijając wyrazy ze stałą  $V$  mamy w przybliżeniu dla  $\sqrt{s} = 35$  GeV:  $F_1 \approx 1 + a^4 D^2 \approx 1,003$  oraz  $F_2 \approx 4a^2 D \approx 0,22$ , czyli  $F_2 \ll F_1$ . Przyczynek od oddziaływania słabego do całkowitego przekroju czynnego

$$\sigma(\gamma + Z^0) \approx \sigma_{\mu\mu}(1 + a^2 D^2) \approx 1,003 \sigma_{\mu\mu}$$

jest zatem bardzo mały i trudny do wykrycia w obecnych warunkach doświadczalnych (małe liczby przypadków).

Definiując *asymetrię ładunkową* jako funkcję kąta  $\theta$  za pomocą wzoru

$$A(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi - \theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi - \theta)}, \quad (29)$$

gdzie emisji do przodu ( $F$ ) odpowiada  $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ , a do tyłu ( $B$ )  $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$ , dostajemy po wykorzystaniu (27) (rys. 13):

$$\begin{aligned} A(\theta) &= \frac{4(a^2 D + 2v^2 a^2 D^2) \cos\theta}{1 + 2v^2 D + (v^2 + a^2)^2 D^2 (1 + \cos^2\theta)} \approx 4a^2 D \frac{\cos\theta}{1 + \cos^2\theta} = \\ &= 4a^2 \bar{g} \left( \frac{s}{\frac{s}{M_Z^2} - 1} \right) \frac{\cos\theta}{(1 + \cos^2\theta)}. \quad (30) \end{aligned}$$

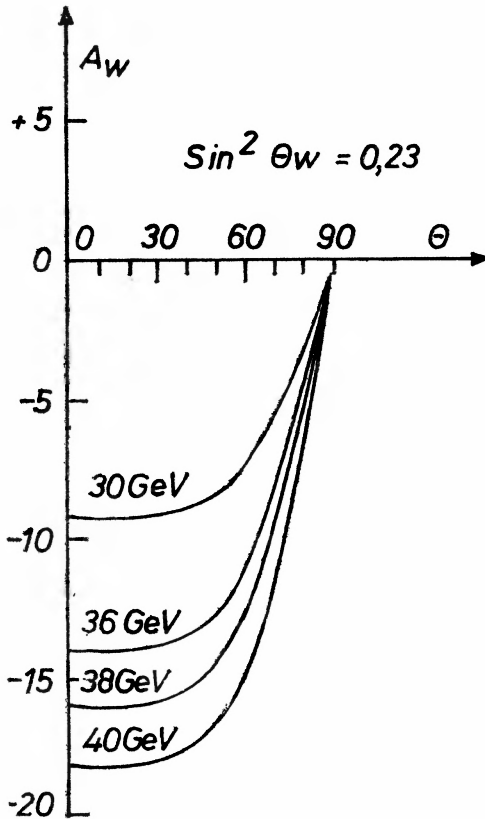
W tym przybliżeniu, asymetria ładunkowa w rozkładzie kątowym zależy jedynie od *stałej sprzężenia aksjalnego*  $g_A$  elektronu i leptonu. Przyjmuje ona znak *ujemny* w dostępnym obecnie zakresie energii  $\sqrt{s} \ll M_Z$ , a jej wartość bezwzględna wzrasta ze wzrostem energii  $\sqrt{s}$ . Ze względu na szybki wzrost  $A$  wraz z  $\sqrt{s}$ , pomiary należy wykonywać przy najwyższej energii osiągalnej; przykładowo, dla  $\sqrt{s} = 40$  GeV efekt jest niemal dwukrotnie większy niż dla  $\sqrt{s} = 30$  GeV (rys. 13). Widać też, że efekt jest maksymalny dla kątów  $\theta$  bliskich 0. W praktyce, ze względu na zbyt małe liczby przypadków, wyznacza się asymetrię ładunkową po scałkowaniu względem kąta  $\theta$

$$A = \frac{\int_0^1 \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta - \int_{-1}^0 \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta}{\int_{-1}^1 \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (31)$$

gdzie  $N_F(N_B)$  jest liczbą przypadków z emisją leptonu  $\mu^+$  lub  $\tau^+$  do przodu (tyłu). Mamy wówczas

$$A = \frac{3}{2} \frac{a^2 D + 2v^2 a^2 D^2}{1 + 2v^2 D + (v^2 + a^2)^2 D^2} \simeq \frac{3}{2} a^2 D = 1,5 D \quad (32)$$

i dla  $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$ , asymetria  $A \simeq -0,08$ ; winno się ją zaobserwować już dla liczby par leptonów  $\mu^+ \mu^- (\tau^+ \tau^-)$  rzędu tysiąca.



Rys. 13. Zależność asymetrii ładunkowej  $A(\theta)$  od kąta  $\theta$  (por. rys. 12) [10]

Przy wyznaczaniu asymetrii ładunkowej należy uwzględnić poprawki promieniste  $\sigma$  do mierzonych przekrojów czynnych:  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{popr}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{mierz}} (1 - \sigma)$ . Okazuje się bowiem, iż asymetria pojawiłaby się nawet wtedy, gdyby nie było przyczynku od neutralnego bozonu pośredniczącego. Dzieje się tak wskutek interferencji amplitud elektromagnetycznych odpowiadających diagramom rzędu wyższego niż drugi względem  $\alpha$ , które prowadzą do powstawania par leptonów  $\mu^+ \mu^- (\tau^+ \tau^-)$  o różnych wartościach parzystości ładunkowej  $C = \pm 1$ . Wielkość tej asymetrii zależy od warunków doświadczalnych, zwłaszcza od cięć w kącie  $\xi$  określającym odstępstwo od współliniowości między leptonami  $\mu^+$  i  $\mu^-$

( $\tau^+$  i  $\tau^-$ ) a także od energii leptonów. Asymetria  $A_{\text{EDK}}$  pochodząca od efektów promienistych elektrodynamiki kwantowej zmienia się powoli wraz z energią  $\sqrt{s}$  rosnąc z malejącym kątem  $\theta$  (rys. 14). Ze względu na to, że w eksperymentach nie obserwuje się przypadków, dla których  $|\cos \theta| < 0,8$ , wartość asymetrii  $A_{\text{EDK}}$  uśrednionej względem kąta  $\theta$  wynosi około 1,5%. Jest więc ona *mała i przeciwnego znaku* w porównaniu z asymetrią  $A$  pochodzącą od oddziaływania słabego.

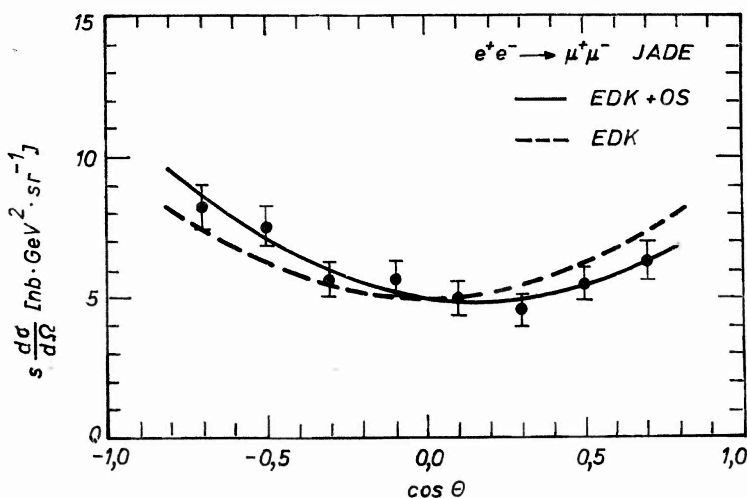
Dla przykładu podamy kilka szczegółów z pierwszej publikacji współpracy JADE [9] na temat eksperymentu wykonanego przy użyciu pierścienia PETRA. Dane zbierano od jesieni 1979 do wiosny 1981; odpowiadały one całkowitej świetlności scałkowanej względem czasu  $19,02 \text{ pb}^{-1}$  przy energii  $\sqrt{s} > 25 \text{ GeV}$ . Wybierano przypadki kandydujące na pary mionów  $\mu^+\mu^-$ , które spełniały następujące kryteria:

1) z obszaru oddziaływania wybiegały dwie cząstki naładowane w przeciwnych kierunkach o kącie niewspółliniowości  $\xi$  mniejszym niż 0,2 rad;

2) cząstki te pozostawiały mniej niż 1/3 energii wiązki w licznikach lawinowych ze szkła ołowianego — odrzucano w ten sposób elektrony z rozpraszania Bhabby;

3) tło pochodzące od promieni kosmicznych eliminowano metodą czasu przelotu;

4) każda z cząstek musiała mieć energię nie mniejszą niż 1/3 energii wiązki — odrzucano w ten sposób procesy dwufotonowe. Dokonywano następnie wizualnego przeglądu zapisu przypadków korzystając zarazem z informacji pochodzących z filtrów mionowych. W rezultacie wybrano 778 par mionowych, którym przypisano znaki plus/minus z prawdopodobieństwem pomyłki mniejszym niż 0,5%. Asymetria  $A_{\text{EDK}}$  pochodząca od poprawek promienistych (diagramy rzędu  $\alpha^3$  i polaryzacja próżni) wynosiła +1,3% w zakresie kątów  $\theta$  akceptowanych w eksperymencie. Przy średniej energii  $\sqrt{s} = 33,5 \text{ GeV}$ , otrzymano różniczkowy przekrój czynny (rys. 14), świadczący o asymetrii ładunkowej: obser-



Rys. 14. Rozkład kątowy dla reakcji  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  przy energii  $\sqrt{s} > 25 \text{ GeV}$ ;  $\theta$  oznacza kąt między wybiegającym mionem  $\mu^+$  a padającym pozytonem  $e^+$  (por. rys. 12). Krzywa przerywana odpowiada przewidywaniom elektrodynamiki kwantowej (EDK); krzywa ciągła uwzględnia przyczynek od oddziaływania słabego (EDK+OS) [9]

wowano *mniej mionów dodatnich  $\mu^+$  niż ujemnych  $\mu^-$  emitowanych do przodu* względem kierunku padających pozytonów  $e^+$ . Asymetria ładunkowa w obszarze akceptacji eksperymentalnej  $|\cos\theta| < 0,8$  wynosiła  $A_{\mu\mu} = (-11,8 \pm 3,8 \pm 1)\%$ , gdzie pierwszy z przytoczonych błędów jest błędem statystycznym, a drugi — systematycznym. Wyznaczono też stałe sprzężenia  $a^2 = 1,45 \pm 0,43$ ,  $V^2 = 0,20 \pm 0,33$ ; model standardowy przewiduje tu  $A_{\mu\mu} = -7,8\%$ ,  $a^2 = 1$  oraz  $V^2 = 0,01$  dla  $\sin^2\theta_w = 0,23$ .

Na międzynarodowym sympozjum na temat oddziaływań leptonów i fotonów o wielkich energiach w Bonn, w sierpniu 1981 roku, wszystkie pięć grup prowadzących eksperymenty przy użyciu pierścienia PETRA ogłosiło wyniki dotyczące asymetrii ładunkowej w rozkładach kątowych leptonów  $\mu^+\mu^-$  oraz  $\tau^+\tau^-$  (tabl. 3) [10] (patrz też [11, 12]).

Tablica 3. Asymetria ładunkowa dla par mionów  $\mu^+\mu^-$  oraz taonów  $\tau^+\tau^-$  wyznaczona w eksperymentach przy użyciu pierścienia PETRA.

Eksperyment	$s$ (GeV) <sup>2</sup>	$A^{\text{eksp}}$ %	$A^{\text{teor}}$ %	$A^{\text{eksp}}$ %	$A^{\text{teor}}$ %
CELLO	900—1340	$-1,3^{+8}_{-10}$	-5,8		
JADE	900—1340	$-11 \pm 4$	-7,8		
MARK J	900—1340	$-3 \pm 4$	-7,1	$-6 \pm 12$	-5
PLUTO	900	$+7 \pm 10$	-5,8		
TASSO	900—1340	$-11 \pm 5,0$	-8,7	$0 \pm 11$	-7

Całkowita liczba par mionów wynosiła około 2700. We wszystkich doświadczeniach oceniono, że błędy systematyczne były małe, od 0 do 2%. W większości przypadków sprawdzono to dokonując obserwacji nad promieniami kosmicznymi o wielkich pędach. Wartości asymetrii podane w tabl. 3 obliczane były przez różne zespoły w nieco różny sposób: np. grupa TASSO ekstrapolowała wartość  $A_{\mu\mu}$  aż do  $|\cos\theta| \leq 1$ ; inne zespoły podawały wartości  $A_{\mu\mu}$  scałkowane względem kąta akceptacji detektora, na ogół dla  $|\cos\theta| \leq 0,8$ . Ze względu na to, że błędy systematyczne były małe w porównaniu z błędami statystycznymi, uśrednienie wszystkich wartości znacznie poprawia precyzję pomiaru. Wartość średnia wynosi  $A_{\mu\mu} = (-7,7 \pm 2,4)\%$ , przy średniej wartości  $s = 1100 \text{ GeV}^2$ . Wielkość tę można traktować jako *pierwszy dowód istnienia przyczynku od wymiany neutralnego bozonu pośredniczącego w anihilacji elektronów i pozytonów wielkich energii*. Obserwowana wartość jest spójna z wartością przewidzianą przez model standardowy  $A_{\text{teor}} = -7,8\%$ . Świadczy ona o występowaniu słabego prądu aksjalnego; wartość aksjalnej stałej sprzężenia oszacowano jako <sup>11</sup>  $|g_A| = 0,25^{+0,04}_{-0,05}$ .

Średnia wartość parametru  $\sin^2\theta_w$ , wyznaczona na podstawie wszystkich pięciu doświadczeń z użyciem pierścienia PETRA wynosi  $\sin^2\theta_w = 0,24 \pm 0,07$  przy średniej wartości

<sup>11</sup> Asymetrię ładunkową zmierzono także w dwóch doświadczeniach wykonanych z użyciem pierścienia PEP; grupy MAC oraz MARK II wyznaczyły przy energii  $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$  odpowiednio  $A_{\mu\mu} = (-0,9 \pm 5,2 \pm 1,5)\%$  oraz  $A_{\mu\mu} = (-4,0 \pm 3,5)\%$  [13].

$s = 1100 \text{ GeV}^2$ ; w granicach błędów jest ona równa wartościom wyznaczonym z głęboko nieelastycznego rozproszenia elektronów (a także neutronów!). Jest to piękne potwierdzenie przewidywań jednolitej teorii oddziaływania elektrosłabego Glashowa-Salama-Weinberga.

#### Literatura

- [1] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **31**, 33 (1980).
- [2] J. Zakrzewski, *ibid.* **32**, 27 (1981).
- [3] C. Y. Prescott et al., *Phys. Lett.* **77B**, 347 (1978).
- [4] C. Y. Prescott et al., *ibid.* **84B**, 524 (1979).
- [5] C. Y. Prescott, *Proc. Int. Conf. on High Energy Physics*, t. 1, CERN, Genewa 1979, str. 126.
- [6] R. N. Cahn, F. J. Gilman, *Phys. Rev.* **D17**, 1313 (1978).
- [7] J. Ellis, M. K. Gaillard, CERN 76—18 (1976).
- [8] L. B. Okuń, *Leptony i kwarki*, wyd. Nauka, Moskwa 1981, str. 184 i nast. (w języku rosyjskim).
- [9] W. Bartel et al., DESY 81—072 (1981).
- [10] J. G. Branson, *Proc. Bonn 1981 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Physikalisches Institut, University of Bonn 1981, red. W. Pfeil, str. 279.
- [11] G. Wolf, DESY 81—086 (1981).
- [12] K. H. Mess, B. H. Wiik, DESY 82—011 (1982).
- [13] R. Hollebeek, *Proc. Bonn 1981 Int. Symp.*, (1981) str. 1.
- [14] A. Zichichi, *Proc. 1979 Int. Conf. on High Energy Physics*, t. 1, (1979) str. 3.

*Jacek Szuber*

Institut F izyki  
Politechnik a Śląska  
Gliwice

## Zastosowanie spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji do badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników

### Application of the Photoemission Yield Spectroscopy in Studies of the Band Structure of Semiconductor Surfaces

*Abstract:* The physical principles of the Photoemission Yield Spectroscopy (PYS) are described. Possibilities of applying PYS in order to get additional information about properties of semiconductor surface states are presented. The present state of the PYS investigations on well defined surfaces of simplest and most useful semiconductors: Si, Ge and III-V compounds is discussed.

#### 1. Wstęp

Ostatnie lata w fizyce półprzewodników charakteryzują się szybkim rozwojem zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych badań energetycznych stanów powierzchniowych. Są to dodatkowe poziomy energetyczne zlokalizowane w przerwie energetycznej i górnej części pasma walencyjnego półprzewodnika. Źródłem ich mogą być: swobodna powierzchnia półprzewodnika, defekty i domieszki powierzchniowe, chemisorbowane atomy i molekuly.

Ich istnienie na powierzchni półprzewodników zostało potwierdzone doświadczalnie w wyniku badań powierzchni półprzewodników metodami spektroskopii optycznej i elektronowej [1]. Szczególnie zastosowanie spektroskopii elektronowej do badania powierzchni półprzewodników pozwoliło na uzyskanie wielu istotnych informacji o naturze fizykochemicznej stanów powierzchniowych zarówno na powierzchni półprzewodników pierwiastkowych, jak i złożonych.

Jedną z metod spektroskopii elektronowej, przeżywającą aktualnie okres dynamicznego rozwoju jest spektroskopia fotoemisji. Jedną z jej odmian eksperymentalnych jest, obok spektroskopii krzywych rozkładu energetycznego fotoelektronów UPS (*Ultraviolet Photoemission Spectroscopy*), spektroskopia wydajności kwantowej fotoemisji PYS (*Photoemission Yield Spectroscopy*) [2]. Polega ona zasadniczo na dokładnych pomiarach widm wydajności kwantowej fotoemisji  $Y(h\nu)$  czyli liczby fotoemitowanych elektronów przypadających na jeden pochłonięty foton o energii  $h\nu$  w funkcji energii  $h\nu$  pochłoniętego fotonu.



Możliwości spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji w badaniach powierzchni półprzewodników dostrzegli już w 1962 roku Van Laar i Scheer [3] oraz Allen i Gobeli [4,5]. Metoda ta została jednak w pełni wykorzystana dopiero w połowie lat 70, przez Sebenne'a ze współpracownikami [1]. Dopiero bowiem zastosowanie intensywnych źródeł promieniowania nadfioletowego, monochromatorów o wysokiej rozdzielczości oraz powielacza do zliczania fotoelektronów umożliwiło rejestrację widm wydajności kwantowej fotoemisji aż do  $10^{-10}$  elektronów na pochłonięty foton przy rozdzielczości widm nawet 0,01 eV. Widma te ponadto stosunkowo łatwo udało się wyjaśnić w oparciu o zaproponowany przez Spicera [6, 7] i rozwinięty przez Kane'a [8] oraz Ballantyne'a [9] trójstopniowy model zjawiska fotoemisji z półprzewodników.

W artykule, po krótkim omówieniu podstaw teoretycznych spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji oraz techniki doświadczalnej, przedstawiono przegląd najważniejszych faktów doświadczalnych dotyczących struktury pasmowej powierzchni wybranych półprzewodników uzyskanych z badań metodą wydajności kwantowej fotoemisji. Jej główną zaletą jest to, że nie tylko umożliwia dokładne określenie pracy wyjścia, energii jonizacji, powinowactwa elektronowego powierzchni oraz potencjału powierzchniowego, lecz także rozkładu energetycznego obsadzonych stanów powierzchniowych zlokalizowanych w przerwie energetycznej półprzewodnika poniżej poziomu Fermiego i górnej części pasma walencyjnego w zakresie zależnym od energii padającego światła.

## 2. Podstawy teoretyczne spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji

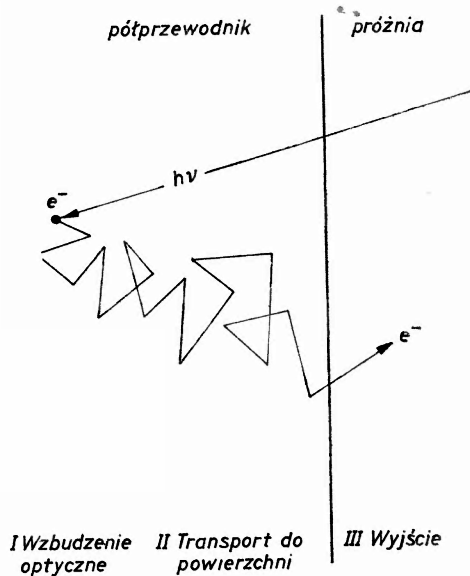
Interpretacja widm wydajności kwantowej fotoemisji opiera się na zaproponowanym przez Spicera [6, 7] i rozwiniętym przez Kane'a [8] oraz Ballantyne'a [9] trójstopniowym modelu zjawiska fotoemisji z kryształu. W modelu tym fotoemisja elektronu z kryształu jest wynikiem trzech kolejno i niezależnie następujących po sobie procesów:

- 1) optycznego wzbudzenia elektronu w kryształ,
- 2) transportu wzbudzonego elektronu do powierzchni,
- 3) przekroczenia przez dochodzący do powierzchni elektron powierzchniowej bariery potencjału (rys. 1).

Pierwszy etap zjawiska fotoemisji polega na optycznym wzbudzeniu elektronu w kryształ. Opisuje się go przy pomocy formalizmu stosowanego do opisu przejść optycznych. Liczba wzbudzonych optycznie elektronów zależy od wartości elementu macierzowego dla danego przejścia oraz od gęstości stanów, z których i do których następuje wzbudzenie. W fotoemisji możliwe są przejścia zarówno z zachowaniem wektora pędu — przejścia proste, jak i ze zmianą wektora pędu — przejścia skośne. Jakkolwiek zjawisko fotoemisji jest traktowane jako proces objętościowy, z uwagi na duży współczynnik absorpcji światła w półprzewodnikach, w fotoemisji bierze udział tylko powierzchniowy obszar półprzewodnika o głębokości kilkudziesięciu stałych sieci.

Drugi etap zjawiska fotoemisji to transport optycznie wzbudzonych elektronów do powierzchni półprzewodnika. Na swej drodze do powierzchni doznają one rozproszeń energii. W wyniku rozproszeń na fononach, zjonizowanych domieszkach i przypowierzchniowych defektach sieci straty energii optycznie wzbudzonych elektronów są niewielkie, rzędu

0,1 eV. Dużych strat energii doznają one natomiast w wyniku rozprożeń na sąsiednich elektronach walencyjnych czyli w wyniku generacji par elektron — dziura. W przypadku generacji par optycznie wzbudzony elektron może doznać strat energii dochodzących nawet do kilku eV, w wyniku czego może dojść do emisji zarówno elektronu rozproszonego, jak i rozpraszającego. W spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji z uwagi



Rys. 1. Wzbudzenie optyczne, tor wewnątrz kryształu i emisja fotoelektronu

na stosunkowo niewielką energię stosowanego promieniowania nadfioletowego ( $h\nu < 12$  eV) efekt generacji par jest pomijalnie mały. Prawdopodobieństwo osiągnięcia przez optycznie wzbudzony elektron powierzchni półprzewodnika, bez istotnych strat energii na rozproszenia, jest związane z tzw. efektywną głębokością wyjścia elektronu.

Trzeci etap zjawiska fotoemisji polega na przekroczeniu przez dochodzący do powierzchni elektron powierzchniowej bariery potencjału. Uwzględniając współczynnik absorpcji światła i skończoną efektywną głębokość wyjścia elektronu, wydajność kwantową fotoemisji z pasma walencyjnego można opisać wyrażeniem [10]

$$Y_{VB} \propto \int_{E=0}^{h\nu} \int_{x=0}^{\infty} n^*[E - E_v(x)] F(E) f_a(E, x) f_e(E, x) dE dx \quad (1)$$

gdzie:  $n^*[E - E_v(x)]$  — efektywna gęstość stanów w paśmie walencyjnym; jest to funkcja uwzględniająca gęstość stanów początkowych i końcowych oraz prawdopodobieństwo przejść pomiędzy nimi przy założeniu, że zarówno elementy macierzowe przejść, jak i gęstość stanów w paśmie walencyjnym pozostają stałe; zależna jest ona od  $x$  tylko poprzez  $E_v(x)$  czyli odległość wierzchołka pasma walencyjnego na głębokości  $x$  od poziomu próżni,  $F(E)$  — funkcja rozkładu Fermiego wprowadzona w celu uwzględnienia także przypadku, gdy poziom Fermiego penetruje pasmo walencyjne, co ma miejsce dla silnie domieszkowanych

wanych półprzewodników typu  $p$ ,  $f_a(E, x)$  — funkcja określająca liczbę fotonów dochodzących na głębokość wnikania  $x$  związana ze współczynnikiem absorpcji światła  $\alpha(E)$ , a zatem z charakterystyczną głębokością wnikania  $l_a(E)$ . Ma ona postać  $f_a(E, x) \simeq \exp(-x/l_a(E))$ ,  $f_e(E, x)$  — funkcja wyjścia (ucieczki) elektronu opisująca prawdopodobieństwo wydostania się optycznie wzbudzonego elektronu z półprzewodnika,  $f_e(E, x) \simeq B(E) \cdot Q(x)$ , gdzie  $B(E)$  jest funkcją progową opisującą prawdopodobieństwo, że osiągnąca powierzchnię półprzewodnika optycznie wzbudzony elektron przekroczy powierzchnię bariery potencjału i wynosi

$$B(E) = \begin{cases} 0 & \text{dla } E \leq \varphi \\ 1 & \text{dla } E > \varphi, \end{cases}$$

gdzie  $\varphi$  jest pracą wyjścia elektronu z półprzewodnika. Wielkość  $Q(x)$  określa prawdopodobieństwo osiągnięcia przez optycznie wzbudzony elektron na głębokości wnikania światła  $x$  powierzchni półprzewodnika bez istotnych strat energii na rozpraszanie; zależy od efektywnej głębokości wyjścia elektronu  $l_e$

$$Q(x) \simeq \exp(-x/l_e).$$

W interesującym nas zakresie zmian energii światła wielkość  $l_e$  w niewielkim stopniu zależy od energii.

Po uwzględnieniu funkcji wewnętrznych wyrażenie (1) można zapisać w postaci

$$Y_{VB} \propto \int_{E=0}^{hv} \int_{x=0}^{\infty} n^*[E - E_v(x)] F(E) e^{-\frac{x}{l_a(E)}} B(E) e^{-\frac{x}{l_e}} dE dx \quad (2)$$

W przypadku płaskich pasm, przy założeniu, że  $F(E) \simeq 1$  wydajność kwantową fotoemisji z pasma walencyjnego można zapisać wyrażeniem

$$Y_{VB} \propto \int_{E_v}^{hv} (E - E_v)^{1/2} dE, \quad (3)$$

gdzie  $E_v$  oznacza energię wierzchołka pasma walencyjnego. Zatem

$$n^*[E - E_v(x)] = \begin{cases} [E - E_v(x)]^{1/2} = [E - E_{VB} - kTV(x)]^{1/2} & \text{dla } E \geq E_v(x) \\ 0 & \text{dla } E < E_v(x), \end{cases}$$

gdzie  $E_{VB}$  jest energią wierzchołka pasma walencyjnego w objętości kryształu natomiast  $V(x)$  jest bezwymiarowym potencjałem powierzchniowym określającym zakrzywienie pasm energetycznych na powierzchni półprzewodnika. W tym szczególnym przypadku wierzchołek pasma walencyjnego jest jednocześnie pierwszym obsadzonym poziomem energetycznym półprzewodnika dającym wkład do fotoemisji, a próg wydajności kwantowej fotoemisji odpowiada energii jonizacji.

Energię progową fotoemisji z pasma walencyjnego odpowiadającą energii jonizacji można dla kilku wybranych przypadków wyznaczyć z wyrażenia Kane'a [8]

$$Y_{VB}(E) \propto (E - E_v)^n, \quad (4)$$

gdzie  $n$  jest parametrem zależnym od założonego modelu przejścia optycznego i mechanizmu rozpraszania optycznie wzbudzonych elektronów. W przypadku fotoemisji z ideal-

nej powierzchni półprzewodnika  $n = 3/2$ , natomiast w przypadku fotoemisji z powierzchni półprzewodnika pokrytej defektami lub zanieczyszczeniami  $n = 5/2$  [8].

W przypadku obecności na powierzchni półprzewodnika obsadzonych stanów powierzchniowych, wydajność kwantową fotoemisji z tych stanów opisuje natomiast wyrażenie [11]:

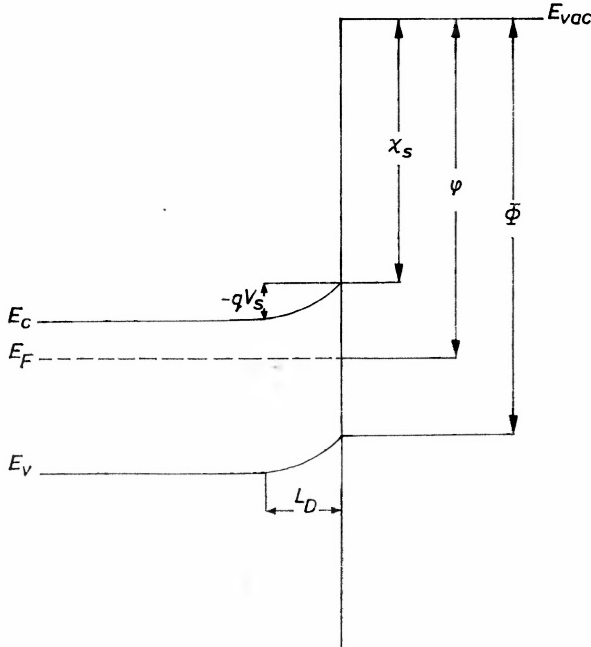
$$Y_{ss} \propto \int_{E_{ss}}^{ph\nu} n_s^*(E) \cdot dE \quad (5)$$

co oznacza, że

$$n_s^*(E) \propto \frac{dY_{ss}(E)}{dE}, \quad (6)$$

gdzie  $n_s^*(E)$  jest efektywną gęstością stanów powierzchniowych natomiast  $E_{ss}$  jest energią progową fotoemisji z obsadzonych stanów powierzchniowych względem poziomu próżni i odpowiada pracy wyjścia elektronu z półprzewodnika  $\phi$ .

Rozpatrzmy teraz szczegółowo możliwości metody wydajności kwantowej fotoemisji w badaniach struktury pasmowej powierzchni półprzewodników. Na rys. 2 pokazano



Rys. 2. Schemat pasmowy powierzchni półprzewodnika typu  $n$  w przypadku, gdy powierzchnia naładowana jest ujemnie.  $E_{vac} = 0$  i oznacza poziom próżni;  $\phi$  — energia jonizacji;  $\varphi$  — praca wyjścia;  $\chi_s$  — powinowactwo elektronowe powierzchni;  $qV_s$  — zakrzywienie pasm energetycznych na powierzchni;  $L_D$  — długość ekranowania Debye'a

schemat pasmowy powierzchni półprzewodnika typu  $n$ . Jeśli  $\phi$  jest pracą wyjścia półprzewodnika to wydajność kwantowa fotoemisji zawiera wkład do fotoemisji wszystkich stanów energetycznych zarówno powierzchniowych, jak i objętościowych znajdujących

się w przedziale energii  $h\nu - E_F$  mierzonym od poziomu Fermiego w dół. Ze wzrostem energii fotonu  $h\nu$  pochłoniętego przez półprzewodnik o  $dh\nu$  wydajność kwantowa fotoemisji wzrośnie o  $dY(h\nu)$  ponieważ w fotoemisji będą teraz uczestniczyły wszystkie dodatkowe stany energetyczne zlokalizowane w przedziale energii  $h\nu$  i  $h\nu + dh\nu$  poniżej poziomu próżni  $E_{vac}$ . Efektywna gęstość stanów energetycznych  $N(E)$ , którą odzwierciedla pochodna wydajności kwantowej fotoemisji  $dY(h\nu)/dh\nu$  jest zawsze sumą wyrazu proporcjonalnego do gęstości stanów powierzchniowych określonej przez rodzaj przejścia optycznego oraz wyrazu proporcjonalnego do gęstości stanów objętościowych określonej zarówno przez rodzaj przejścia optycznego, jak i głębokość wyjścia elektronu z półprzewodnika.

Rozdzielenie wkładu stanów powierzchniowych i objętościowych w widmie wydajności kwantowej fotoemisji jest stosunkowo łatwe z uwagi na specyficzne własności obszaru powierzchniowego ładunku przestrzennego półprzewodnika. Dla różnego bowiem typu i poziomu domieszkowania półprzewodnika można zmieniać względne położenie obsadzonych powierzchniowych i objętościowych stanów energetycznych. Rozdzielenie wkładu stanów powierzchniowych i objętościowych jest utrudnione tylko w przypadku płaskich pasm powierzchniowych, ale i tak jest możliwe gdy zakrzywienie pasm powierzchniowych sięga w głąb półprzewodnika na głębokość przekraczającą efektywną głębokość wyjścia elektronu (1 do 2 nm), a poziom domieszkowania zarówno typu  $p$ , jak i  $n$  przekracza  $10^{24} \text{ m}^{-3}$ . Jeśli zatem na powierzchni półprzewodnika istnieją, zlokalizowane w przerwie energetycznej, poniżej poziomu Fermiego  $E_F$ , i górnej części pasma walencyjnego półprzewodnika, stany powierzchniowe, to spektroskopia wydajności kwantowej fotoemisji, wykorzystując do wzbudzeń optycznych promieniowanie nadfioletowe umożliwia wyjątkowo dokładne określenie pracy wyjścia, energii jonizacji, powinowactwa elektronowego powierzchni, potencjału powierzchniowego i rozkładu efektywnej gęstości tych stanów w zakresie energii zależnej od energii padającego światła.

### 3. Technika doświadczalna spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji

W spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji informacje o strukturze pasmowej powierzchni półprzewodnika uzyskuje się z widma wydajności kwantowej fotoemisji  $Y(h\nu)$  oraz jego pochodnej  $dY(h\nu)/d(h\nu)$ . Wydajność kwantową fotoemisji określa się jako stosunek liczby fotoemitowanych elektronów  $n_e(h\nu)$  do liczby padających fotonów  $n_f(h\nu)$  o energii  $h\nu$  w jednostce czasu

$$Y(h\nu) = \frac{n_e(h\nu)}{n_f(h\nu)}. \quad (7)$$

Liczbę fotoemitowanych elektronów  $n_e(h\nu)$  określa się z prądu nasycenia fotoemisji mierzonego elektrometrem o czułości przynajmniej  $10^{-15} \text{ A}$  lub w układzie zliczającym z powielaczem elektronowym. Liczbę padających fotonów  $n_f(h\nu)$  określa się natomiast z prądu fotopowielacza, na który odbija się niewielka część światła padającego z monochromatora na badaną próbkę.

Widmo efektywnej gęstości stanów obsadzonych  $N(E)$  oblicza się numerycznie z widma wydajności kwantowej fotoemisji  $Y(h\nu)$ .

O jakości pomiarów w spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji decyduje: minimalna wydajność kwantowa fotoemisji w pobliżu progu fotoemisji i rozdzielczość energetyczna widma wydajności kwantowej fotoemisji.

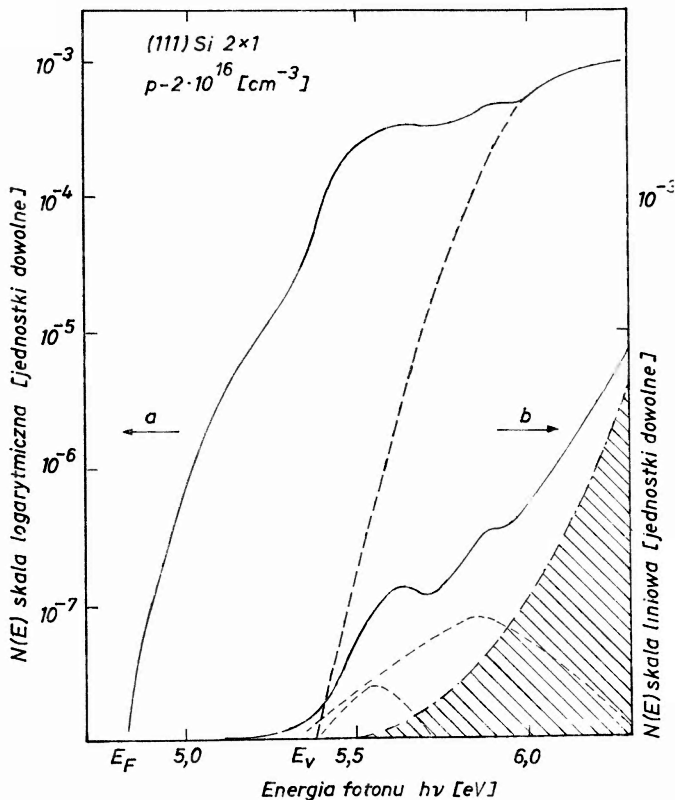
Przy zastosowaniu źródeł światła o dużej intensywności (lampy ksenonowe lub deuterowe) oraz powielaczy do zliczania fotoelektronów można zdejmować widmo wydajności kwantowej fotoemisji o minimalnej wydajności kwantowej w pobliżu progu fotoemisji rzędu nawet  $10^{-10}$  elektronów na foton. Rozdzielczość energetyczna widma wydajności kwantowej fotoemisji zależy od rozdzielczości monochromatora. Zastosowane w ostatnich latach w spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji monochromatory dwuprzyrmatyczne mają rozdzielczość energetyczną dochodzącą nawet do 0,01 eV przy niskim poziomie rozproszenia energii rzędu  $10^{-6}$ .

Pomiary wydajności kwantowej fotoemisji z powierzchni półprzewodników przeprowadza się w warunkach ultrawysokiej próżni, w metalowej komorze, w której istnieje możliwość oczyszczenia powierzchni półprzewodnika różnymi metodami oraz kontroli jej składu chemicznego i struktury krystalicznej.

#### 4. Badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników metodą wydajności kwantowej fotoemisji

##### 4.1. Badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników grupy IV

Badania struktury pasmowej powierzchni Si i Ge metodą wydajności kwantowej fotoemisji rozpoczęli na początku lat 60. Van Laar i Scheer [3, 12, 15] oraz Allen i Gobeli [4, 5, 13, 14, 16]. Określili oni jednak tylko, wykorzystując wyrażenie Kane'a [8], progi fotoemisji łupanych powierzchni (111)Si i (111)Ge przy założeniu określonych przejść optycznych i mechanizmów rozpraszania optycznie wzbudzonych elektronów. Kolejne badania łupanej powierzchni (111)Si przeprowadzili Fischer [17] i Eden [18]. Systematyczne badania łupanej powierzchni (111)Si i (111)Ge, metodą wydajności kwantowej fotoemisji, rozwinął jednak dopiero w połowie lat 70. Sebenne ze współpracownikami [10, 19–24]. Badania łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  o różnym poziomie domieszko- wania wykazały [10, 22], że poziom Fermiego jest praktycznie „zakotwiczony” na powierzchni przez stany powierzchniowe o dużej gęstości zlokalizowane w paśmie wzbronionym półprzewodnika. Efektywną gęstość stanów na atomowoczystej, łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  określoną z widma wydajności kwantowej fotoemisji, przedstawia rys. 3. Próg fotoemisji, łatwo widoczny we współrzędnych logarytmicznych, odpowiada pracy wyjścia i wynosi  $\phi = 4,87 \pm 0,02$  eV. Z rozkładu gęstości stanów we współrzędnych liniowych łatwo zauważyć dwa pasma energetyczne. Pierwsze z nich, zlokalizowane  $0,7 \pm 0,05$  eV poniżej poziomu Fermiego przypisano defektom powierzchniowym, wytworzonym na powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  w procesie łupania. Podobne pasmo obserwowali na łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  Rowe ze współpracownikami [25] metodą UPS. Drugie z nich, większe, zlokalizowane  $1,00 \pm 0,05$  eV poniżej poziomu Fermiego przypisano natomiast zerwanym, „wiszącym” wiązaniom „tarasowych” atomów powierzchni-



Rys. 3. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni powierzchni (111) Si $2 \times 1$  w skali logarytmicznej (a) oraz liniowej (b) [22]. Linia przerywana w skali logarytmicznej odzwierciedla przebieg teoretycznej wydajności kwantowej fotoemisji z pasma walencyjnego. Linie przerywane w skali liniowej odzwierciedlają, wydzielone z widma efektywnej gęstości stanów energetycznych, pasma stanów powierzchniowych. Obszar zakreskowany w skali liniowej widma efektywnej gęstości stanów energetycznych odzwierciedla obliczony wkład stanów energetycznych pasma walencyjnego

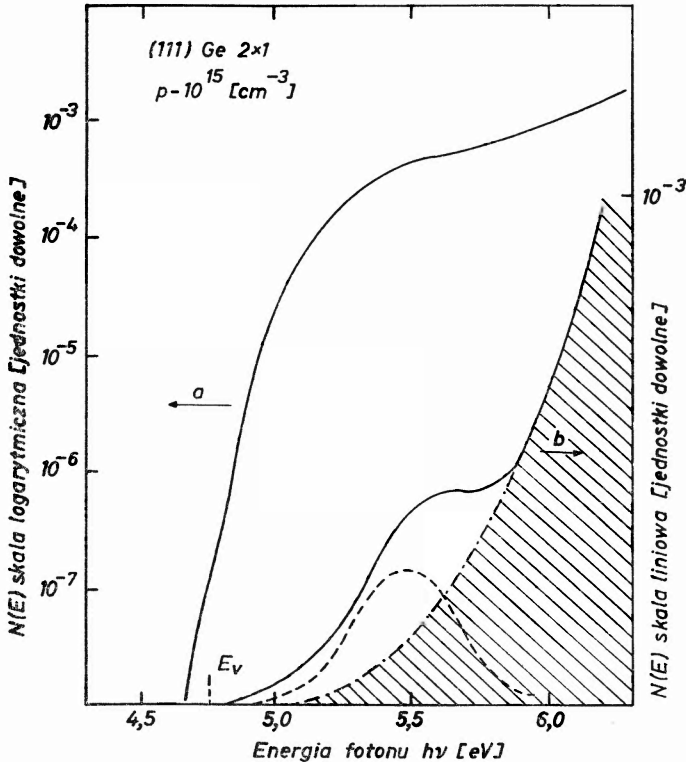
wych. Położenie tego pasma było identyczne z danymi doświadczalnymi uzyskanymi przez innych autorów [26—28] metodą UPS.

Badania łupanej powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  wykazały natomiast, że poziom Fermiego jest zlokalizowany na powierzchni w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego, a praca wyjścia  $\phi = 4,64 \pm 0,02$  eV niewiele różni się od energii jonizacji wynoszącej  $\phi = 4,74 \pm 0,02$  eV. Rozkład gęstości stanów na łupanej powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  typu p pokazano na rys. 4. Pasma stanów powierzchniowych odpowiadające zerwanym wiązaniom powierzchniowym jest zlokalizowane  $0,7 \pm 0,05$  eV poniżej wierzchołka pasma walencyjnego, co jest zgodne z wynikami badań łupanej powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  przeprowadzonych przez innych autorów [27, 29, 30] metodą UPS. Wpływu natomiast defektów powierzchniowych na strukturę pasmową łupanej powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  dotychczas nie określono.

Łupane powierzchnie (111)Si  $2 \times 1$  i (111)Ge  $2 \times 1$  ulegają, jak wiadomo, nieodwracalnej rekonstrukcji w podwyższonej temperaturze: powierzchnia (111)Si  $2 \times 1$  — do struktury (111)Si  $7 \times 7$  natomiast powierzchnia (111)Ge  $2 \times 1$  do struktury (111)Ge  $2 \times 8$ .



Guichar ze współpracownikami [21, 22] wykazał metodą wydajności kwantowej fotoemisji, że w procesie rekonstrukcji powierzchni (111)Si od struktury  $2 \times 1$  do struktury  $7 \times 7$  nie zmienia się energia jonizacji wynosząca  $\Phi = 5,30 \pm 0,05$  eV, natomiast praca wyjścia maleje do wartości  $\phi = 4,50 \pm 0,02$  eV. Efektywną gęstość stanów na łupanej



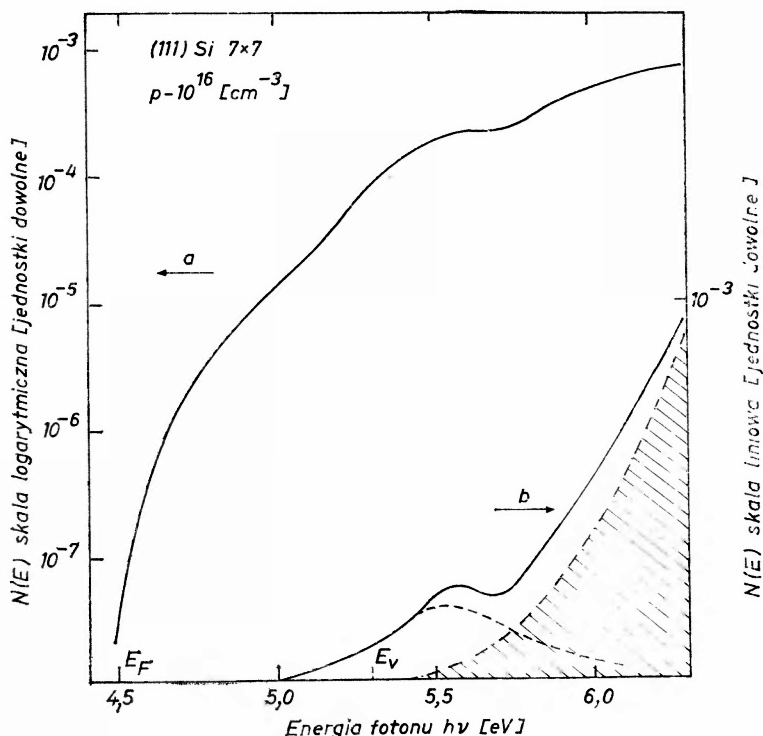
Rys. 4. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni powierzchni (111) Ge $2 \times 1$  w skali logarytmicznej (a) oraz liniowej (b) [24] Linie przerywane oraz obszar zakreskowany w widmie efektywnej gęstości stanów energetycznych odzwierciedlają to samo co na rys. 3

powierzchni (111)Si  $7 \times 7$  pokazano na rys. 5. W stosunku do struktury  $2 \times 1$  łatwo zauważyć, że pasmo samoistnych stanów powierzchniowych związane z zerwanymi wiązaniami powierzchniowymi jest zlokalizowane 0,3 eV poniżej wierzchołka pasma walencyjnego oraz 1,1 eV poniżej poziomu Fermiego. Ponadto gęstość stanów powierzchniowych w przerwie energetycznej jest około rzędu większa niż dla struktury  $2 \times 1$ . Rowe ze współpracownikami [31] obserwował identyczne pasmo powierzchniowe metodą UPS. W stosunku do struktury  $2 \times 1$  nie zaobserwowano [21, 22] natomiast pasma defektowych stanów powierzchniowych. Pasma defektowych stanów powierzchniowych nie obserwował też autor [32] na termicznie oczyszczonej w ultrawysokiej próżni powierzchni (111)Si  $7 \times 7$ . Zachowanie się powierzchni (111)Ge w trakcie wygrzewania było niemal identyczne [24], z tą tylko różnicą, że pasmo samoistnych stanów powierzchniowych miało gęstość



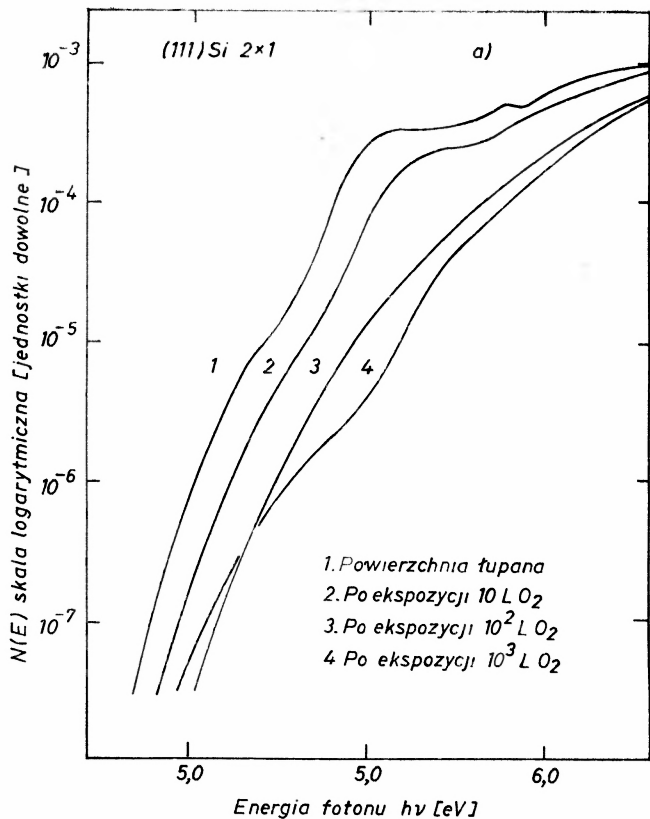
nieco mniejszą niż na powierzchni (111)Si  $7 \times 7$ , co prawdopodobnie jest związane z inną rekonstrukcją powierzchniową.

Interesujące dane doświadczalne uzyskano także w wyniku badań metodą wydajności kwantowej fotoemisji, łupanej powierzchni (111)Si [22] oraz (111)Ge [24] poddanej ekspozycji w  $O_2$ . Zmiany efektywnej gęstości stanów wraz ze wzrostem ekspozycji w  $O_2$  po-

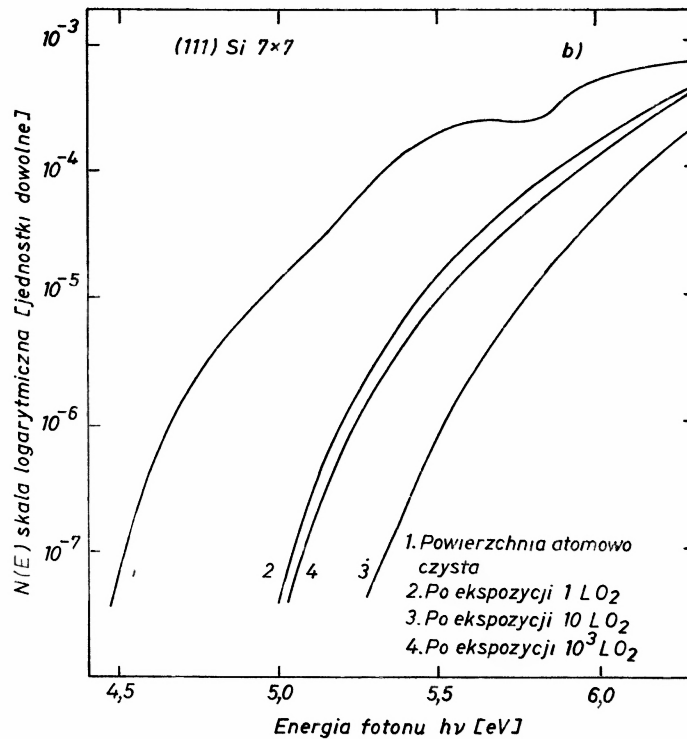


Rys. 5. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni i przebudowanej następnie powierzchni (111) Si  $7 \times 7$  w skali logarytmicznej (a) oraz liniowej (b) [22]. Linie przerywane oraz obszar zakreskowany w widmie efektywnej gęstości stanów odzwierciedlają to samo co na rys. 3

wierzchni (111)Si  $2 \times 1$  oraz powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  przedstawiają odpowiednio rys. 6a i 7. Bez wdawania się w szczegółowy opis łatwo zauważyć z tych widm, że dwa pasma stanów powierzchniowych zachowują się różnie w trakcie ekspozycji łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  i (111)Ge  $2 \times 1$  w  $O_2$ . Na łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  pasmo defektowych stanów powierzchniowych znika jako pierwsze ze wzrostem ekspozycji powierzchni w  $O_2$  już przy zapełnieniu powierzchni odpowiadającemu współczynnikowi przyłgnięcia  $10^{-2}$ . Pasma samoistnych stanów powierzchniowych związane z „zerwanymi” wiązaniami powierzchniowymi znika natomiast wolniej ze wzrostem ekspozycji łupanej powierzchni (111)Si  $2 \times 1$  w  $O_2$ , przy czym nie znika całkowicie nawet przy całkowitym zapełnieniu powierzchni gazem w przeciwieństwie do powierzchni (111)Ge  $2 \times 1$  oraz powierzchni (111)Si  $7 \times 7$ , co widać na rys. 6b.

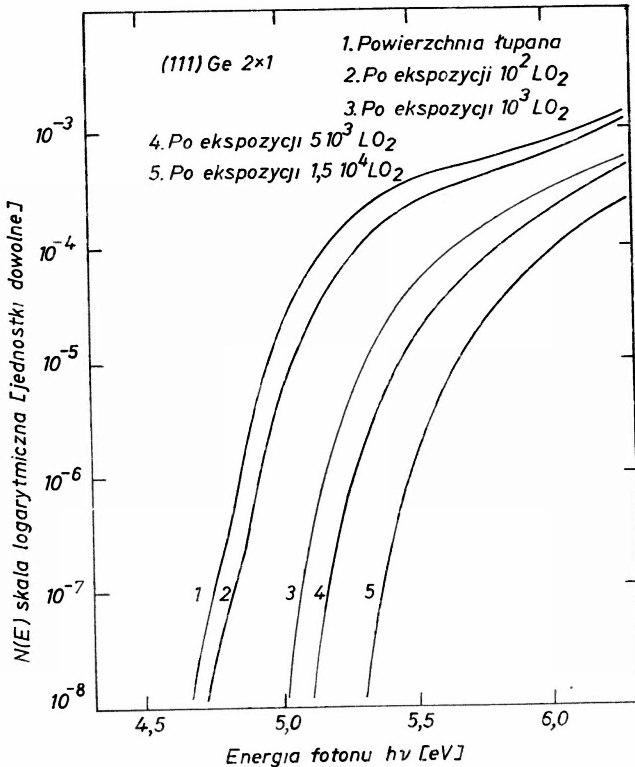


a



b

Rys. 6. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni powierzchni (111) Si $2 \times 1$  (a) i przebudowanej powierzchni (111) Si $7 \times 7$  (b) poddanej ekspozycji w  $O_2$  [22] ( $1 L = 10^{-4} Pa$  1s jest jednostką ekspozycji powierzchni w atmosferze gazowej p określonym ciśnieniu w jednostce czasu)



Rys. 7. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni powierzchni (111) Ge2x1 poddanej ekspozycji w O<sub>2</sub> [24]

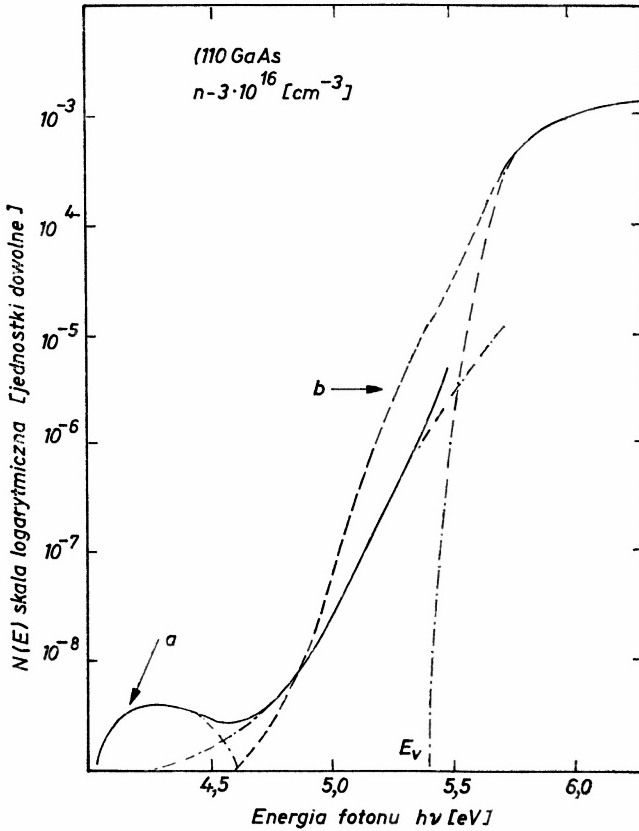
#### 4.2. Badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników grupy III-V

Pierwsze krzywe wydajności kwantowej fotoemisji z powierzchni półprzewodników grupy III-V przedstawili w 1965 roku Gobeli i Allen [33] dla łupanej powierzchni (110) GaAs, GaSb, InAs i InSb. Dalsze pomiary wydajności kwantowej fotoemisji łupanej powierzchni (110) GaAs przeprowadzili Van Laar i Scheer [34] oraz Fischer ze współpracownikami [35, 36], łupanej powierzchni (110) GaSb Viljoen ze współpracownikami [37], łupanej powierzchni (110) InAs także Fischer ze współpracownikami [38], łupanej powierzchni (110) InP Fischer [39, 40], łupanej powierzchni (110) InAs, GaSb, GaAs i GaP Huijser ze współpracownikami [41], natomiast, wygrzewanej w ultrawysokiej próżni powierzchni GaAs o różnej orientacji Wojas [42—44], a wygrzewanej w ultrawysokiej próżni powierzchni InAs i InSb o różnej orientacji Seroczyńska [45, 46]. Wykorzystując równanie Kane'a [8] określono w tych pracach jedynie tzw. progi fotoemisji dla wybranych półprzewodników przy założeniu określonych przejść optycznych i mechanizmów rozpraszania optycznie wzbudzonych elektronów oraz pracę wyjścia, energię jonizacji i potencjał powierzchniowy, ale w oparciu o pomocnicze dane doświadczalne uzyskane z pomiarów innymi metodami doświadczalnymi.

Dokładne i systematyczne badania struktury pasmowej łupanej powierzchni (110) wybranych półprzewodników grupy III-V, metodą wydajności kwantowej fotoemisji, przeprowadził w drugiej połowie lat 70. Guichar ze współpracownikami [47—53]. Szczególnie intensywne badania przeprowadzono na łupanej powierzchni (110) GaAs [47—49, 51]. Struktura pasm energetycznych tej powierzchni jest do tej pory przedmiotem wielu kontrowersji a zarazem szczególnym obiektem badań zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych. Na podstawie wyników badań przeprowadzonych metodą UPS zaproponowano [26, 27, 54—56] model struktury pasm energetycznych na łupanej powierzchni (110) GaAs, w którym poziom Fermiego  $E_F$  jest „zakotwiczony” w połowie pasma wzbronionego, co według Spicera współpracowników [54—56] jest wynikiem obecności na łupanej powierzchni (110) GaAs nieobsadzonych stanów powierzchniowych związanych z powierzchniowymi atomami Ga i zlokalizowanych w górnej części pasma wzbronionego. Okazało się jednak ostatnio, że położenie poziomu Fermiego  $E_F$  w paśmie wzbronionym na łupanej powierzchni (110) GaAs zależy także od koncentracji defektów powierzchniowych wytworzonych w trakcie łupania monokryształu [57]. Potwierdziły to niezależnie właśnie badania łupanej powierzchni (110) GaAs metodą wydajności kwantowej fotoemisji [47—49, 51]. Na łupanej powierzchni (110) GaAs o koncentracji nośników  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  praca wyjścia zmieniała się bowiem od wartości  $4,05 \pm 0,03 \text{ eV}$  dla małej koncentracji defektów powierzchniowych do wartości  $4,65 \pm 0,03 \text{ eV}$  dla dużej koncentracji defektów powierzchniowych; energia jonizacji była natomiast stała i wynosiła  $\Phi = 5,40 \pm 0,05 \text{ eV}$ .

Rys. 8 przedstawia efektywną gęstość stanów na łupanej powierzchni (110)GaAs dla małej i dużej koncentracji defektów powierzchniowych. Położenie poziomu Fermiego było bezpośrednio związane z przekrywaniem wierzchołka pasma walencyjnego przez pasmo defektowych stanów powierzchniowych rozciągające się aż do pasma wzbronionego. Przy dużej koncentracji defektów powierzchniowych, kiedy poziom Fermiego  $E_F$  był zlokalizowany w połowie pasma wzbronionego, pasmo defektowe było zlokalizowane  $0,7 \text{ eV}$  powyżej wierzchołka pasma walencyjnego w objętości. Przy małej koncentracji defektów natomiast położenie poziomu Fermiego  $E_F$  na łupanej powierzchni (110) GaAs było zbliżone do jego położenia w objętości kryształu, a więc w pobliżu dna pasma przewodnictwa. W tym przypadku w górnej części pasma wzbronionego  $0,5 \text{ eV}$  poniżej dna pasma przewodnictwa obserwowano ponadto niewielkie pasmo samoistnych stanów powierzchniowych. Podobne pasma stanów powierzchniowych obserwował autor [58] na oczyszczonej termicznie w ultrawysokiej próżni powierzchni (100) GaAs.

Ostatnio, Guichar ze współpracownikami [49, 50, 52, 53] przeprowadził także badania struktury pasmowej powierzchni (110) GaSb [49, 50] oraz powierzchni (110) GaP [52, 53]. Na łupanej powierzchni (110) GaSb praca wyjścia wynosiła  $\phi = 4,01 \pm 0,02 \text{ eV}$ , natomiast energia jonizacji  $\Phi = 4,70 \pm 0,03 \text{ eV}$ . Obserwowano w paśmie wzbronionym łupanej powierzchni (110) GaSb także pasmo stanów powierzchniowych, ale dotychczas nie określono jego pochodzenia. Dla łupanej powierzchni (110) GaP typu p nie stwierdzono zakrzywienia pasm, a energia jonizacji wynosiła  $\Phi = 5,95 \text{ eV}$ . Dla łupanej powierzchni (110) GaP typu n natomiast praca wyjścia wynosiła  $\phi = 4,30 \pm 0,02 \text{ eV}$ , a energia jonizacji  $\Phi = 5,95 \text{ eV}$  i była identyczna jak dla łupanej powierzchni (110) GaP typu p. W paśmie wzbronionym łupanej powierzchni (110) GaP typu n stwierdzono ponadto



Rys. 8. Efektywna gęstość stanów energetycznych łupanej w bardzo wysokiej próżni powierzchni (110) GaAs o małej (a) i dużej (b) koncentracji powierzchniowych defektów strukturalnych. Linia przerywana — — — odzwierciedla przebieg teoretyczny efektywnej gęstości stanów energetycznych pasma walencyjnego [47]

dwa pasma stanów powierzchniowych: pasmo stanów defektowych zlokalizowane w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego oraz pasmo samoistnych akceptorowych stanów powierzchniowych zlokalizowane w górnej części pasma wzbronionego.

## 5. Podsumowanie

Przedstawione wyniki badań struktury pasmowej powierzchni wybranych półprzewodników świadczą o dużych możliwościach spektroskopii wydajności kwantowej fotemisji w badaniach powierzchni półprzewodników. Metoda ta umożliwiła uzyskanie wielu nowych i istotnych informacji, w stosunku do wcześniej zastosowanych metod spektroskopii elektronowej takich jak UPS i ELS, o własnościach fizykochemicznych stanów powierzchniowych w półprzewodnikach. Jej obszar energetyczny jest co prawda ograniczony do kilku eV poniżej poziomu Fermiego, ale dzięki swej dużej czułości i wysokiej rozdzielczości metoda ta jest w stanie dostarczyć wiele szczegółowych informacji

dotyczących rozkładu obsadzonych stanów energetycznych zlokalizowanych zwłaszcza w przerwie energetycznej półprzewodnika oraz ich położenia względem energetycznych pasm objętościowych. Umożliwia ponadto obserwację nie tylko samoistnych stanów powierzchniowych, ale także stanów defektowych i chemisorpcyjnych. Dzięki tej zalecie została ostatnio wykorzystana także do badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników tlenkowych [59] znajdujących szerokie zastosowanie w katalizie chemicznej.

### Literatura

- [1] G. M. Guichar, M. Balkanski, C. A. Sebenne, *Surf. Sci.* **86**, 874 (1979).
- [2] C. A. Sebenne, *Il Nuovo Cimento* **39B**, 768 (1977).
- [3] J. Van Laar, J. J. Scheer, *Proc. 6th Int. Conf. Phys. Semicond.*, Exeter 1962, s. 827.
- [4] G. W. Gobeli, F. G. Allen, *Phys. Rev.* **127**, 141 (1962).
- [5] F. G. Allen, G. W. Gobeli, *Phys. Rev.* **127**, 150 (1962).
- [6] W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **112**, 114 (1958).
- [7] C. N. Berglund, W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **130A**, 1030, 1044 (1964).
- [8] E. O. Kane, *Phys. Rev.* **127**, 131 (1962).
- [9] J. M. Ballantyne, *Phys. Rev. B* **6**, 1436 (1972).
- [10] C. Sebenne, D. Bolmont, G. Guicher, M. Balkanski, *Phys. Rev. B* **12**, 3280 (1975).
- [11] G. M. Guichar, These-Univ. P. M. Curie, Paryż 1978.
- [12] J. Van Laar, J. J. Scheer, *Philips Res. Rept.* **17**, 101 (1962).
- [13] F. G. Allen, G. W. Gobeli, *J. Appl. Phys.* **35**, 597 (1964).
- [14] G. W. Gobeli, F. G. Allen, *Surf. Sci.* **2**, 402 (1964).
- [15] J. Van Laar, J. J. Scheer, *Surf. Sci.* **3**, 189 (1965).
- [16] F. G. Allen, G. W. Gobeli, *Phys. Rev.* **144**, 558 (1966).
- [17] T. E. Fischer, *Surf. Sci.* **10**, 399 (1968).
- [18] R. C. Eden, *Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semicond.*, Cambridge Mass. 1970, s. 221.
- [19] C. Sebenne, D. Bolmont, G. Guichar, M. Balkanski, *Proc. 2nd Int. Conf. Solid Surfaces*, Kyoto 1974, s. 405.
- [20] C. Sebenne, D. Bolmont, G. Guichar, M. Balkanski, *Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond.* Stuttgart 1974, s. 1313.
- [21] G. M. Guichar, C. Sebenne, G. Garry, M. Balkanski, *Le Vide Les Couches Minces* **30A**, 97 (1975).
- [22] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, G. Garry, M. Balkanski, *Surf. Sci.* **58**, 374 (1976).
- [23] C. Sebenne, G. Guichar, C. Thuault, *Proc. 5th Int. Conf. Vac. UV Rad. Phys.*, Montpellier 1977.
- [24] G. M. Guichar, G. A. Garry, C. A. Sebenne, *Surf. Sci.* **85**, 326 (1979).
- [25] J. E. Rowe, S. B. Christman, H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 874 (1975).
- [26] L. F. Wagner, W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1381 (1972).
- [27] W. E. Eastman, W. D. Grobman, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1378 (1972).
- [28] J. E. Rowe, H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 421 (1974).
- [29] T. Murotani, K. Fujiwara, M. Nishijima, *Phys. Rev.*, **B 12**, 2424 (1975).
- [30] J. E. Rowe, *Solid State Commun.* **17**, 673 (1975).
- [31] J. E. Rowe, H. Ibach, H. Frotzheim, *Surf. Sci.* **48**, 44 (1975).
- [32] J. Szuber, *Phys. Status. Solidi (a)* **66**, K141 (1981).
- [33] G. W. Gobeli, F. G. Allen, *Phys. Rev.* **137** A245 (1965).
- [34] J. Van Laar, J. J. Scheer, *Surf. Sci.* **8**, 342 (1967).
- [35] T. E. Fischer, *Surf. Sci.* **10**, 474 (1968).
- [36] J. H. Dinan, L. K. Galbraith, T. E. Fischer, *Surf. Sci.* **26**, 587 (1971).

- [37] P. E. Viljoen, M. S. Jazsar, T. E. Fischer, *Surf. Sci.* **32**, 506 (1972).
- [38] T. E. Fischer, F. G. Allen, G. W. Gobeli, *Phys. Rev.* **163**, 703 (1967).
- [39] T. E. Fischer, *Phys. Rev.* **142**, 519 (1966).
- [40] T. E. Fischer, *Helv. Phys. Acta* **41**, 827 (1968).
- [41] A. Huijser, J. Van Laar, T. L. Van Rooy, *Surf. Sci.* **62**, 472 (1977).
- [42] J. Wojas, *Phys. Status Solidi*, a **15**, K53 (1973).
- [43] J. Wojas, *Acta Phys. Pol.* **A48**, 603 (1975).
- [44] J. Wojas, *Acta Phys. Pol.* **A51**, 25 (1977).
- [45] B. Seroczyńska-Wojas, *Acta Phys. Pol.* **A51**, 677 (1977).
- [46] B. Seroczyńska, *Acta Phys. Pol.* **A52**, 893 (1977).
- [47] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, G. A. Garry, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1158 (1976).
- [48] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, G. A. Garry, M. Balkanski, *Proc. 13th Int. Conf. Phys. Semicond.*, Rome 1976, s. 710.
- [49] G. H. Guichar, C. A. Sebenne, C. Thuault, *Proc. 7th Int. Vac. Congr. 3rd Int. Conf. Solid Surf. Vienna 1977*, §. 623.
- [50] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, C. Thuault, *Le Vide Les Couches Minces* **185**, 260 (1977).
- [51] C. D. Thuault, G. M. Guichar, C. A. Sebenne, *Surf. Sci.* **80**, 273 (1979).
- [52] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, C. D. Thuault, *Surf. Sci.* **86**, 789 (1979).
- [53] G. M. Guichar, C. A. Sebenne, C. D. Thuault, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 1157 (1979).
- [54] L. F. Wagner, W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **B 9**, 1512 (1974).
- [55] P. E. Gregory, W. E. Spicer, S. Ciraci, W. A. Harrison, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 511 (1974).
- [56] P. E. Gregory, W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **B 13**, 725 (1975).
- [57] A. Huijser, J. Van Laar, *Surf. Sci.* **52**, 202 (1975).
- [58] J. Szuber, *Thin Solid Films* **105**, 33 (1983).
- [59] J. Szuber, *Phys. Status Solidi* (a) **74**, K83 (1982).

*Nicolaas Bloembergen*

Division of Applied Sciences  
Harvard University  
Cambridge, Massachusetts, USA

## **Optyka i spektroskopia nieliniowa \***

### **Nonlinear Optics and Spectroscopy**

*Nobel Lecture, Stockholm, 8 December 1981*

Przeglądu osiągnięć w dziedzinie rozwoju maserów i laserów dokonali w swoich wykładach noblowskich w 1964 r. Townes [1], Basow [2] i Prochorow [3]. Przedstawili oni zarys ewolucji lasera poczynając od jego przodka — mikrofalowego masera strumieniowego i krystalicznego. Lasery są źródłami światła spójnego charakteryzującego się wysokim stopniem monochromatyczności, znaczną kierunkowością i wielkim natężeniem czyli jasnością. Dla zilustrowania tej ostatniej właściwości weźmy pod uwagę mały laser rubinowy o objętości aktywnej  $1 \text{ cm}^3$ . Pracując w układzie z przełączaniem  $Q$  (dobroć rezonatora optycznego — K. R.) wypromieniowuje on w ok.  $10^{-8}$  s ok.  $10^{18}$  fotonów odpowiadających długości fali 694 nm. Ponieważ rozbieżność wiązki jest wyznaczona przez zjawisko ugięcia, można ją łatwo skupić w obszarze  $10^{-6} \text{ cm}^2$  tworzącym krążek o średnicy około dziesięciu długości fali. Wynikająca z tego szczytowa gęstość strumienia wynosi  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Podczas gdy 0,1 J stanowi małą ilość energii równą energii pobieranej przez żarówkę o mocy 100 W lub równoważną ciepłu wytwarzanemu przez ciało ludzkie w czasie 1/1000 s, to gęstość mocy strumienia  $10 \text{ TW/cm}^2$  jest straszliwa. Można ją ogarnąć zauważając, że całkowita moc wytwarzana przez wszystkie elektrownie Ziemi wynosi ok. 1 TW (terawata — przedrostek tera  $T = 10^{12}$  pochodzi z greckiego  $\tauερα$  = monstrialność, a nie z łacińskiego *terra!*). Rzeczywiście, wychodząc z wektora Poyntinga wnioskujemy, że amplituda fali świetlnej w płamce ogniskowej może sięgać  $10^8 \text{ V/cm}$ , co jest porównywalne z polem elektrycznym wewnątrz atomów i cząsteczek odpowiedzialnym za wiązanie elektronów walencyjnych. Te ostatnie przy tych gęstościach strumienia są dosłownie wyrwane ze swoich orbit w wyniku wielofotonowych procesów tunelowych,

---

\* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1981 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1981 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).



a wszelki materiał jest zamieniany w gęstą zjonizowaną plazmę. Jest jasne, że znane pojęcie liniowych właściwości optycznych związane ze współczynnikiem załamania jako wielkością stałą, a mianowicie proporcjonalność indukowanej polaryzacji do amplitudy pola fali świetlnej powinno być odrzucone już przy natężeniach znacznie mniejszych od ekstremalnych. Nieliniowość występuje w podstawowej zależności, którą można rozwinąć na szereg potęgowy, o wyrazach zależnych od składowych pola elektrycznego

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1)$$

Tego rodzaju nieliniowości były znane w zakresie niższych częstości od ponad wieku. Na przykład, elektrycy i akustycy wiedzieli o nieliniowym związku pomiędzy polem magnetycznym a indukcją,  $B = \mu(H)H$ , w transformatorach i solenoidach zawierających żelazo. Wynikiem tego są zniekształcenia przebiegu falowego [4]. Takie nieliniowe zjawiska w dziedzinie częstości optycznych są wielce zastanawiające, a można je łatwo obliczyć w drodze połączenia podstawowej zależności (1) z równaniami Maxwella. W pierwszej dekadzie obecnego stulecia Lorentz [5] obliczył  $\chi^{(1)}$  dla elektronu potraktowanego jako oscylator harmoniczny. Gdyby dopuścił on pewną anharmoniczność, mógłby rozwinąć optykę nieliniową już przed siedemdziesięciu laty. To nie było jednak osiągalne w owym czasie doświadczalnie i Lorentzowi zabrakło bodźca ze strony wymuszonej emisji promieniowania.

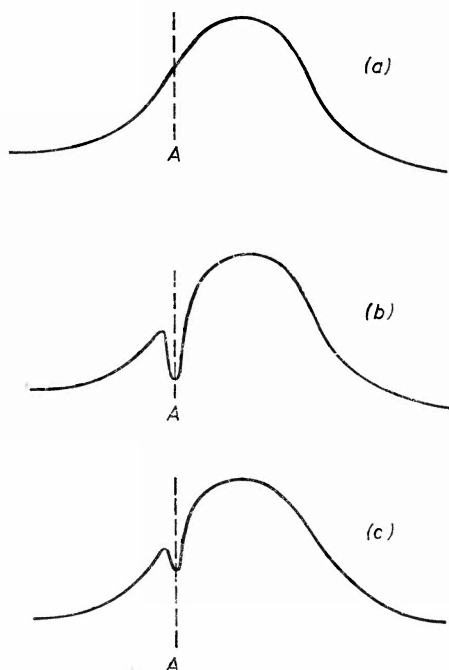
Zjawiska nieliniowe są niezbędne dla działania lasera. Lasery barwnikowe mogą wypełnić nieprzerwanie zakres długości fali od 350 do 950 nm łącznie z zakresem widzialnym. Różnorodne zjawiska nieliniowe takie jak powstawanie harmonicznych, przetwarzanie parametryczne i wymuszone zjawisko Ramana rozszerzają zakres spójnych źródeł ku podczerwieni i nadfioletowi próżniowemu. W ten sposób nieliniowa spektroskopia laserowa mogła szybko rozwinąć się w ciągu dwu ostatnich dziesięcioleci, była przy tym istotnie wspomagana w tym rozwoju przez badania zjawisk pokrewnych w dziedzinie częstości radiowych. Jest więc właściwe rozpocząć ten przegląd od przypomnienia pewnych nieliniowych zjawisk odkrytych najpierw w dziedzinie rezonansu magnetycznego.

### Zwiastuny zjawisk nieliniowych w rezonansie magnetycznym

Jako doktorant profesora E. M. Purcella w Uniwersytecie Harvardzkim zajmowałem się zjawiskami relaksacyjnymi w jądrowym rezonansie magnetycznym w ciałach stałych, cieczech i gazach. Pole częstości radiowej dąży w rezonansie do wyrównania obsadzeń dwu poziomów spinowych, podczas gdy relaksacja prowadzi do utrzymania różnicy obsadzeń danej przez rozkład boltzmannowski odpowiadający temperaturze wyznaczonej przez inne stopnie swobody próbki. Zmniejszenie różnicy obsadzeń zwie się nasyceniem. Jest ono zjawiskiem nieliniowym, skoro wielkość podatności zaczyna maleć, kiedy amplituda pola rośnie. W 1946 r. przewidzieliśmy, że w profilu linii rozszerzonej niejednorodnie „mogłaby być wyżarta dziura” lub mógłby być wytworzony „dołek” (*dip*) nasyceniowy [6]. Rys. 1a przedstawia linię spinowego rezonansu protonowego wody rozszerzoną w wyniku niejednorodności pola użytego magnesu. Rys. 1b i 1c pokazują wysycenie jednej ze składowych w rozkładzie linii, która jest następnie próbkowana, po upływie

różnych czasów, w drodze przemiatania rezonansu z pomocą słabego pola. Szybkość zanikania dziury jest wyznaczona przez czas relaksacji spinu na siatce. Była to również pierwsza wskazówka mówiąca o skrajnie wielkiej ostrości linii NMR (tzn. jądrowego rezonansu magnetycznego — K. R.) w cieczech, wynikającej ze zwężenia przez ruch, na czym opiera się szerokie wykorzystanie spektroskopii NMR.

Jeżeli dwie pary poziomów mają jeden poziom wspólny, wysycenie jednego rezonansu może wpłynąć na podatność związaną z drugim rezonansem. To również było wcześniej

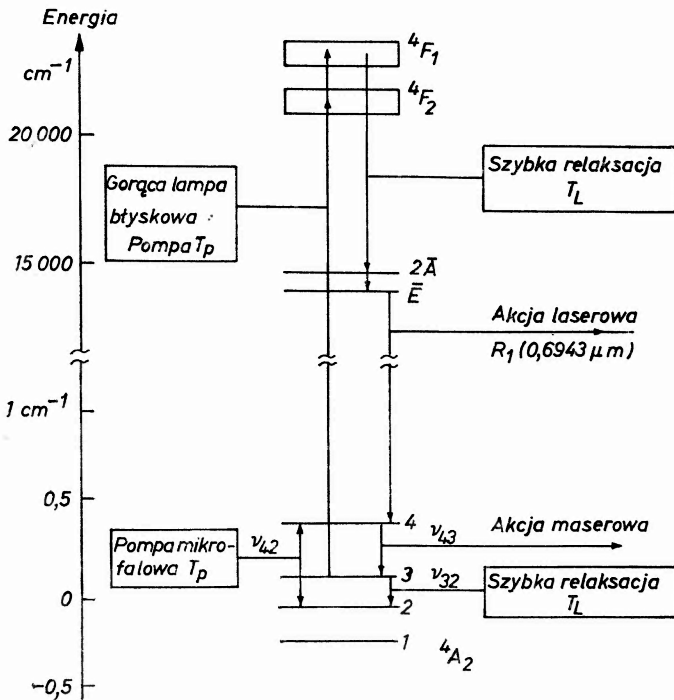


Rys. 1 a) niejednorodny rozszerzony profil NMR dla wody, b) dołek nasyceniowy w niejednorodnym profilu zaobserwowany w 1946 r., c) tak jak w b) lecz z większym opóźnieniem pomiędzy sygnałem pompującym i przemiataniem próbkującym (wg [6])

obserwowane w NMR w układach spinów wykazujących rozszczepienie kwadrupolowe [7]. Detekcja rezonansów hertzowskich metodami optycznymi zaproponowana przez Kastlera [8] stanowi inną manifestację tego zjawiska. Zmiana obsadzeń podpoziomów scharakteryzowanych przez różne wartości magnetycznej liczby kwantowej  $m_j$  wywołana przez pole o radiowej częstotliwości powoduje zmianę polaryzacji wysyłanego światła. Efekt Overhausera [9] oznacza zmianę obsadzeń spinowych poziomów jądrowych w metalach [10] spowodowaną przez przyłożenie pola mikrofalowego wywołującego elektronowy rezonans spinowy. Obie metody: pompowania optycznego i mikrofalowego, są stosowane w celu otrzymania tarczy ze spolaryzowanymi spinowo jądrami [11].

Stało się możliwe utrzymanie stałego odwrócenia obsadzeń, w którym poziom odpowiadający większej energii jest bardziej obsadzony od poziomu o mniejszej energii [12]. Można mówić, że z taką parą poziomów jest związana temperatura ujemna. Zasada

osiągnięcia tego, przedstawiona na rys. 2, opiera się na selektywnym pompowaniu pomiędzy parą nie sąsiadujących poziomów przy równoczesnym działaniu właściwych mechanizmów relaksacyjnych. Wiązka pompująca ma ustalić wysoką temperaturę w obrębie pary poziomów o większym odstępie, podczas gdy w tym samym czasie relaksacja przyczynia się do podtrzymywania niskiej temperatury w obrębie pary poziomów o mniejszym odstępie. Emisja wymuszona przeważa nad absorpcją w obrębie trzeciej pary po-



Rys. 2. Wykres poziomów energetycznych Cr<sup>3+</sup> w rubinie — należy zauważyć zmianę skali pionowej przy przejściu od mikrofalowej akcji maserowej do optycznej akcji laserowej

ziomów układu trójpoziomowego. Basow i Prochorow [13] zaproponowali w przypadku cząsteczkowego masera strumieniowego wzbudzenie selektywne nie dyskutując jawnie zagadnienia relaksacji.

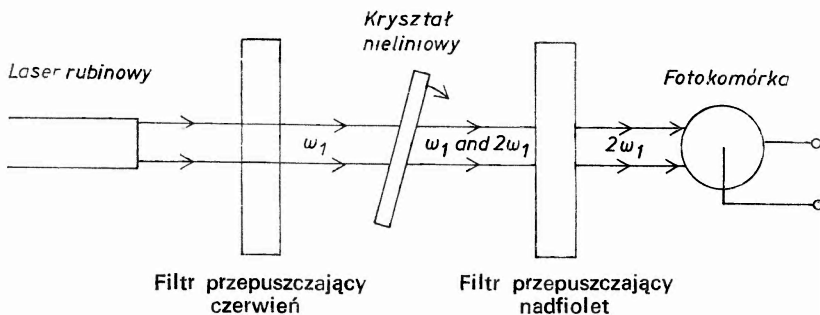
Dla uzyskania akcji maserowej w zakresie mikrofalowym użyteczne są poziomy spinowe jonów paramagnetycznych w kryształach. Emisja wymuszona może być rozpatrywana podobnie jak wydatek (output) termodynamicznego silnika cieplnego [14] pracującego pomiędzy źródłem o wysokiej temperaturze (pompa) i kąpielą o niskiej temperaturze (relaksacja). Te dwie temperatury występują w tym samym elementarnym objętościowym przestrzeni, podczas gdy w konwencjonalnej maszynie cieplnej zachodzi oczywiście przestrzenne rozdzielanie części gorącej i zimnej. Problem izolacji cieplnej paramagnetycznych przejść spinowych wiąże się z różnicami częstości i zróżnicowaniem szybkości relaksacji. Problem ten został sformułowany przy okazji badania relaksacji krzyżowej (cross-relaxation) [15], która wyznacza przekazywanie ciepła pomiędzy różnymi częściami

mi Hamiltonianu spinowego. Okazało się, że stężone sole paramagnetyczne nie nadają się do maserów, ponieważ nie daje się w nich utrzymać znacznego zróżnicowania termicznego w układzie poziomów magnetycznych. Ciekawostką historyczną stanowi to, że największą trudność w obmyśleniu schematu pompowania stanowiło zagadnienie uzyskania nieznikającego elementu macierzewego pomiędzy nie przylegającymi poziomami spinowymi. To zagadnienie rozwiązuje się, oczywiście, biorąc stany będące superpozycją stanów odpowiadających wielu magnetycznym liczbom kwantowym  $m_s$ . Można to zapewnić przykładając zewnętrzne pole magnetyczne pod dowolnym kątem względem osi pola krystalicznego. Wielopoziomowy, paramagnetyczny maser na ciele stałym jest użyteczny jako wzmacniacz mikrofalowy o skrajnie małym szumie. Tego rodzaju maser, w którym wykorzystano poziomy energetyczne jonu  $\text{Cr}^{3+}$  w rubinie został zastosowany np. przez Penziasa i Wilsona do detekcji promieniowania tła [16].

Ta sama zasada została następnie wykorzystana dla otrzymania ośrodka wzmacniającego w większości laserów. Była ona włączona przez Schawlowa i Townesa [17] do ich podstawowej propozycji masera optycznego. Warto zauważyć, że w pierwszym czynnym laserze Maimana [18] zostały wykorzystane także jony  $\text{Cr}^{3+}$  rubinu jako ośrodek czynny. Oczywiście w każdym przypadku jest zaangażowany inny układ poziomów i należy zauważyć zmianę skali częstości w górnej i dolnej części rys. 2. Amplituda promieniowania lasera jest ograniczona przez jego nieliniową charakterystykę, podobnie jak to ma miejsce dla każdego oscylatora ze sprzężeniem zwrotnym. To właśnie nasycenie wywołane przez samo promieniowanie lasera prowadzi do wyrównania obsadzeń górnego i dolnego poziomu laserującego.

## Optyka nieliniowa

Wraz z rozwojem różnych rodzajów laserów powstały warunki szybkiej ewolucji badań nieliniowych zjawisk optycznych. Wykazane przez Frankena wraz ze współpracownikami powstawania w kryształach kwarcu drugiej harmonicznej światła spowodowanego



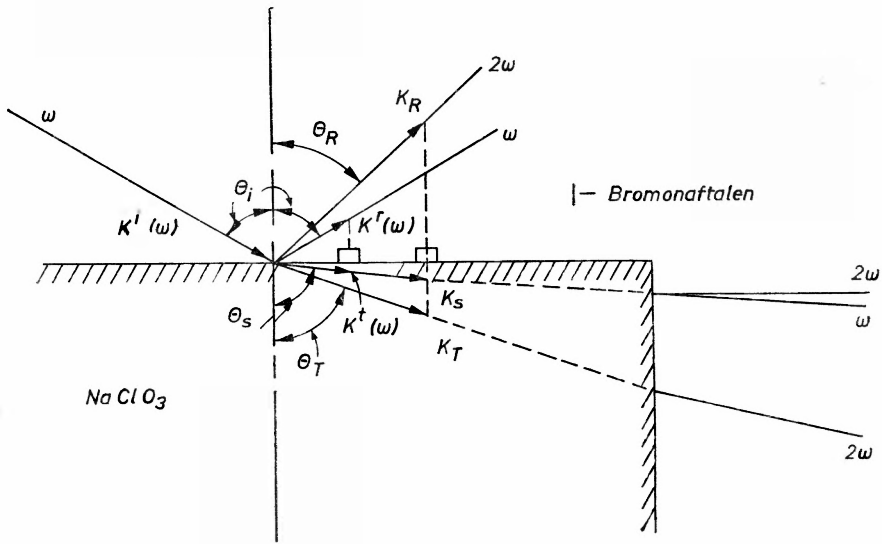
Rys 3. Wytwarzanie drugiej harmonicznej światła

przez impuls lasera rubinowego znaczy początek optyki nieliniowej jako nowej, odrębnej dziedziny działalności naukowej [19]. Odpowiedni prosty układ doświadczalny został przedstawiony na rys. 3.

Nieliniowa podatność najniższego rzędu  $\chi^{(2)}$  w równaniu (1) ma nie znikające elementy tensorowe jedynie w ośrodkach bez środka symetrii. Polaryzacja zależna od kwadratu amplitudy pola jest źródłem optycznych zjawisk powstawania drugiej harmonicznej, dodawania i odejmowania się częstości jak również „prostowania” fali świetlnej. Tego rodzaju właściwości jakiegoś urządzenia wykazującego kwadratową charakterystykę były, oczywiście, dobrze znane w radiotechnice. Fotoprąd jest funkcją kwadratu amplitudy pola świetlnego i jest modulowany z częstością różnicową, gdy dwie wiązki światła niewiele różniące się częstością padają na rozważane urządzenie [20].

W ogólności wyrazy zależne od  $\chi^{(2)}$  są miarą sprzężenia w układzie trzech fal elektromagnetycznych. Każdą falę charakteryzuje częstość  $\omega$ , wektor falowy  $k$ , polaryzacja  $\hat{e}_i$  oraz amplituda zespolona  $E_i = A_i \exp(i\phi_i)$ . Tak samo wyraz z  $\chi^{(3)}$  przedstawia sprzężenie czterech fal elektromagnetycznych. Ogólne sformułowanie dotyczące mieszania trzech i czterech fal świetlnych zostało podane przez naszą grupę harwardzką [21]. Kwantowe obliczenie nieliniowych podatności zespolonych wychodzące z ewolucji macierzy gęstości zostało szybko zastosowane także do zagadnień optycznych [22]. Wyniknęły stąd uogólnienia formuły dyspersyjnej Kramersa-Heisenberga. Podatności nieliniowe są funkcjami wielu częstości i mają więcej niż jeden mianownik rezonansowy. Są one tensorami wyższej rangi, a każdy element ma w obecności tłumienia część rzeczywistą i urojoną. Opisują one wielką różnorodność nieliniowych efektów optycznych. W tym samym czasie Achmanow i Chochłow [23] rozciągnęli na dziedzinę optyczną także pojęcie nieliniowości paramagnetycznych sformułowane dla dziedziny częstości radiowych.

Wracając do powstawania optycznej drugiej harmonicznej w przezroczystym kryształ piezoelektrycznym zauważmy, że problem dopasowania pędów przy przetworzeniu dwu kwantów częstości podstawowej na jeden kwant drugiej harmonicznej częstości narzuca się sam przez się. W wyniku dyspersji współczynnika załamania mamy zazwyczaj  $k_2 - 2k_1 = \Delta k \neq 0$ . Brak dopasowania prędkości fazowych drugiej harmonicznej polaryzacji i swobodnie rozchodzącej się fali o częstości  $2\omega$  powoduje występowanie w kryształ nieliniowym dwóch fal o częstości  $2\omega$ , jednej wymuszonej o wektorze falowym  $k_s = 2k_1$  i drugiej o wektorze falowym  $k_T = k_2$  będącej falą o częstości  $2\omega$  swobodnie rozchodzącą się. Ponadto występuje tu odbita fala druga harmoniczna o wektorze falowym  $k_R$ . Rys. 4 przedstawia stosunki geometryczne dla przypadku, kiedy kryształ nieliniowy jest zanurzony w cieczy o większej wartości liniowego współczynnika załamania. Geometrię wyznacza prawo zachowania składowych pędu równoległych do powierzchni [24]. Amplitudy fal swobodnych będących rozwiązaniami jednorodnych równań falowych są wyznaczone przez warunek, że składowe styczne drugiej harmonicznej pól elektrycznego i magnetycznego są ciągle na granicy ośrodka. Tak więc bardzo prosta procedura oparta na zachowaniu składowej pędu równoległej do granicy prowadzi do uogólnienia zwykłych praw optycznych odbicia i załamania na przypadek nieliniowy [24]. Tablica 1 ilustruje niezwykle skrócenie w skali czasowej rozwoju geometrycznej optyki liniowej i nieliniowej. To skrócenie stało się możliwe dzięki, oczywiście, znalezieniu przez Maxwella w drugiej połowie XIX stulecia ogólnego sformułowania opisu zjawisk elektromagnetycznych. Lorentz pokazał w swej rozprawie doktorskiej [25], jak prawa liniowego odbicia zaobserwowane przez Herona z Aleksandrii (I wiek naszej ery), prawa Snella (1621) i prawa Fresnela (1823) dotyczące natężeń i polaryzacji wynikają z równań Maxwella.



Rys. 4. Wektory falowe fal świetlnych: podstawowej i drugiej harmonicznej na granicy sześciennego kryształu piezoelektrycznego zanurzonego w optycznie gęstszej cieczy

Tablica 1. Ważniejsze daty w rozwoju optyki liniowej i nieliniowej

	Linijowe	Nieliniowe
Prawo odbicia	I w. (Heron z Aleksandrii)	1962 (Bloembergen i Pershan)
Prawo załamania	1621 (Snell)	1962 (Bloembergen i Pershan)
Natężenie światła odbitego i załamane	1823 (Fresnel)	1962 (Bloembergen i Pershan)
Załamanie stożkowe Teoria	1833 (Hamilton)	1969 (Bloembergen i Shih)
Doświadczenie	1833 (Lloyd)	1977 (Schell i Bloembergen)

Geometria z rys. 4 sugeruje także, że ze wzrostem kąta padania  $\theta_i$  powinny wystąpić nieliniowe analogie całkowitego odbicia i gasnących fal powierzchniowych. W samej rzeczy wszystkie takie przewidywania zostały potwierdzone [26], a w szczególności nieliniowe sprzężenie wzbudzeń powierzchniowych jest obecnie przedmiotem aktywnego zainteresowania [27]. W 1833 r. Hamilton, który miał w trzy lata później sformułować mechanikę hamiltonowską, przewidział zjawisko refrakcji stożkowej opierając się na fresnelowskich równaniach rozchodzenia się światła w kryształach optycznie dwuosowych. Doświadczalne potwierdzenie tego przez Lloyda jeszcze w tym samym roku było uważane za triumf wyrażonej równaniami Fresnela koncepcji, uznającej sprężystą naturę rozchodzenia się światła! Okres oddzielający przepowiedzenie nieliniowego załamania



stożkowego od doświadczalnego jego potwierdzenia był znacznie dłuższy [28], jak to pokazuje tabl. 1. W XX w. zagadnienie opisu rozchodzenia się fal elektromagnetycznych nie budzi wątpliwości i większość badaczy jest zajęta zastosowaniem wiązek laserowych ważniejszym niż raczej akademicki problem nieliniowego załamania stożkowego.

Sprężenie (oddziaływanie) parametryczne fal świetlnych w ośrodku nieabsorbującym może być rozpatrywane jako rozpraszanie fotonów na modach czyli falach pola elektrycznego wskutek nieliniowości ośrodka. Heisenberg [29], a także inni, poddał rozpatrzeniu wewnętrzną nieliniowość próżni. Wirtualne stany pośrednie w tym procesie stanowią stany odpowiadające tworzeniu pary elektron-dziura o energii około  $10^6$  razy większej od energii elektronów związanych w ośrodku materialnym. Ponieważ niedopasowanie energetyczne stanów pośrednich wchodzi do wyrażenia na  $\chi^{(3)}$  w sześciennym, nieliniowość próżni nie może być wykryta. Byłoby trudną rzeczą wyeliminować nieliniowe oddziaływanie jednego atomu lub cząsteczki w obszarze ogniskowym skrajnie silnej wiązki laserowej użytej w celu wykrycia nieliniowości próżni.

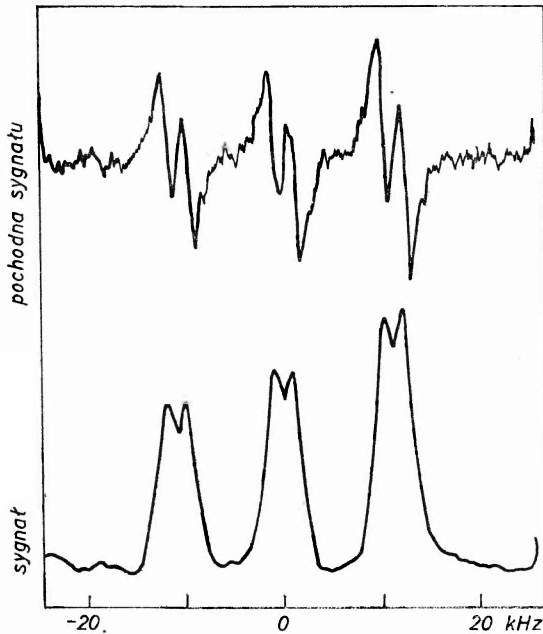
W parametrycznych procesach przebiegających bez strat energia i pęd fotonów padających i wychodzących muszą być zachowane,  $\sum_i \hbar\omega_i = 0$  i  $\sum_i \hbar\mathbf{k}_i = 0$ , przy czym częstości i wektory falowe fotonów padających przyjęto jako ujemne. Jak zauważono wyżej, dyspersja współczynnika załamania przyczynia się na ogół do braku dopasowania pędów  $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_2 - 2\mathbf{k}_1$ . Ogranicza to objętość czynną w emisji do objętości warstwy o grubości  $|\Delta\mathbf{k}|^{-1}$ . Jest jednak możliwa kompensacja efektu dyspersji w kryształach anizotropowych dzięki dwójłomności optycznej. Wykazali to niezależnie Giordmaine [30] i Terhune [31]. Gdy  $\Delta\mathbf{k} = 0$ , polaryzacja we wszystkich komórkach jednostkowych kryształu daje przyczynek do drugiej harmonicznej zgodny w fazie, i jeśli kryształ jest dostatecznie długi i natężenie światła dostatecznie wielkie, to moc podstawowej fali może być całkowicie przetworzona na moc drugiej harmonicznej [21]. Konieczna jest spójność fazowa. Gdy fazy są przypadkowe, w stanie końcowym mamy równy podział mocy pomiędzy falę podstawową i drugą harmoniczną. Ostatnio, w przypadku wielkiego impulsowego lasera neodymowego, ponad 80% mocy fali podstawowej o długości fali  $1,06 \mu\text{m}$  zostało przetworzone na moc trzeciej harmonicznej o długości fali  $0,35 \text{ nm}$  [32]. W pierwszym etapie  $2/3$  mocy fali podstawowej jest przetwarzane na moc drugiej harmonicznej. Następnie jednakowe liczby fotonów fali podstawowej i drugiej harmonicznej dają w innym kryształu fotony trzeciej harmonicznej. To przetworzenie może mieć duże znaczenie w syntezie jądrowej dla bezwładnościowego uwięzienia tarcz, gdyż sprzężenie laser-plazma poprawia się w zakresie wyższych częstości. Zależności Manleya-Rowego opisujące równowagę w strumieniach fotonowych wiązek uczestniczących w procesach parametrycznych znajdują tutaj praktyczne zastosowanie. Tak więc niewiele prostych prac zachowania wyznacza wiele podstawowych cech optyki nieliniowej.

## Spektroskopia nieliniowa

Do zjawisk optycznych opisywanych przez urojoną część nieliniowej podatności,  $\chi^{(3)''}$ , należą: nasycenie, nasycenie krzyżowe (*cross-saturation*), absorpcja dwufotonowa i wymuszony efekt Ramana. Odpowiednio rzeczywista część,  $\chi^{(3)'}$ , opisuje współczynnik za-

łamania zależy od natężenia. Ma on znaczenie w samoogniskowaniu i rozogniskowaniu światła i w dynamicznym optycznym przesunięciu Starka.

Spektroskopia nasyceniowa jest szeroko stosowana w celu wyeliminowania wpływu rozszerzenia dopplerowskiego w spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej i przy stabilizacji częstotliwości laserów. Rozpatrzmy przypadek dwóch fal biegnących o tej samej częstotliwości  $\omega$ , lecz przeciwnych wektorach falowych,  $\mathbf{k} = -\mathbf{k}'$ , padających na próbkę gazową. Fala o wektorze falowym  $\mathbf{k}$  wytwarza dołek (*dip*) nasyceniowy w profilu dopplerowskim związany z grupą cząsteczek, których prędkość spełnia zależność:  $\omega = \omega_{ba} - \mathbf{k}\mathbf{v}$ , gdzie  $\omega_{ba}$  jest atomową częstotliwością rezonansową. Wiązka biegnąca w przeciwnym kierunku próbkuje grupę cząsteczek, których prędkość spełnia zależność  $\omega = \omega_{ba} - \mathbf{k}'\mathbf{v}' = \omega_{ba} + \mathbf{k}\mathbf{v}'$ .



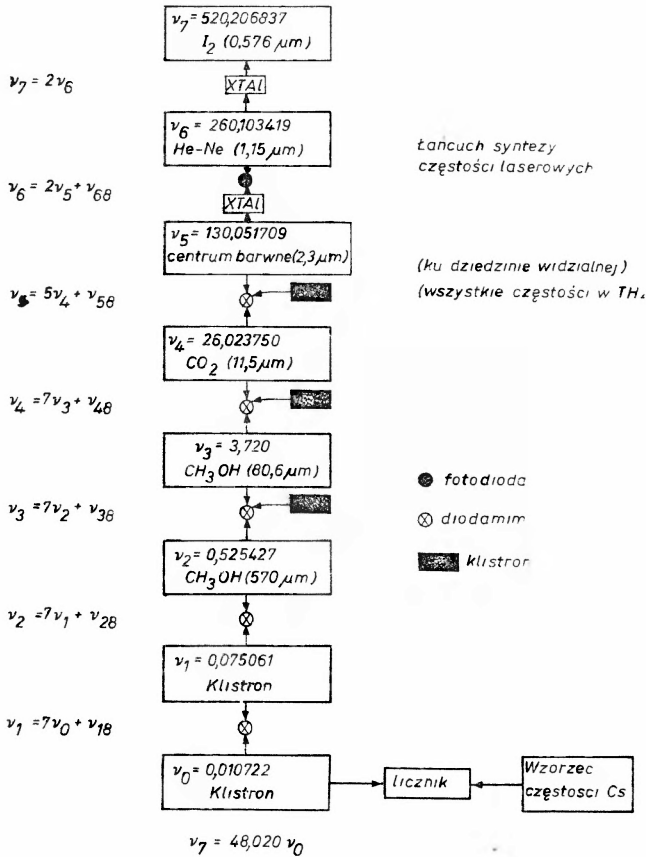
Rys. 5. Spektroskopia nasyceniowa wysokiej zdolności rozdzielczej ( $<1$  kHz) linii widmowej  $^{12}\text{CH}_4$  o długości fali bliskiej  $3,39 \mu\text{m}$ . Każda z trzech składowych nadsubtelnych jest rozszczepiona na dublet wynikający ze zjawiska optycznego odrzutu. Górna krzywa jest pochodną sygnału otrzymaną doświadczalnie (wg [36])

Obie grupy sprowadzają się do jednej dla  $\omega = \omega_{ba}$ . Jeżeli  $\omega$  jest przemiatane w granicach profilu dopplerowskiego, wiązka próbująca wykaże dołek nasyceniowy dokładnie w środku profilu. Analogia z techniką NMR opisaną wcześniej jest wyraźna. W zakresie częstotliwości optycznych efekt ten został wykazany najpierw jako dołek w wielkości mocy lasera helowo-neonowego [33, 34] i jest znany jako dołek Lamba [35]. Doświadczalnie jest korzystne obserwowanie tego efektu w zewnętrznym naczynku absorpcyjnym przy zastosowaniu w jednym kierunku silnej wiązki pompującej, a w przeciwnym — słabej wiązki próbującej. Podczas gdy szerokość dopplerowska przejścia oscylacyjno-rotacyjnego w metanie odpowiadającego długości fali bliskiej  $3,39 \mu\text{m}$  wynosi około 300 MHz, to Hall i Bordé [36] mogli zaobserwować składowe linie o szerokości około 1 kHz. Rys. 5 pokazuje szcze-



góły dołka nasyceniowego uzyskanego techniką modulacji częstości wiązki próbkującej. Spektroskopia nasyceniowa ujawnia nie tylko budowę nadsubtelną przejścia cząsteczkowego wynikającą z oddziaływania spinowo-rotacyjnego, ale również efekt odrzutu związanego z fotonem w podczerwieni ujawniający się w rozszczepieniu każdej składowej na dwie. Ze wzrostem zdolności rozdzielczej do jednej części na  $10^{11}$  konieczne jest uwzględnienie wielu innych efektów, takich jak zakrzywienie czoła fali i ograniczony czas przebywania cząsteczki w wiązce.

Częstości laserów pracujących w podczerwieni, z których każdy jest stabilizowany za pomocą dołka nasyceniowego odpowiadającego właściwie dobranej rezonansowej



Rys. 6. Łańcuch syntezy częstości laserowych (wg [38])

linii cząsteczkowej, zostały porównane pomiędzy sobą w oparciu o wykorzystanie nieliniowej charakterystyki diodowych prostowników ostrzowych [37, 38]. Różnicę częstości jakiegoś jednego lasera i harmonicznej częstości innego lasera porównuje się z częstością pola mikrofalowego, która jest z kolei mierzona za pomocą międzynarodowego wzorca częstości. W ten sposób stało się możliwe rozszerzenie bezwzględnych pomiarów częstości na widzialną część widma [38], jak to pokazuje rys. 6. Wobec tego, że długość fali lasera

jest porównywana niezależnie ze wzorcem kryptonowym, jest możliwe wyznaczenie prędkości światła [39] z dokładnością wynikającą z określenia wzorca długości:  $c = 299\,792\,458.8 \pm 0,2$  m/s. Wysłunięto propozycję określenia prędkości światła w drodze międzynarodowego porozumienia, przy czym pomiary długości byłyby związane bezpośrednio ze wzorcem częstości.

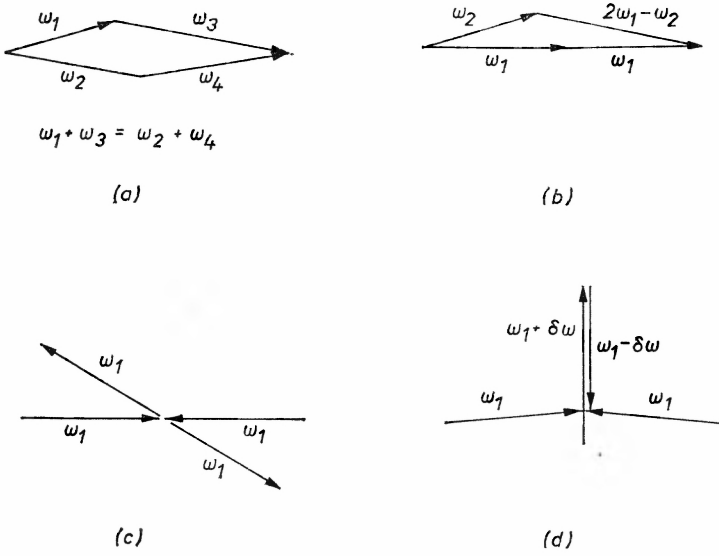
Zastosowania spektroskopii nasyceniowej do wyznaczania stałej Rydberga oraz liczne inne osiągnięcia spektroskopii przedstawił Schawlow [40]. Dalsze szczegóły można znaleźć w wielu obszernych publikacjach na ten temat [41—43]. Optyczna spektroskopia nasyceniowa jest wykorzystywana także w przypadku ciała stałego, np. jonów  $\text{Nd}^{3+}$  w kryształach  $\text{LaF}_3$ . Tutaj analogia do techniki NMR jest bardziej uderzająca [44].

Dwufotonowa spektroskopia absorpcyjna w zakresie częstości optycznych, przewidziana przez Goepfert-Mayer [45], została zastosowana po raz pierwszy przez Kaisera i Garretta [46] w przypadku jonów  $\text{Eu}^{2+}$  w  $\text{CaF}_2$ . Kiedy dwa fotony mają różne wektory falowe, wówczas można poszukiwać wzbudzenia odpowiadającego energii  $2\hbar\omega$  i wektorowi falowemu  $\mathbf{k}(\omega) + \mathbf{k}'(\omega)$ . Fröhlich [47] zastosował tę spektroskopię zależną od wektora falowego do ekscytonowych gałęzi: podłużnej i poprzecznej, w  $\text{CuCl}$ , zmieniając kąt pomiędzy  $\mathbf{k}$  i  $\mathbf{k}'$ . Czebotajew [48] zaproponował zastosowanie dwufotonowej absorpcji bezdopplerowskiej do gazu. Rozważmy ponownie dwie wiązki rozchodzące się w przeciwnych kierunkach. Dobierzmy częstość  $\omega$  tak, aby  $2\omega = \omega_{ba}$  odpowiadało odległości dwu poziomów o tej samej parzystości. Wszystkie akty absorpcji są rezonansowe niezależnie od prędkości atomów, w przypadku kiedy jeden foton pochodzi z wiązki o wektorze falowym  $\mathbf{k}$ , a drugi z wiązki o wektorze falowym  $\mathbf{k}' = -\mathbf{k}$ . Częstości  $\omega + \mathbf{k}\mathbf{v}$  i  $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$  charakteryzujące fotony w obu wiązkach, widziane w układzie współrzędnych związanym z atomem zawsze dają w sumie  $\omega_{ba}$ . Sygnał dwufotonowej absorpcji wykazuje więc wielką ostrość-charakter bezdopplerowski, co zostało sprawdzone doświadczalnie niezależnie w trzech laboratoriach [49—51]. Dzięki temu możliwe jest badanie z wielką rozdzielczością stanów silnie wzbudzonych, łącznie ze stanami rydbergowskimi, o tej samej parzystości co stan podstawowy [52]. Powtórnie odsyłam Czytelnika do literatury [41, 43] po bliższe szczegóły.

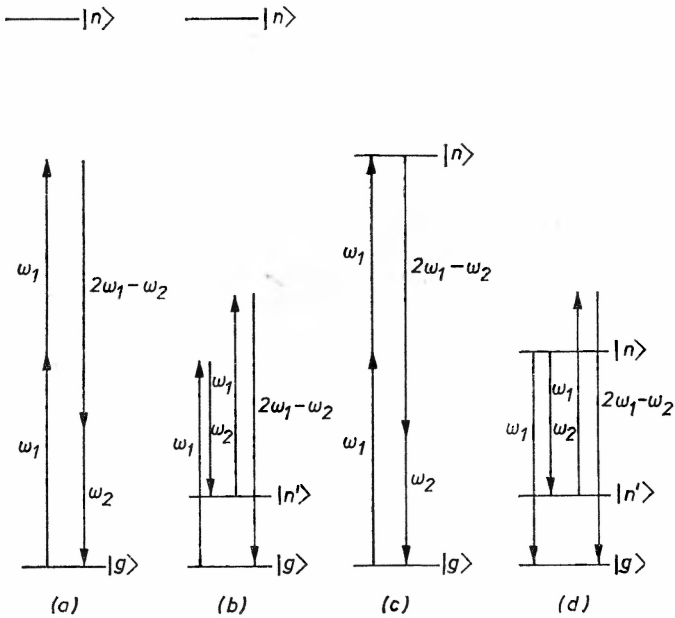
Jest, naturalnie, ścisła odpowiedniość pomiędzy absorpcją dwufotonową a zjawiskami typu zjawiska Ramana. Ośrodek charakteryzujący się normalną różnicą obsadzeń dwu poziomów  $|a\rangle$  i  $|b\rangle$  takich, że przejście pomiędzy nimi jest aktywne ramanowsko, wykazuje w obecności silnej wiązki pompującej o częstości  $\omega_L$  wzmocnienie dla częstości stokesowskiej  $\omega_s = \omega_L - \omega_{ba}$ . Owyong [53] np. uzyskał rozszczepienie struktury subtelnej w gałęzi  $Q$  pasma oscylacyjno-rotacyjnego cząsteczki metanu posługując się techniką wymuszonego rozpraszania ramanowskiego. Można również za pomocą tych nieliniowych technik bezpośrednio porównywać wzmocnienie ramanowskie i straty w absorpcji dwufotonowej.

## Spektroskopia mieszania czterofalowego

Nieliniowość  $\chi^{(3)}$  opisuje sprzężenie czterech fal świetlnych, przy tym pewne typowe geometrie wektorów falowych spełniające obie zasady zachowania: energii i pędu pól elektromagnetycznych, są uwidocznione na rys. 7. Powstawanie nowej wiązki o częstości

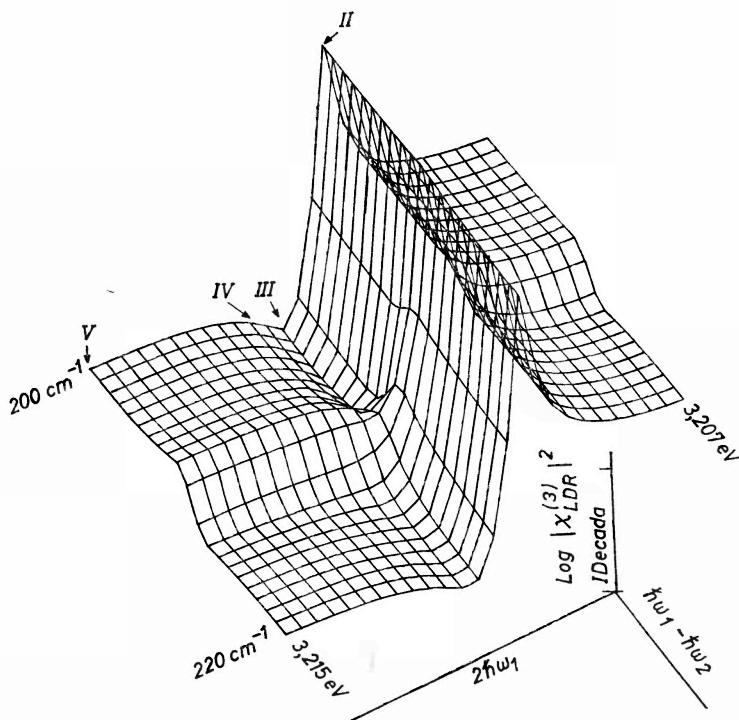


Rys. 7. Niektóre typowe geometrie wektorów falowych dla zjawiska mieszania 4 fal świetlnych



Rys. 8. Wytwarzanie nowej wiązki o częstotliwości  $2\omega_1 - \omega_2$  z dwu wiązek padających o częstotliwościach odpowiednio  $\omega_1$  i  $\omega_2$  zgodnie z geometrią z rys. 7: a) mieszanie nierezonansowe, b) pośredni rezonans ramanowski (spójne rozproszenie ramanowskie antystokesowskie czyli CARS), c) pośredni rezonans dwufotonowy absorpcyjny, d) jednofotonowy CARS wzmocniony rezonansowo

$2\omega_1 - \omega_2$  związane z wiązkami padającymi o częstości  $\omega_1$  i  $\omega_2$  w geometrii z rys. 7b zostało zademonstrowane przez Makera i Terhunego [54, 55]. Badacze ci wykrywali spójne antystokesowskie rozpraszanie ramanowskie w cieczach organicznych, w których nieliniowa stała sprzężenia  $\chi^{(3)}$  wykazuje rezonans typu ramanowskiego o częstości pośredniej  $\omega_1 - \omega_2$ , jak to jest pokazane na rys. 8b. Wzmocnienie może także wystąpić w rezonansie przy częstości pośredniej  $2\omega_1$ . Jest więc możliwe, przy zastosowaniu wiązek światła z dziedziny widzialnej i przezroczystego kryształu, uzyskanie informacji o rezonansie i właściwościach dyspersyjnych wzbudzeń materiałowych w podczerwieni [56, 57] i nadfiolecie [58]. Pewien przykład tego rodzaju spektroskopii nieliniowej jest pokazany na



Rys. 9. Dwuwymiarowe przedstawienie dyspersji nieliniowej podatności  $\chi^{(3)}$  w chlorku miedzi (wg [58])

rys. 9. Dwuwymiarową dyspersję  $\chi^{(3)}(-2\omega_1 + \omega_2, \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$  w CuCl można mierzyć, kiedy  $2\omega_1$  zmienia się w pobliżu ostrego rezonansu ekscytonowego  $Z_3$ , podczas gdy równocześnie  $\omega_1 - \omega_2$  podlega zmianom w pobliżu podczerwonego rezonansu polarytonowego. Interferencja obu zespolonych rezonansów ze sobą jak również interferencja ich rzeczywistych części z nierezonansowym przyczynkiem od tła do  $\chi^{(3)}$  prowadzi do bezpośredniego porównania tych nieliniowości.

Spektroskopię czterofalowego mieszania zależnego od wektora falowego realizowaną w drodze zmiany kąta pomiędzy padającymi wiązkami zaproponował najpierw De Martini [59].

Przypadek spotęgowania procesu CARS (*Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy* — antystokesowska spektroskopia ramanowska światła spójnego — K. R.) przez rezonanse absorpcyjne jednofotonowe był badany przez wiele grup [60—62]. Rys. 8d przedstawia przykład takiej sytuacji. Technika CARS jest wykorzystywana do kontroli składu i profilu temperatury w płomieniach. W tej i w innych sytuacjach, przy występowaniu znacznego promieniowania ciał żarzących się lub fluorescencji, technika koherentna dostarcza dodatkowej eliminacji tła [63].

Ważnym, ostatnio znalezionym, zastosowaniem czterofalowego mieszania jest sprzężenie fazowe [64]. Odwrócenie względem czasu czoła fali otrzymuje się wykorzystując układ z degeneracją częstości w geometrii rozproszenia podanej na rys. 7c. Silne pole stojącej fali pompującej daje dwie wiązki o częstości  $\omega$  i wektorach falowych  $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_3$ . Jako ośrodek nieliniowy może służyć ciekły  $\text{CS}_2$ , para Na, InSb, jakaś ciecz lub każdy inny ośrodek [65]. Wiązkę sygnałową o tej samej częstości  $\omega$  charakteryzuje wektor falowy  $\mathbf{k}_2$  tworzący dowolny, mały kąt z  $\mathbf{k}_1$ . W czterofalowym procesie rozproszenia nowa wiązka o wektorze falowym  $\mathbf{k}_4 = -\mathbf{k}_2$  powstaje dzięki nieliniowej polaryzacji  $P_4(\omega) = \chi^{(3)}(-\omega, \omega, \omega, -\omega)E_1 E_2^* E_3 e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}}$ . Należy zauważyć, że nie tylko wektor falowy jest odwrócony, ale także i faza, ponieważ  $E_2^* = |E_2| \exp(-i\phi_2)$ . To oznacza, że wsteczna fala stanowi odwrócenie względem czasu fali sygnałowej. Jeżeli front falowy tej ostatniej uległ zniekształceniom w trakcie rozchodzenia się w ośrodku, to te zniekształcenia powinny ulec kompensacji, kiedy fala wsteczna powraca poprzez ten sam ośrodek. Amplituda fali wstecznej może rosnąć, ponieważ w omawianym procesie parametrycznym z każdej z dwóch wiązek pompujących jest pobierane po jednym fotonie przekazywanym następnie do wiązek: sygnałowej i fazowo sprzężonej. Ten proces może być rozpatrywany także jako momentalna holografia w czasie rzeczywistym [66]. Fala sygnałowa wytwarza z każdą z wiązek pompujących interferencyjny rozkład natężeń. Fizyczną przyczynę powstawania siatki mogą stanowić zmiany temperatury, gęstości nośników, związanych ładunków przestrzennych, orientacji cząsteczkowej zależnie od materialnego ośrodka. Druga wiązka pompująca służy do odczytania tego hologramu i jest rozpraszana jako fala fazowo sprzężona.

Inna odmiana w przybliżeniu zdegenerowanego, ze względu na częstość, czterofalowego mieszania światła doprowadziła ostatnio do stwierdzenia spójności indukowanej zderzeniami [67]. Dwie wiązki o częstości  $\omega_1$  padają w płaszczyźnie pionowej na naczynko zawierające parę sodu i hel jako gaz buforujący. Trzecia wiązka o zmiennej częstości pada w płaszczyźnie poziomej. Obserwuje się powstanie w płaszczyźnie poziomej wiązki o innym kierunku i o częstości  $2\omega_1 - \omega_2$ . Nowa wiązka wykazuje rezonansowe zmiany natężenia dla  $\omega_1 = \omega_2$  i  $\omega_1 - \omega_2 = 17 \text{ cm}^{-1}$ , co odpowiada subtelnemu rozszczepieniu dubletu 3P atomów sodu. Rezonanse te występują jednak tylko w obecności zderzeń. Ich natężenie zmienia się liniowo lub kwadratowo z ciśnieniem cząsteczkowym helu [68]. Tego rodzaju paradoks, że zderzenia niszczące stosunki fazowe mogą przyczynić się do powstawania spójnej wiązki światła, można rozstrzygnąć następująco. W czterofalowym mieszanym wkład do wyniku końcowego dają liczne różnorodne diagramy rozproszenia [60, 61]. Zdarza się, że różne spójne drogi, w rozpatrywanym przypadku mieszania fal, dają interferencję destruktywną. Zderzenia atomów sodu niszczą te destruktywne interferencje.

## Nieliniowość wyższych rzędów

Wyrazy wyższych rzędów w perturbacyjnym rozwinięciu równania (1) zdają sprawę z wytwarzania wyższych harmonicznych oraz zjawisk wzbudzenia wielofotonowego. Achmanow przebadał wytwarzanie czwartych harmonicznych w kryształach mrówczanu litu i piątej harmonicznej w kalcycie. Reintjes i in. [70] wytworzyli spójne promieniowanie w nadfiolecie próżniowym o długości fali 52,2 nm i 38,02 nm jako piątą i siódmą harmoniczną impulsu laserowego o długości fali 266 nm zogniskowanego w helu gazowym. Promieniowanie o długości fali 266,1 nm, samo, było otrzymane w drodze dwu kolejnych podwojeń częstości lasera neodymowego  $\text{Nd}^{3+}$  o długości fali 1,06  $\mu\text{m}$ . Promieniowanie w podczerwieni o tej długości fali może wywołać emisję fotoelektryczną z wolframu. Konieczna jest energia 4 fotonów dla wykonania pracy wyjścia. Natężenie prądu fotoelektrycznego jest proporcjonalne do czwartej potęgi natężenia światła lasera [71].

Pionierem w dziedzinie badania wielofotonowej jonizacji atomów i cząsteczek był Prochorow ze współpracownikami [72]. Mamy wyraźne potwierdzenie jonizacji ksenonu przez 11 fotonów odpowiadających długości fali 1,06  $\mu\text{m}$ . Natężenie prądu jonowego rośnie proporcjonalnie do jedenastej potęgi natężenia [73]. Wymagane natężenia światła lasera są tak wielkie, że potrzebna jest najwyższa ostrożność, aby uniknąć lawinowej jonizacji zapoczątkowywanej przez elektrony wyrwane z zanieczyszczeń łatwiej ulegających jonizacji.

Atomy i cząsteczki mogą być jonizowane, oczywiście, stopniowo. Może być osiągnięty rzeczywisty związany stan wzbudzony, a dalsze wzbudzenie prowadzi poza granicę jonizacji. Wielofotonowe wzbudzenia laserowe są pożyteczne również w spektroskopii stanów autojonizujących [74].

Pośrednie rezonanse w zjawisku jonizacji stopniowej stanowią element selektywności. Jonizacja pojedynczych atomów może być wykrywana z pomocą licznika Geigera-Müllera. Jonizacyjna spektroskopia rezonansowa [75] wykorzystuje ten detektor wraz z jednym lub większą liczbą przestrajalnych laserów barwnikowych. Można wykryć obecność jednego atomu wśród  $10^{20}$  atomów innego rodzaju. Dzięki temu trwale lub nietrwale atomy pochodzące z rozpadu mogą być identyfikowane w koincydencji z zanikiem atomów, z których pochodzą. Skrajnie niski poziom zliczania może pomóc także w pomiarach produktów odwrotnego rozpadu  $\beta$  wywołanego przez strumień słonecznych neutronów [75].

Liczne cząsteczki wieloatomowe wykazujące absorpcję blisko linii emisyjnych w podczerwieni pochodzących z impulsowych laserów  $\text{CO}_2$  mogą dysocjować nie w zderzeniach, lecz w prawdziwych reakcjach jednocząsteczkowych [76, 77]. W wielu przypadkach potrzeba więcej niż 30 kwantów odpowiadających długości fali 9,6 lub 10,6  $\mu\text{m}$ , aby osiągnąć granicę jonizacji. Niemniej jednak szybkość w poszczególnych stopniach okazuje się zależna od kolejnych jednofotonowych procesów absorpcji (i emisji) [78]. Wydajność dysocjacji zależy od całkowitej energii dostarczanej w impulsie i nie zależy, w znacznej mierze, od czasu trwania impulsu (lub szczytowego natężenia). To można zrozumieć biorąc pod uwagę znaczną gęstość stanów w cząsteczce wieloatomowej o wysokim stopniu wzbudzenia oscylacyjnego. Energia zaabsorbowana w jednym stopniu swobody jest szybko rozdzielana (ekwipartycja) na inne stopnie swobody. Wewnątrzcząsteczkowe czasy re-

laksacji w silnie wzbudzonej cząsteczce wieloatomowej często bywają niezwykle krótkie, rzędu pikosekundy ( $10^{-12}$  s).

Fotochemia w podczerwieni cząsteczek w stanach silnego wzbudzenia była stymulowana przez dostępność laserów wysokiej mocy. Do laserowego rozdzielania izotopów może być wykorzystana zarówno wielofotonowa dysocjacja jak i jonizacja [77].

### Optyczne stany nieustalone

Rozwinięcie perturbacyjne w równaniu (1) jest zbieżne jedynie wtedy, kiedy częstość Rabiego,  $\hbar^{-1}|ex|_{ba}|E|$ , proporcjonalna do elementu macierzowego elektrycznego momentu dipolowego przejścia i amplitudy pola, jest mała w porównaniu z odstrojeniem od rezonansu  $\omega - \omega_{ba}$ , lub mała w porównaniu z szerokością jednorodną lub stałą tłumienia rezonansu  $\Gamma_{ba}$ . Kiedy ten warunek nie jest spełniony, pojawiają się bardzo interesujące optyczne zjawiska nieliniowe. Mają one i tym razem zwiastunów w zjawisku rezonansu magnetycznego i obejmują między innymi swobodny zanik indukcji [79], nutację optyczną [79], echo optyczne [80, 81] i rozszczepione rezonanse połowe [82]. Jednoznaczna odpowiedniość ewolucji dowolnego układu dwupoziomowego i ruchu układu o spinie  $1/2$  w rezonansie magnetycznym dostarcza właściwej podstawy dla opisu i odznacza się także walorami heurystycznymi [83, 84].

Samowymuszona przezroczystość [85] jest związana z rozchodzeniem się odosobnionej fali optycznej czyli solitonu, występuje ona wtedy, kiedy silny impuls świetlny wnika do ośrodka materialnego wykazującego ostry rezonans absorpcyjny. Część przednia impulsu wzbudza przejście rezonansowe, następnie energia jest przekazywana zwrótnie ze wzbudzonego stanu rezonansowego do pozostałej części impulsu. W wyniku tego każdy dwupoziomowy składnik zbioru wykonuje w obracającym się układzie współrzędnych całkowity obrót wokół pola efektywnego [83]. W przypadku takiego właśnie impulsu  $2\pi$  nie ma rozpraszania energii elektromagnetycznej w ośrodku<sup>1</sup>, jednak prędkość transportu energii ulega zmniejszeniu. Część energii zmagazynowana w ośrodku nie daje wkładu do procesu transportu.

Zrozumienie pojęcia fotonu zostało pogłębione dzięki poznaniu zjawiska emisji spontanicznej w obecności silnego spójnego pola promieniowania [86, 87], zjawisk kooperatywnego promieniowania związanych ze stanami nadpromienistymi [88] i statystycznych właściwości [89, 90] pól elektromagnetycznych ze skorelowanymi fazami.

Krótkie impulsy optyczne są wykorzystywane wydatnie dla celów badań zjawisk nieustalonych zależnych od czasu i pomiarów krótkich czasów relaksacji. Bardzo mocne impulsy o czasie trwania około 10 ps ( $10^{-11}$  s) można łatwo otrzymać stosując technikę synchronizacji modów. Na ogół, pierwszy krótki impuls wzbudza ośrodek, a próbkując go drugi impuls następujący ze zmiennym opóźnieniem. Pierwszy impuls może np. wzbudzić

<sup>1</sup> Tutaj  $2\pi$  wiąże się z powierzchnią zawartą pod obwiednią fali elektrycznej impulsu rozchodzącego się w kierunku osi  $z$ :

$$\frac{e\langle a|r|b\rangle}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t, z) dt = 2\pi,$$

gdzie licznik ułamka oznacza prawdopodobieństwo wzbudzenia atomów ośrodka (przyp. tłum.).



dząc oscylacje cząsteczkowe w drodze wymuszonego efektu Ramana. Ta spójna oscylacja będzie oddziaływać z drugim impulsem dając składową antystokesowską. Impuls pikosekundowy przebiegając przez naczynko z wodą wytwarza prawie ciągle widmo światła białego dzięki modulacji fazowej. Taki „biały” impuls pikosekundowy może być wykorzystany do próbkowania zmian w absorpcji wywołanych przez pierwszy impuls. Takie techniki zostały rozwinięte i pogłębione przez Kaisera [91] i innych [92]. Zupełnie niedawno osiągnięto aż tak krótki impuls światła jak  $4 \cdot 10^{-14}$  s.

Można też, stosując impuls pikosekundowy, stopić cienką warstwę powierzchniową metalu, stopu lub półprzewodnika. Po wygaśnięciu impulsu warstwa ta (grubości 10—20 nm) krzepnie szybko w wyniku przewodnictwa cieplnego do chłodnego wnętrza. Osiąga się szybkość chłodzenia  $10^{13}$  °C/s. Staje się więc możliwe zamrożenie faz bezpostaciowych lub innych normalnie nietrwałych konfiguracji [93]. Dzięki temu otwierają się dla badań nowe uwarunkowania kinetyki ciała stałego.

## Konkluzja

Optyka nieliniowa rozwinęła się na miarę znaczącego rozdziału fizyki. Pojawienie się laserów wielkiej mocy szczytowej znaczy jej początek. Dostępność przestrajalnych laserów barwnikowych umożliwiła przeprowadzenie szczegółowych badań z zakresu spektroskopii nieliniowej w widzialnym przedziale widma od 0,35 do 0,9  $\mu\text{m}$ . Odwrotnie, techniki nieliniowe pozwoliły rozszerzyć zakres widmowy strojonego promieniowania spójnego. Wytwarzanie harmonicznych, konwersja parametryczna i wymuszone rozproszenie ramanowskie w różnych rzędach doprowadziły do rozszerzenia tego zakresu w granicach od nadfioletu próżniowego [94] do dalekiej podczerwieni [95]. Obszar miękkich promieni X ciągle jeszcze jest wyzwaniem.

Nieliniowe zjawiska optyczne mają zasadnicze znaczenie w wielu zastosowaniach. Modulatory i demodulatory znajdują zastosowanie w układach telekomunikacyjnych. Wysycalna absorpcja i wzmocnienie grają istotną rolę przy uzyskiwaniu ultrakrótkich impulsów. Zakres pomiarów przebiegów czasowych może być rozszerzony do femtosekund ( $10^{-15}$  s). Otwiera to nowe możliwości w badaniach materiałowych i w kinetyce chemicznej. Dokładne zrozumienie zjawisk nieliniowych ma wielkie znaczenie dla postępu metrologii czasu i długości łącznie z zastosowaniem do problemów geologicznych i kosmologicznych.

Dziedzina spektroskopii nieliniowej szybko dojrzała, ale ciągle jeszcze przedstawia wiele możliwości dalszych odkryć i zastosowań. Rozliczne są zastosowania w chemii, biologii, medycynie, inżynierii materiałowej, a zwłaszcza w dziedzinie telekomunikacji i przetwarzania informacji. Alfred Nobel cieszyłby się z tego wzajemnego oddziaływania fizyki i inżynierii.

Pragnę wyrazić mą wdzięczność swym współpracownikom i doktorantom byłym i obecnym, jak również wielu moim kolegom rozproszonym po całym świecie, których prace z optyki nieliniowej cytowane lub niecytowane są także uhonorowane przez tę nagrodę.

Tłumaczył: *Kazimierz Rosiński*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa



## Literatura

- [1] C. H. Townes, w: *Nobel Lectures in Physics*, t. 4, Elsevier, Amsterdam 1972, str. 58.
- [2] N. G. Basov, *ibid.*, str. 89.
- [3] A. M. Prokhorov, *ibid.*, str. 110.
- [4] H. Salinger, *Arch. Elektrotech.* **12**, 268 (1923).
- [5] H. A. Lorentz, *Theory of Electrons*, Teubner, Leipzig 1909.
- [6] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, *Phys. Rev.* **73**, 679 (1948).
- [7] R. V. Pound, *Phys. Rev.* **79**, 685 (1950).
- [8] A. Kastler, *Nobel Lectures in Physics*, t. 4 Elsevier, Amsterdam, 1972, str. 186.
- [9] A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **91**, 476 (1953).
- [10] T. R. Carver, C. P. Slichter, *Phys. Rev.* **102**, 975 (1956).
- [11] Por. np. A. Abragam, *Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, London 1960; M. Goldman, *Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids*, Oxford University Press, London, 1970.
- [12] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **104**, 324 (1956).
- [13] N. G. Basov, A. M. Prokhorov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **28**, 249 (1955).
- [14] H. E. D. Scovil, E. O. Schultz-du Bois, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 262 (1959).
- [15] N. Bloembergen, S. Shapiro, P. S. Pershan, J. O. Artman, *Phys. Rev.* **114**, 445 (1959).
- [16] R. W. Wilson, Nobel Lecture 1978 in *Rev. Mod. Phys.* **51**, 767 (1979); także *Postępy Fizyki* **31**, 361 (1980)
- [17] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [18] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [19] P. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [20] A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, P. O. Johnson, *Phys. Rev.* **99**, 1961 (1955).
- [21] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **128**, 606 (1962).
- [22] N. Bloembergen, Y. R. Shen, *Phys. Rev.* **133**, A37 (1963).
- [23] S. A. Akhmanov, R. W. Khokhlow, *Problems in Nonlinear Optics*, Academy of Sciences USSR, Moscow 1964.
- [24] N. Bloembergen, P.S. Pershan, *Phys. Rev.* **128**, 606 (1962).
- [25] H. A. Lorentz, *Collected Papers*, t. 1, Martinus Nyhoff, The Hague 1935.
- [26] N. Bloembergen, H. J. Simon, C. H. Lee, *Phys. Rev.* **181**, 1261 (1969).
- [27] F. DeMartini, M. Colloci, S. E. Kohn, Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1223 (1977).
- [28] A. J. Schell, N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **A18**, 2592 (1978).
- [29] W. Heisenberg, H. Euler, *Z. Phys.* **98**, 714 (1936).
- [30] J. A. Giordmaine, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 19 (1962).
- [31] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenhoff, C. M. Savage, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 21 (1962).
- [32] W. Seka, S. D. Jacobs, J. E. Rizzo, R. Boni, R. S. Craxton, *Opt. Commun.* **34**, 469 (1980).
- [33] A. Szoke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
- [34] R. A. MacFarlane, W. R. Bennett Jr., W. E. Lamb Jr., *Appl. Phys. Lett.* **2**, 189 (1963).
- [35] W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **134**, 1429 (1964).
- [36] J. L. Hall, C. J. Bordé, K. Uehara, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1339 (1976).
- [37] L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 147 (1967).
- [38] D. A. Jenning, F. R. Petersen, K. M. Evenson, w *Laser Spectroscopy IV*, red. H. Walther, K. W. Rothe, Springer, Heidelberg 1979, str. 39.
- [39] K. M. Baird, D. S. Smith, B. C. Whitford, *Opt. Commun.* **31**, 367 (1979); W. R. C. Rowley, K. C. Shotton, P. T. Woods, *ibid.* **34**, 429 (1980).
- [40] A. L. Schawlow, *Les Prix Nobel 1981*, Almqvist and Wiksell International, Stockholm 1982; także *Rev. Mod. Phys.* **54**, 697 (1982); także *Postępy Fizyki* **34**, 245 (1983).
- [41] *High-Resolution Laser Spectroscopy*, red. K. Shimoda, Springer, Berlin, Heidelberg 1976.
- [42] V. S. Letochow, V. P. Chebotayew, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer, Berlin 1977.
- [43] M. D. Levenson, *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy*, Academic Press, New York 1982. Autor dziękuje dr M. D. Levensonowi za użyczenie preprintu jego manuskryptu.

- [44] R. M. McFarlane, R. M. Shelby, *Opt. Lett.* **6**, 96 (1981).
- [45] M. Goeppert-Meyer, *Ann. Phys. (Germany)* **9**, 273 (1931).
- [46] W. Kaiser, G. C. B. Garrett, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961).
- [47] D. Fröhlich, B. Staginnus, E. Schönherr, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1032 (1967).
- [48] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayew, A. V. Shishaew, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **12**, 161 (1970); także *JEPT Lett.* **12**, 113 (1970).
- [49] B. Cagnec, G. Grynberg, F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 643 (1974).
- [50] M. D. Levenson, N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 645 (1974).
- [51] T. W. Hansch, K. C. Harvey, G. Meisel, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **11**, 50 (1974).
- [52] B. P. Stoicheff, E. Weinberger, w *Laser Spectroscopy IV*, ed. H. Walther, K. W. Rothe, Springer, Heidelberg 1979, str. 264.
- [53] A. Owyong, C. W. Patterson, R. S. McDowell, *Chem. Phys. Lett.* **59**, 156 (1978). Historyczny przegląd wcześniejszych prac na temat wymuszonego efektu Ramana: N. Bloembergen, *Am. J. Phys.* **35**, 989 (1967).
- [54] R. W. Terhune, *Solid State Design*, **4**, 38 (1963).
- [55] P. D. Maker, R. W. Terhune, *Phys. Rev.* **137**, A801 (1965).
- [56] M. D. Levenson, N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **B10**, 4447 (1974).
- [57] H. Lotem, R. T. Lynch Jr., N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **A14**, 1748 (1976).
- [58] S. D. Kramer, N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **B14**, 4654 (1976).
- [59] J. P. Coffinet, F. DeMartini, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 60 (1969).
- [60] N. Bloembergen, H. Lotem, R. T. Lynch Jr., *Indian J. Pure and Appl. Phys.* **16**, 151 (1978).
- [61] B. Attal, O. O. Schnepp, J. -P. E. Taran, *Opt. Commun.* **24**, 77 (1978). S. A. J. Druet, J. -P. E. Taran, Ch. J. Bordé, *J. Phys. (France)*, **40**, 819 (1979).
- [62] L. A. Carreira, J. P. Goss, T. B. Malloy Jr. *J. Chem. Phys.* **69**, 855 (1978).
- [63] A. C. Eckbreth, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 421 (1978).
- [64] R. W. Hellwarth, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 1 (1977).
- [65] Np.: *Opt. Lett.* **5**, 51, 102, 169, 182, 252 (1980) i odsyłacze w nich.
- [66] D. Gabor, *Les Prix Nobel* 1971, Nordsted, Stockholm 1972, str. 169.
- [67] Y. Prior, A. R. Bogdan, M. Dagenais, N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 111 (1981).
- [68] N. Bloembergen, A. R. Bogdan, M. Downer, w *Laser Spectroscopy V*, red. A. R. W. Kellam, T. Oka, B. Stoicheff, Springer, Heidelberg 1981, str. 157.
- [69] S. A. Akhmanov, w *Nonlinear Spectroscopy*, red. N. Bloembergen, E. Fermi Course 64, North-Holland, Amsterdam 1977, str. 239.
- [70] J. Reintjes, R. C. Eckardt, C. Y. She, N. E. Karangelen, R. C. Elton, R. A. Andrews, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1540 (1976), *Appl. Phys. Lett.* **30**, 480 (1977).
- [71] J. H. Bechtel, W. L. Smith, N. Bloembergen, *Opt. Commun.* **13**, 56 (1975).
- [72] F. V. Bunkin, A. M. Prokhorov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 1090 (1964); F. V. Bunkin, R. V. Karapetyan, A. M. Prokhorov, *ibid.* **47**, 216 (1964).
- [73] C. LeCompte, G. Mainfray, C. Manus, F. Sanchez, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 265 (1972).
- [74] J. A. Armstrong, J. J. Wynne, w *Nonlinear Spectroscopy*, red. N. Bloembergen, E. Fermi Course 64, North-Holland, Amsterdam 1977, str. 152.
- [75] G. S. Hurst, S. D. Kramer, J. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 767 (1979).
- [76] N. R. Isenor, M. C. Richardson, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 225 (1971).
- [77] R. V. Ambartsumian, V. S. Letokhov, E. A. Ryabov, N. V. Chekalin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **20**, 597 (1974).
- [78] N. Bloembergen, *Opt. Commun.* **15**, 416 (1975).
- [79] R. G. Brewer, w *Nonlinear Spectroscopy*, red. N. Bloembergen, E. Fermi Course 64, North-Holland, Amsterdam 1977, str. 87.
- [80] N. A. Kurnit, I. D. Abella, S. R. Hartman, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567 (1964); *Phys. Rev.* **141**, 391 (1966).
- [81] T. W. Mossberg, F. Whittaker, R. Kachru, S. R. Hartmann, *Phys. Rev.* **A22**, 1962 (1980).
- [82] M. M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 757 (1977).
- [83] I. I. Rabi, N. F. Ramsey, J. S. Schwinger, *Rev. Mod. Phys.* **26**, 167 (1954).
- [84] R. P. Feynman, F. L. Vernon, R. W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **28**, 49 (1957).

- [85] S. L. McCall, E. L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 908 (1967); *Phys. Rev.* **183**, 457 (1969).
- [86] B. R. Mollow, *Phys. Rev.* **188**, 1969 (1969).
- [87] C. Cohen-Tannoudji, S. Reynaud, *J. Phys.* **B10**, 345 (1977).
- [88] H. M. Gibbs, Q. H. F. Vrehen, H. M. J. Hikspoors, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 547 (1977).
- [89] R. Glauber, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [90] Np.: *Coherence and Quantum Optics IV*, red. L. Mandel, E. Wolf, Plenum, New York 1978.
- [91] D. von der Linde, A. Laubereau, W. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 954 (1971).
- [92] Np.: *Ultrashort Light Pulses*, red. S. L. Shapiro, Springer, Heidelberg 1977.
- [93] J. M. Liu, R. Yen, H. Kurz, N. Bloembergen, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 755 (1981).
- [94] S. E. Harris, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 398 (1977); S. E. Harris et al. w *Laser Spectroscopy V*, red. A. R. W. McKellan, T. Oka, B. Stoicheff, Springer, Heidelberg 1981, str. 437.
- [95] R. L. Byer, R. L. Herbst, w *Nonlinear Infrared Generation*, Ed. Y. R. Shen, Springer, Heidelberg 1977, str. 81; V. T. Nguen, T. J. Bridges, *ibid.*, str. 140; J. J. Wynne, P. P. Sorokin, *ibid.*, str. 160.

## W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

*Maciej Kucharski*

TESLA — VÚST

Praga, Czechosłowacja

**Zygmunt Florenty Wróblewski — szkic o życiu i twórczości w okresie przed skropleniem powietrza****Zygmunt Florenty Wróblewski — His Life and Work in the Period Before Obtaining Liquid Air**

Stulecie skroplenia powietrza przez Wróblewskiego i Olszewskiego, które wypada w bieżącym (1983) roku, jest dla polskiej fizyki szczególnie piękną rocznicą, rocznicą wydarzenia, które bardzo rozślawiło jej imię na świecie. Warto przy tej okazji przypomnieć postać jednego z twórców tego osiągnięcia Zygmunta Florentego Wróblewskiego (1845—1888) i zastanowić się nad jego pozycją i osiągnięciami przed sukcesem jakim było skroplenie tlenu.

Zygmunt Florenty Wróblewski urodził się w Grodnie dnia 28 października 1845 roku, z ojca Antoniego i matki Karoliny z Mańkowskich. Był jednym z jedenaściorga dzieci, z których osiem dorosło. Początkowe wykształcenie uzyskał w domu rodzinnym od matki. Była to wspaniała kobieta, która żyjąc w skromnych warunkach potrafiła dać swym dzieciom nie tylko miłość macierzyńską, ale także solidne wychowanie i zaszcześcić przy tym wyższe ideały. Wróblewski wyniósł z domu miłość do muzyki i do malarstwa. Dobrze rysował i grał na fortepianie. Dalsze wykształcenie zyskuje w gimnazjum w Grodnie, które kończy 31.7.1862 ze srebrnym medalem i prawem pierwszeństwa przy przyjęciu do służby cywilnej. Jesienią podąża szlakiem licznej ambitnej młodzieży z kresów Rzeczypospolitej na studia do Kijowa. Zapisuje się na wydział matematyczno-przyrodniczy tamtejszego Uniwersytetu, lecz nie dane mu było w spokoju studiować. Wybuch powstania styczniowego wciąga go w wir akcji konspiracyjnych i aktywnego działania dla dobra narodu polskiego. Powstanie na Ukrainie załamuje się szybko i Wróblewski zostaje aresztowany 23 lipca 1863 [1]. Przez około 16 miesięcy [2] przebywa w więzieniach w Grodnie i w Wilnie i tylko dzięki młodemu wiekowi unika kary śmierci. Przy końcu 1864 r. zostaje zesłany do Tomsku, do którego przybył 8 lipca 1865 roku [1]. Dzięki staraniom rodziny

zostaje przeniesiony w 1867 r. do Cywilska, małego miasteczka o łagodniejszym klimacie. Wolność uzyskuje dzięki ogólnej amnestii dla powstańców polskich i już 7 lutego 1869 [1] przyjeżdża do Warszawy. O jego pobycie na Syberii niewiele wiadomo. W Tomsku poprawiał swą sytuację finansową daniem korepetycji, a chcąc utrzymać się na dobrym poziomie intelektualnym czytywał wszystko, co mu wpadło do ręki z nauk przyrodniczych. Pobyt w Cywilsku (mniejszym miasteczku niż Tomsk), gdzie panowała pustka intelektualna, był dla niego o wiele cięższy [2]. Jego silny duch nie mógł się z tym pogodzić i nie chciał się poddać otępieniu. Miał wiele czasu i chęci, aby kontynuować rozpoczęte studia w nowych warunkach, przynajmniej jako samouk. Rozpalony młody umysł, nie-doświadczony w pracy naukowej, bez odpowiedniego nauczyciela i doradcy wytworzył nową teorię powstawania elektryczności. Założenia jej były błędne, ale dla Wróblewskiego była ideą przewodnią, dla której warto było żyć i ponosić największe trudy. Praca nad ową teorią pomogła mu przetrwać na zesłaniu.

Po uzyskaniu wolności Wróblewski stara się kontynuować studia, ale wszystkie szkoły w imperium rosyjskim były dla niego już niedostępne. Pracuje więc dalej sam nad sobą, studiuje fizykę i matematykę, a jednocześnie uczy się języków obcych z myślą o podjęciu studiów za granicą. Przebyte więzienia i katorga nadszarpane jego zdrowie, a postępująca krótkowzroczność groziła mu całkowitą ślepotą. Na polecenie dra B. Gepnera z Warszawy udaje się Wróblewski w lipcu 1869 [1] do Berlina do najsynniejszej w tym czasie kliniki okulistycznej prof. Albrechta von Graefe'a (1828 — 1870). Tam poddał się dwóm operacjom oczu, które mu ocaliły wzrok. Miał szczęście, bo niedługo po drugiej operacji prof. Graefe zmarł, pozostawiając po sobie wdzięczność w sercach wielu ludzi.

Wyjazd do Berlina łączył także Wróblewski z nadzieją kontynuowania rozpoczętych przed laty studiów. Do uzyskania doktoratu musiał jednak pokonać wiele przeszkód. Po operacji oczu przez pół roku [3] nie mógł wychodzić na światło dzienne, a przez cały rok szkolny 1869/70 nie wolno mu było ani czytać, ani pisać. Nie zniechęciło to jednak Wróblewskiego od uczęszczania na wykłady, na których słuchał Magnusa, Dove'a, Quinckego i Pogendorfa. W czasie wakacji w 1870 r. według zalecenia lekarzy przebywał w Alpach Szwajcarskich. Zapoznał się tam z R. Clausiusem, w tym czasie profesorem fizyki w Bonn, od którego zyskał wiele zachęty do dalszej pracy. W roku akademickim 1870/71 studiuje na Uniwersytecie w Heidelbergu, gdzie stara się pogłębić swą teorię powstania elektryczności, nad którą pracował od czasów zesłania. Przedstawia ją w sierpniu 1871 r. prof. Kirchhoffowi [2], ale spotyka się z chłodną oceną. Próbuje znaleźć zrozumienie u Clausiusa, ale spotyka się z jeszcze mniej sympatycznym przyjęciem [2]. Wróblewski jednak nie traci wiary w swą teorię i ma nadzieję wykonać doświadczenia, które by ją potwierdziły. W połowie października 1871 r. przenosi się do Berlina, gdzie katedrę fizyki objął prof. Hermann von Helmholtz. Udaje mu się przedstawić Helmholtzowi swą teorię. Chociaż został przyjęty życzliwie, doradzono mu, że dopiero przeprowadzenie doświadczeń przekona go, że jest w błędzie. Wtedy stało się dla Wróblewskiego jasne, że nie ma sensu szukać wsparcia u autorytetów naukowych, ale że musi swoją teorię udowodnić sam, własnym doświadczeniem. To była znaczna przeszkoda, ponieważ Wróblewski nie miał na eksperymenty pieniędzy. W owych czasach płaciło się w Berlinie za miejsce w laboratorium rocznie 160 marek, nie licząc wydatków na przyrządy i sprzęt [1]. Na sytuację Wróblewskiego w Berlinie rzucają światło wspomnienia Lamanskiego [2].

„Wielu fizyków rosyjskich, którzy pracowali w laboratorium prof. Helmholtza w Berlinie w 1871/72, pamięta sympatyczną postać Wróblewskiego, jego poważny stosunek do spraw naukowych i to zainteresowanie, jakie żywił dla wszystkich stron życia intelektualnego w Niemczech. Skromne środki materialne w początkowych latach za granicą nie pozwoliły Wróblewskiemu na pracę w laboratorium. Musiał prowadzić bardzo skromne życie, gdyż mógł zaspokoić tylko swoje najniezbędniejsze potrzeby. Niewielką pomoc niebogatych rodziców i skromne honoraria za artykuły popularnonaukowe w gazecie *Syn Ojczyzny* stanowiły jedyne środki, którymi dysponował” [2].

Nie zniechęca to jednak Wróblewskiego. Jego silny charakter nie poddaje się łatwo piętrzącym się trudnościom. Umiłowanie prawdy i chęć przedstawienia jej światu były u niego ogromnie silne. Wpada na śmiały, ale szczęśliwy pomysł. Rozpisał listy do wszystkich profesorów fizyki na uniwersytetach niemieckich ofiarowując im swoje usługi jako asystent za możliwość pracy w laboratorium. Dostał tylko jedną odpowiedź pozytywną, a to od prof. Philippa von Jolly'ego, następcy Ohma na katedrze fizyki w Monachium. Tak dostaje się Wróblewski do jednego z najlepszych nauczycieli fizyki. Jak sam później pisze [4]:

„U Jolly'ego była więcej szkoła dla początkujących i on był bodaj czy nie pierwszym, który rozpoczął regularne wykłady praktycznej fizyki, wykłady teorii metod fizykalnych badań i instrumentów. Dzisiaj trudno znaleźć w południowych Niemczech, a przede wszystkim w Bawarii kogoś nawet pomiędzy nauczycielami gimnazjalnymi matematyki i fizyki, kto by nie pracował w laboratorium Jolly'ego. I obecnie jeszcze ten znakomity badacz przyrody i wielki mistrz na polu ścisłych pomiarów i ścisłych metod badania nie zważając na wiek swój sędziwy kieruje co lata ze świeżością młodzieńczą w swym laboratorium pracą przeszło pięćdziesięciu praktykantów”.

Już w letnim semestrze 1872 r. pracuje z wielkim zapałem, nie mając jednak żadnego doświadczenia w pracach laboratoryjnych posuwa się do przodu powoli. Trudne warunki materialne utrudniają mu pracę. Prof. Józef Rostański wspomina, że w tym okresie Wróblewski „opowiadał zaufanym z goryczą o tych czasach, w których pisywał bezimiennie nędzne artykuły do gazet tylko dla zarobienia na kawałek chleba” [3]

Te ciężkie warunki mają także pozytywne działanie, bo hartują jego ducha, którego zniszczyć nie mogą. W 1873 r. ma już przygotowaną pracę doktorską pt. „Poszukiwania nad wzbudzaniem elektryczności przez środki mechaniczne”. Nie wynikły z niej żadne prawa ogólniejsze, ale Wróblewski rozliczył się tym ze swą syberyjską przeszłością. Na podstawie obrony tej pracy i zdania egzaminu z najwyższą pochwałą (*summa cum laude*) Uniwersytet Monachijski przyznał mu dnia 28 lutego 1874 stopień doktora filozofii. Otwiera mu to możliwość asystentury u prof. Jolly'ego, ale pozostał u niego niedługo. Już w listopadzie 1874 r. na polecenie Jolly'ego zostaje mianowany drugim asystentem u sławnego fizyka doświadczalnego Augusta Kundta na Uniwersytecie w Strasburgu. Kundt objął tę katedrę w 1872 r. przechodząc z Würzburga, a mając duże poparcie rządu niemieckiego rozbudowuje zakład fizyczny. Rząd niemiecki dawał w tym czasie duże dotacje Uniwersytetowi Strasburskiemu chcąc wykazać jego niemieckość po wcieleniu miasta do Niemiec w 1871 r. w wyniku wojny prusko-francuskiej.

Tak to Wróblewski dopiero w 29 roku życia zaczyna mieć ustabilizowaną egzystencję i dobre warunki do pracy naukowej. Owoce nie dają na siebie długo czekać. Pod kierun-



kiem Kundta rozpoczął długoletnią pracę nad dyfuzją gazów w ciałach stałych i cieczech. Wyniki swych badań nad dyfuzją gazów w ciałach pochłaniających przedstawił jako rozprawę habilitacyjną [5], na podstawie której został w marcu 1876 roku docentem fizyki. Stając się samodzielnym pracownikiem ma większe możliwości prowadzenia prac własnych, lecz także zwiększyły mu się wydatnie obowiązki dydaktyczne. Wykłada teorię mechaniczną ciepła, teorię kinetyczną gazów, fizykę molekularną i prowadzi repetytorium z fizyki doświadczalnej.

W swej rozprawie habilitacyjnej [5] Wróblewski badał dyfuzję dwutlenku węgla i wodoru przez membranę kauczukową. Wykazał, że prędkość dyfuzji gazu jest wprost proporcjonalna do jego ciśnienia. I chociaż w tym czasie prace nad dyfuzją a szczególnie gazów, były szeroko prowadzone, praca Wróblewskiego stanowiła rozwiązanie nowego problemu. Tak też została przyjęta w świecie naukowym. Już w majowym numerze angielskiej *Nature* [6] pojawiła się pochlebna recenzja napisana przez J. C. Maxwella, który kończy ją słowami: „We hope that Dr. v. Wróblewski will continue his research and make a complete investigation of the phenomena of diffusion through absorbing substances”.

Inaczej wszak była przyjęta w polskiej prasie naukowej, gdzie w lwowskim *Kosmosie*, w grudniowym numerze 1877 r. [7] ukazała się recenzja tejże pracy, ale już w bardzo krytycznym tonie, nawet zadziornym i polemicznym. Autorem recenzji był bardzo młody w tym czasie Ludwik Birkenmajer, podpisany L. B. Swą recenzję zakończył jednak pochlebny akcentem: „Pomimo usterek jakie wytknęliśmy, praca ta posiada niezaprzeczenie wysoką wartość naukową i okazuje, że p. Wróblewski jest bardzo zręcznym experymentatorem. Rozszerzyła ona nasze wiadomości w przedmiocie bardzo ważnym i ciekawym przysporzeniem nauce jednego prawa”. Nie leżało w naturze Wróblewskiego milczeć, gdy był napadany i już w styczniu 1878 r. pisze odpowiedź [8] na recenzję, w której dostojnie rozprawia się ze wszystkimi zarzutami Birkenmajera. Ta polemika na łamach *Kosmosu* miała dla Wróblewskiego pozytywny wynik, stał się bowiem znany polskiemu światu naukowemu, czego wyrazem było zamieszczenie krótkiego życiorysu z portretem na stronie tytułowej w popularnym *Wędrowcu* [9].

Po habilitacji kontynuuje prace nad dyfuzją i wyniki swych badań formułuje jako ogólne prawo [10]: „Gazy, będąc pochłanianymi, rozchodzą się w ciele pochłaniającym według tych samych praw, podług których rozchodzi się ciepło w ciałach stałych, a to bez względu na to, czy pochłaniające ciało jest płynnym czy stałym, czy też znajduje się w pewnym, przechodnym stanie skupienia, jaki między powyższymi skrajnościami daje się utworzyć”. Nie jest to nic innego jak stwierdzenie ważności prawa Ficka także w przypadku dyfuzji gazów przez ciała pochłaniające.

W 1879 r. powraca Wróblewski do problemu dyfuzji gazów przez błonę kauczukową [11]. Mierzy współczynnik dyfuzji dla dwutlenku węgla, tlenku azotu oraz wodoru i zauważa, że jest on funkcją ciężaru właściwego gazu  $\rho$ , a mianowicie, że  $D \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ , gdzie  $D$  jest współczynnikiem dyfuzji. Głównym jednak celem pracy było potwierdzenie hipotezy, że dyfuzja gazu przez błonę kauczukową jest procesem czysto fizycznym, i że gazy zachowują swoje właściwości fizyczne. Wykazało to błędność teorii T. Grahama, która zakładała zmianę stanu skupienia gazu na ciecz przy jego dyfuzji w ciele pochłaniającym.



*Zygmunt Florenty Wróblewski*



Wróblewski rozszerza swe badania nad dyfuzją gazów w cieczy i określa współczynnik dyfuzji dwutlenku węgla w wodzie i jako pierwszy zauważa, że prędkość dyfuzji spełnia równanie [10, 12]:

$$v \sim A \sqrt{\frac{Dt}{\pi}},$$

gdzie  $D$  jest współczynnikiem dyfuzji,  $t$  — czasem dyfuzji i  $A$  — współczynnikiem nasycenia. Stwierdza także zależność współczynnika dyfuzji od lepkości cieczy [13]. Przy dziesięciokrotnym wzroście lepkości wody współczynnik dyfuzji dwutlenku węgla maleje pięć razy.

Praca w twórczym zespole prof. Kundta miała stymulujący wpływ na Wróblewskiego. Aktywnie włączył się w życie intelektualne Niemiec. Od 1875 r. był członkiem Towarzystwa Lekarzy i Przyrodników, na posiedzeniach którego miał kilka wykładów z prac własnych. W 1877 r. prezentował swe prace na zjeździe niemieckich przyrodników i lekarzy w Monachium, a na zjeździe w Baden-Baden w 1879 r., gdzie wystąpił z referatem „O istocie pochłaniania gazów”, był już sekretarzem sekcji fizyki i meteorologii. Rośnie także jego prestiż naukowy. Gdy na wiosnę 1876 wakuje katedra fizyki i matematyki Akademii Rolniczej w Hohenheimie pod Stuttgartem, prof. Jolly proponuje Wróblewskiego jako *primo loco*, lecz narodowość polska staje temu na przeszkodzie. W 1877 zaproponowano mu katedrę fizyki i matematyki Akademii Rolniczej w Prószkowie k/Opola. Propozycji tej jednak nie przyjmuje. W roku następnym dostaje propozycję objęcia katedry w niemieckiej akademii medycznej w Tokio i tylko przedłużenie pobytu przez dotychczasowego profesora przerywa starania.

Duże zainteresowanie w świecie nowym telefonem G. Bella z 1876 r. i mikrofonem węglowym D. E. Hughesa z tego samego roku wywołało chwilowe zainteresowanie Wróblewskiego tą problematyką. Wygłasza w czerwcu 1878 r. w Towarzystwie Lekarzy i Przyrodników w Strasburgu referat o nowym mikrofonie węglowym Hughesa. Wykład ten opracował następnie jako artykuł do *Kosmosu* [14]. Artykułem tym poczuł się bardzo dotknięty dr Julian Ochorowicz ze Lwowa, który uważał się za najlepszego znawcę tego przedmiotu i wystąpił z ostrą krytyką artykułu Wróblewskiego [15], zarzucając mu niezajomość zagadnienia i jednocześnie uwypuklając swoją teorię mikrofonu. Sprowokowany Wróblewski jest zmuszony po raz drugi bronić się i odpowiada na zarzuty Ochorowicza w ostrym artykule polemicznym [16], w którym wykazuje jego nienaukowość i dyletanctwo. Jeszcze nie raz miał przykro odczuć galicyjską zaściankowość.

Osiągnięcie pewnej pozycji w świecie naukowym pracami o dyfuzji gazów, a przy tym chęć uwolnienia się od absorbujących obowiązków asystenta, które zostawiały mało czasu na samodzielne badania skłania Wróblewskiego do zastanowienia się nad swą dalszą karierą. Nie porzuca przy tym myśli o powrocie do kraju i ubiega się w 1878 roku o stypendium im. Śniadeckich nadawane przez Akademię Umiejętności w Krakowie dla docentów, którzy rokują nadzieję na objęcie katedry. Podanie jego zostaje jednak odrzucone z powodu niedopełnienia formalności. W roku następnym ponawia swe starania, ale już angażuje się w pozytywne załatwienie swej prośby. W liście do ówczesnego prezesa Akademii Umiejętności Józefa Majera z dnia 10. VII. 1879 pisze [17]: „Dotąd moje usiłowania były skierowane na to, aby w razie potrzeby być użytecznym dla kraju. Lecz

jeżeli dzisiaj Akademia Krakowska rozporządzając środkami, przeznaczonymi dla kształcenia się przyszłych profesorów odmówi mnie w nich znowu, to da tem tylko mnie do zrozumienia, że moje zamiłowania są rzeczą dla kraju niepotrzebną. Nie pozostanie mi więc nic innego, jak, przyszedłszy do przekonania, że usługi moje dla kraju są rzeczą zbyt dużą i nie potrzebną, pomyśleć ostatecznie o zużytkowaniu swych sił na obczyźnie”. Majer poleca mu złożyć ponownie podanie ze wszystkimi załącznikami, a głównie z programem swych studiów na okres otrzymywania stypendium. Wróblewski tak uczynił i od dnia 1. IV. 1880 zostało mu przyznane roczne stypendium w kwocie 5 tysięcy franków wypłacanych w dwóch ratach przez Szkołę Polską w Paryżu. Stypendium przyszło w chwili jak najbardziej odpowiedniej, bo Wróblewski już poważnie myślał o uregulowaniu swej sytuacji, czego dowodem była jego naturalizacja w Niemczech, którą uzyskał 31. III. 1880.

Po uzyskaniu urlopu od Uniwersytetu Strasburskiego Wróblewski studiuje dwa miesiące metody fotometryczne badania dyfuzji barwników w cieczy u prof. Schmiedeberga. W czerwcu 1880 r. wyjeżdża do Paryża, gdzie zamierzał studiować metody optyczne stosowane w badaniach naukowych, bo — jak pisze w programie swych studiów [18] — „Jakkolwiek Francja obecnie nie ma wielkich fizyków, jest ona jednak krajem, w którym techniczna część fizyki, a przede wszystkim przyrządy optyczne doprowadzonymi zostały do doskonałości, jaką się żaden kraj inny pochwalić nie może... Dla przyszłego profesora fizyki w Galicyi jest rzeczą niezmiernie ważną praktycznie oszpeci się z tem wszystkim, aby później siedząc w Galicyi on mógł z sił, jakie on tam znajdzie, utworzyć zdolnych mechaników, którzy by pod jego wskazówkami byli w stanie budować niezbędne przyrządy”.

Stara się więc poznać różne laboratoria fizyczne i zakłady mechaniczne, ale napotyka na znaczne trudności w dostaniu się do nich. Wiele zaszkodziła mu jego przynależność do Uniwersytetu Strasburskiego, niedawno utraconego przez Francję. To prawdopodobnie było przyczyną pesymistycznego obrazu świata naukowego Francji, który przedstawił w szkicu „Fizyka we współczesnej Francji”, który ogłosił w *Kosmosie* [4]. Biczuje Francuzów za zaniedbywanie, a nawet upadek nauk przyrodniczych, krytykuje Akademię Paryską jako zacofaną instytucję i sam Paryż jako centrum moralnego upadku i zepsucia.

Zupełnie inaczej patrzy na Anglię, która, jak pisze w liście do J. Majera, „była dla mnie zawsze „ziemią obiecaną”, do której dążyłem od wielu lat. Anglia jest obecnie ogniskiem, wytwarzającym myśli dla wszystkich nauk przyrodniczych, Niemcy zaś grają rolę wielkiego warsztatu, w którym pomysły angielskie sprawdzają się przez doświadczenie, uzupełniają i wprowadzają w życie. Niemcy posiadają wielką ilość zdolnych eksperymentatorów, lecz bardzo mało oryginalnie myślących ludzi. Anglia zaś w naukach przyrodniczych jest obecnie ojczyzną genialnych myślicieli. Od nich wychodzi życie całe” [19]. Zamierzał tam odwiedzić Glasgow i studiować pod kierunkiem Thomsona (późniejszego Lorda Kelvina) zjawiska elektryczne, w Londynie zaś spektroskopię u Normana Lockeyra. W sierpniu opuścił Paryż i przyjechał do Londynu, gdzie pozostał aż do końca października. Zwiedził tam laboratorium prof. Guthriego w Royal School of Mines, prof. Adamsa w King's College, Cavendish Laboratory w Cambridge i Clarendon Laboratory w Oxfordzie. Czas dzieli między studiowanie bogatych zbiorów przyrządów naukowych w South Kensington Museum a bibliotekę w Royal Institution, którą udostępnił mu jej dyrektor John Tyndall. Opuścił London w początku listopada 1880 bogaty w doświadczenia, bo

to co widział w Anglii „przeszło jego wszystkie oczekiwania”. Jak pisze otwarcie w sprawozdaniu z pierwszego roku studiów [19], „wcale tego wstydzic się nie myśli wyznać, że w ciągu tych kilku miesięcy, spędzonych w Anglii, on więcej się nauczył niżeli w ciągu ostatnich pięciu lat w Strasburgu. Takich środków do kształcenia się, jak nagromadzone są w Anglii on nigdzie nie widział”. W Strasburgu opracowuje wyniki swych badań i już w styczniu 1881 r. przesyła do Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Umiejętności w Krakowie rozprawę pt.: „O zastosowaniu fotometrii do badania dyfuzji w cieczach” [21].

W opinii Komitetu Stypendialnego Wróblewski nie zawiódł zaufania i w styczniu 1881 zostało mu przedłużone stypendium na rok następny, tj. do 1 kwietnia 1882. Nie czekając na wypłatę następnej raty stypendium, Wróblewski wyjeżdża w marcu na kilka dni do Paryża, by odebrać tam pieniądze osobiście w Szkole Polskiej. Przedstawił tam Prażmowskiemu, który wspólnie z Harnackem prowadził znany zakład optyczny, projekt nowego fotometru do badania dyfuzji w cieczach. Jednocześnie planuje dalsze badania nad pochłanianiem gazów przez ciecze i dochodzi do wniosku, że tylko studiowanie tego problemu przy bardzo dużych ciśnieniach może prowadzić do rozwiązania zagadnienia. Dla zbudowania aparatury, za pomocą której można by wyznaczać współczynniki pochłaniania gazów przez ciecze pod ciśnieniem aż do 100 atm., zwraca się Wróblewski do znanego w Paryżu mechanika Ducreteta, który mu zaproponował wykorzystanie pompy Cailleteta. Wróblewski czyni także starania o dostęp do jakiegoś laboratorium, gdzie by mógł wykonać planowane doświadczenia. Z pomocą przychodzi mu znany chemik Henryk Debray, który obiecał uzyskać dla Wróblewskiego pozwolenie od dyrektora laboratorium chemicznego w École Normale Supérieure Saint-Claire Deville'a na pracę w jego laboratorium. Mając tak załatwione sprawy w Paryżu, wyjechał Wróblewski na początku kwietnia do Londynu, by wziąć udział w kursie na temat fizyki Słońca w South Kensington Museum, gdzie wykładał Stokes, Lockyer, Balfour, Stewart i kapitan Abney. Jednocześnie uczęszczał na wykłady Tyndalla o dia- i paramagnetyzmie w Royal Institution. Był zachwycony tymi wykładami, gdzie w sali wypełnionej kilkuset słuchaczami pokazywane były piękne i pogładowe demonstracje. Wykłady te stały się dla niego wzorem godnym do naśladowania. Zaproszony przez Tyndalla wziął udział w kilku wieczornych wykładach piątkowych w Royal Institution, sławnych *Friday Evening Meetings*.

W sierpniu 1881 roku Wróblewski jest już w Paryżu, gdzie pod kierunkiem Debraya robi doświadczenia nad pochłanianiem gazów pod dużym ciśnieniem. Wykonana według jego wskazówek aparatura spisywała się bardzo dobrze i mógł się pochwalić w liście do Majera z końca roku, że badania przebiegają w bardzo piękny sposób, i że osiągnął już ciśnienie 70 atm. Przy okazji tych badań otrzymał po raz pierwszy uwodniony kwas węglowy ( $\text{CO}_2 + 8\text{H}_2\text{O}$ ), o czym referował w styczniu 1882 w Akademii Paryskiej [22].

Na przełomie września i października 1881 r. odbył się w Paryżu pierwszy międzynarodowy kongres elektryków, który przyjął podstawowe jednostki elektryczności, jak ohm, amper, volt, farad czy kulomb. Na kongres byli delegowani najwybitniejsi przedstawiciele świata naukowego, m. in. W. Thomson, Helmholtz, Kirchhoff, Stefan, i inni. Wróblewski także czynił starania o uzyskanie mandatu na delegata od Akademii Umiejętności w Krakowie twierdząc w liście do Majera [23], że jego obecność na kongresie „była by najlepszym protestem przeciwko niesprawiedliwości, z jaką naród polski zostaje

usunięty od brania udziału nawet w sprawach czysto naukowych. Dalibyśmy dowód, że nie jesteśmy wyrzutkami. Delegat, wyznaczony przez Akademię, reprezentował by całe życie umysłowe narodu polskiego”. Nie mając jednak obywatelstwa austriackiego, nie mógł być delegatem Akademii Umiejętności. Wziął udział w posiedzeniach i dyskusjach kongresu jako zaproszony gość.

Wróblewski pozostał w Paryżu do końca sierpnia 1882, prowadząc swe badania nad gazami pod wysokim ciśnieniem i czekając przy tym na nominację na kierownika katedry fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. We wrześniu 1882 r., po 13 latach na obczyźnie, wraca Wróblewski do Polski. Przywozi ze sobą swą aparaturę i swe szerokie doświadczenia, by rozpocząć piękną kartę swej działalności, ukoronowanej pięknym sukcesem skroplenia tlenu i azotu już na polskiej ziemi.

Pragnę wyrazić podziękowanie Oddziałowi Warszawskiemu PTF za stypendium, które pomogło mi w poszukiwaniu materiałów archiwalnych do tego artykułu. Za pomoc dziękuję drom A. Czapli z Krakowa i T. Szoplikowi z Warszawy.

Jednocześnie pragnę zwrócić uwagę Czytelników, że poszukuję materiałów archiwalnych o życiu wybitnego fizyka polskiego Zygmunta Wróblewskiego (1845—1888) i każda informacja mająca jakiś związek z tą osobą jest dla mnie bardzo cenna. Informację proszę kierować na adres: Dr M. Kucharski, Holečkova 15, 150 00 Praha 5, Czechosłowacja.

#### Literatura

- [1] E. Dziewulski, „Zygmunt Wróblewski”, *Wszechświat* 7, 338 (1888).
- [2] S. I. Lamanskii „S. A. Vroblevskii”, *Zh. Russk. Fiz. Khem. Obsch.* 20, (6), 215 (1888).
- [3] J. Rostański, „Zygmunt Wróblewski — mowa miana na jego pogrzebie”, *Czas*, nr 91—20. 4. 1888.
- [4] Z. Wróblewski, „Fizyka we współczesnej Francji”, *Kosmos* 5, 249, 289, 353, 409, 469 (1880).
- [5] Z. Wróblewski, *Poggend. Ann.* 158, 538 (1876).
- [6] J. C. Maxwell, *Nature* 14, 24 (1876).
- [7] L. B., *Kosmos* 2, 544 (1877).
- [8] Z. Wróblewski, *Kosmos* 3, 8 (1878).
- [9] *Wędrowiec* z dn. 4. I. 1879.
- [10] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 2, 481 (1877); *Kosmos* 3, 95, 151, 199, 247 (1878).
- [11] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 8, 29 (1879); *Nature* 21, 190 (1879—80), *Kosmos* 4, 246 (1879).
- [12] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 4, 263 (1878); *Kosmos* 3, 301 (1878).
- [13] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 7, 11 (1879).
- [14] Z. Wróblewski, *Kosmos* 3, 393 (1878).
- [15] J. Ochorowicz, *Kosmos* 4, 199 (1879).
- [16] Z. Wróblewski, *Kosmos* 4, 290 (1879).
- [17] Archiwum PAN, PAU I — 19, L3.
- [18] Archiwum PAN, PAU I — 19, L3.
- [19] Archiwum PAN, PAU I — 20, L1.
- [20] Archiwum PAN, PAU I — 20, L10.
- [21] Z. Wróblewski, *Rozprawy Wydz. Mat. Przyr. AU* 8, 154 (1881); *Ann. Phys. Chem.* 13, 606 (1881); *Nature* 25, 45 (1881—82).
- [22] *Nature* 25, 356 (1881—82).
- [23] Archiwum PAN, PAU I — 20, L83.

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

## V Jesienna Szkoła „Problemy Dydaktyki Fizyki“ w Karpaczu

V Jesienna Szkoła „Problemy Dydaktyki Fizyki”, zorganizowana podobnie jak cztery poprzednie przez Zakład Dydaktyki Fizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego oraz Wrocławski Oddział Instytutu Kształcenia Nauczycieli zgromadziła w Ośrodku „Zacisze Leśne” w Karpaczu liczną grupę dydaktyków, przede wszystkim pracowników naukowych wyższych uczelni i placówek terenowych Instytutu Kształcenia Nauczycieli, a także nauczycieli fizyki różnych typów szkół oraz gości (z pewnych względów mogli przyjechać tylko goście z Czechosłowacji).

Wielu uczestników obrad brało już udział w zajęciach szkoły w poprzednich latach, Tematy niektórych wystąpień nawiązywały do tego, co wzbudziło gorące dyskusje po referatach wygłoszonych w 1977 r., a nawet w 1975r. podczas pierwszej Jesiennej Szkoły. Wśród nowych uczestników dużo było nauczycieli szkół podstawowych i średnich, co miało istotny wpływ na charakter zajęć, zwłaszcza seminariów „Z teorii i praktyki nauczania fizyki”. Nauczyciele zaprezentowali (głównie w formie plakatów) bardzo interesujące propozycje szczegółowych rozwiązań dydaktycznych, jak np. projekt cyklu lekcji o cząstkach elementarnych dla uczniów IV klasy liceum ogólnokształcącego (profil mat. — fiz.) mgr Aleksandry Magryty z Warszawy (autorki artykułu „Powab i barwa, czyli dziwny świat cząstek elementarnych” z *Horyzontów Techniki* 6/1981).

Wykład inauguracyjny „Co fizyka wnosi do kultury?” wygłosił prof. Grzegorz Białkowski z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Również pierwszego dnia obrad dr Leszek Ryk przedstawił referat „Stereotypy a nauczanie fizyki”. Wraz z niezwykle ciekawymi późniejszymi wystąpieniami na temat roli intuicji w fizyce i nauczaniu fizyki, nadały one inny charakter zarówno dyskusji na obradach plenarnych jak i w mniejszych grupach. (Zgodnie z tradycją Szkoły wykłady i referaty rozszerzające problematykę dydaktyki fizyki skłaniały się raczej w stronę filozofii).

Wiele emocji wzbudziły także zajęcia poświęcone problemom języka jako źródła trudności w nauczaniu fizyki. Zagadnienia języka, a także kształtowania pojęć fizycznych wracają podczas każdego kolejnych obrad Szkoły, jeśli nie w formie referatów przeznaczonych na zajęcia plenarne, to w postaci plakatów poświęconych wynikom prac badawczych. Szczególnie sensacyjne są tu badania nad możliwością wprowadzania pojęć fizycznych podczas zajęć z najmłodszymi dziećmi. Mam tu na myśli przedstawioną podczas II Jesiennej Szkoły Problemów Dydaktyki Fizyki w 1977 r. pracę mgr Barbary Gocłowskiej z UMCS w Lublinie „Z fizyką do przedszkola”. Przedszkolaków wspomniano także i w 1982 roku. Szkoda więc, że eksperymenty takie jak ten (a także wiele innych prezentowanych w Karpaczu) nie są szerzej popularyzowane.

Inna grupa problemów poruszanych już wielokrotnie wiąże się z rolą eksperymentu w nauczaniu fizyki na różnych poziomach. Znane są kłopoty, z którymi od lat borykają się nauczyciele próbujący wyposażać pracownie szkolne tak, żeby można było prowadzić w nich zajęcia laboratoryjne w sposób choć trochę bardziej satysfakcjonujący. W tej dziedzinie zostało jeszcze dużo do zrobienia. Tymczasem osiągnięcia wielu dydaktyków przedstawione w Karpaczu są doprawdy imponujące: poduszki powietrzne i chronograf taśmowy mgra K. Tabaszewskiego, całe zestawy do pokazów i ćwiczeń z mechaniki, piękne

i bardzo funkcjonalne ławy optyczne zaprojektowane i wykonane przez uczniów Liceum Plastycznego z Wrocławia i wiele innych. Podczas ostatniej Szkoły goście z Czechosłowacji pokazywali komplety podręczników szkolnych wraz z instrukcjami do ćwiczeń uczniowskich. Dr Jan Dunin-Borkowski z Warszawy przedstawił studium metodyczne „Drgania swobodne, tłumione i wymuszone. Rezonans”. Był też komunikat poświęcony opracowaniu możliwych do zastosowania w szkole sposobów analizy dokładności pomiaru oparty na zaprezentowanej podczas pierwszej Jesiennej Szkoły pracy dra Bogusława Piątka z Poznania „Elementarna metoda szacowania niepewności pomiarowych”. Wiele z tych propozycji można by wykorzystać już dziś, inne prawdopodobnie znajdują się w centrum dyskusji podczas obrad VI Szkoły.

*Wanda Kamińska*

II Liceum Ogólnokształcące  
im. Stefana Batorego  
Warszawa



## R E C E N Z J E

B. H. Bransden, D. Evans, J. V. Major: *Cząstki elementarne*. Tłumaczyli z języka angielskiego H. Białkowska i G. Wilk, PWN, Warszawa 1981, str. 362, nakład 2300 egz., cena zł 100.—

Jedną z najszybciej rozwijających się dziedzin nauki jest fizyka wysokich energii zwana też fizyką cząstek elementarnych. Właściwie każdy rok przynosi tu nowe odkrycia bądź pomysły. Tymczasem na krajowym rynku poprzednia książka (*Cząstki elementarne* Białkowskiego i Sosnowskiego) ukazała się w 1971 r. Ekstrapolując tę żalostną statystykę można przypuszczać, że recenzowana książka będzie podstawowym polskim podręcznikiem przez następne dziesięć lat. (nie jest bowiem podręcznikiem poprawnie napisana i ładnie wydana książka T. Hofmokla i M. Świąckiego *Cząstki elementarne*, Warszawa 1982). Ta smutna, lecz realna możliwość nakładała na wydawaną książkę specjalne wymagania poprawności i nowoczesności. Niestety te wymagania są, moim zdaniem, spełnione tylko w bardzo ograniczonym zakresie.

Autorami recenzowanej książki są B. H. Bransden, profesor fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Durham, oraz D. Evans i J. V. Major, starsi wykładowcy na tymże uniwersytecie (szkoda zresztą, że te dane i przedmowa Autorów zniknęły z polskiego wydania). Zbiorowe autorstwo oprócz oczywistych zalet ma również i wady — ryzyko powtórzeń bądź opuszczeń i brak jednolitości, które niestety można zauważyć w tekście. Książka jest pomyślana jako podręcznik dla studentów drugiego i trzeciego roku fizyki, a więc przede wszystkim dla słuchaczy wstępu do fizyki cząstek elementarnych. Przy lekturze książki żywo przypomina mi się własny wykład gdzieś z 1969 r. Niestety, mamy teraz rok 1983, a to jest kolosalna różnica. Pomiędzy angielskim i polskim wydaniem upłynęło osiem lat, a na dodatek książka Bransdena, Evansa i Majora już w chwili pierwszego wydania była nieco przestarzała. Moim zdaniem podręcznik D. H. Perkinsa *Introduction to High Energy Physics*, mimo że wydany dwa lata wcześniej, jest jednak bardziej nowoczesny (autor wyraźnie lepiej wiedział, co ma trwać wartość) i zawiera różne informacje, których brak w recenzowanej książce wytykam poniżej. Natomiast Bransden, Evans i Major nie mieli specjalnego przekonania do kwarków i wobec tego pozbawili swój podręcznik potężnego atutu dydaktycznego. Gdyby możliwie szybko przedstawili kwarkową budowę hadronów, opis własności oddziaływań cząstek niezwykle by się uprościł i czytelnik z łatwością przyjąłby nawet więcej faktów doświadczalnych, które łatwo wynikają z kwarkowej struktury. W przeciwnym wypadku atakuje się go wieloma empirycznymi regułami, a fizyka cząstek elementarnych jawi mu się jako zbiór słabo powiązanych obserwacji i cząstkowych koncepcji; tu unitarne symetrie, tam związki dyspersyjne, ówdzie znów bieguny Reggego...

Aby nadrobić stracone dziesięć lat dodano w wydaniu polskim uzupełnienie G, w którym prof. Grzegorz Białkowski przedstawia rozwój fizyki wysokich energii gdzieś do 1979 r. Jest to cenne uzupełnienie, które nadrabia główne braki książki; nie może jednak uratować straconej szansy dydaktycznej. Potrzeba zmieszczenia wielu informacji w 10% objętości podręcznika automatycznie podwyższa próg zrozumiałości. W wielu miejscach Bransden, Evans i Major wymagają sprostowania, stawiają pytanie, na które obecnie znamy już odpowiedź albo też przedstawiają skomplikowany obraz, który dla nas już jest prosty. Zawsze w takim wypadku przydałaby się gwiazdka czujnego tłumacza z natychmiastową uwagą lub odesłaniem do uzupełnienia G... Niestety często brakuje tej gwiazdki, a uzupełnienie G jest luźno związane z resztą podręcznika.

Te ogólne uwagi postaram się zilustrować przykładami przy przeglądzie książki.

Pierwszy rozdział „Przedstawiamy cząstki” stanowi przystępnie napisane wprowadzenie podstawowych pojęć. I tu jednak od razu występuje przestarzałość podręcznika. Obecnie w tabeli 1.1 ostatni wiersz powinien być właściwie rozbity na dwa, a mianowicie:

Dział fizyki	Typowa skala		„Cząstki”	„Siły”	Metoda obliczeń	Zastosowanie
	długości (cm)	energii (dżule)				
Hadronowa	$10^{-13}$	$10^{-10}$ (1 GeV)	hadrony patrz tabela 1.2	silne	relatywistyczna mechanika kwantowa	kosmologia
„Cząstki elementarne”	$10^{-15}$	$10^{-10}$ (1 GeV)	kwarki patrz tabela 8.2  leptony patrz tabela 1.2	silne  elektromagnetyczne, słabe	chromodynamika kwantowa  teoria Weinberga-Salama, unifikacje	  kosmologia

Przechodząc do tabeli 1.2 trzeba stwierdzić, że wyrażenie mas cząstek w jednostkach masy pionu nie ma żadnego sensu i może tylko mylnie sugerować, że pion jest jakąś fundamentalną cząstką. Niestety widmo takiego poglądu straszy także w rozdz. 6 i 7...

Z kolei tabela 1.3 i sąsiednie strony stawiają na jednej płaszczyźnie ładunek elektryczny z takimi wielkościami jak liczba barionowa czy liczby leptonowe. Obecnie sądzimy, że tylko ładunek jest dobrą liczbą kwantową. Ma on zresztą bezpośrednie znaczenie dynamiczne — tworzy pole elektryczne i magnetyczne jak również oddziałuje z polami zewnętrznymi. Natomiast liczba barionowa nie ma takiej własności (patrz S. Weinberg, *Postępy Fizyki* 34, 223 (1983)) podobnie podejrzana jest i liczba leptonowa i dlatego być może nukleon rozpada się naruszając obie te wielkości. Tego typu notka bardzo by się przydała po stwierdzeniu na str. 18/19, że „W ramach obecnej wiedzy ładunek elektryczny, liczba barionowa oraz liczba leptonowa (obu typów) są zawsze zachowywane”. W tymże rozdziale stwierdzenie, że cząstki dziwne powstawały zawsze parami jest fałszywe, co zresztą widać z przykładu na tej samej str. 18.

Rozdział 2 „Wytwarzanie i detekcja cząstek” należy moim zdaniem do najbardziej przestarzałych. Prosiłaby się tabelka podająca najważniejsze akceleratory (choćby w przypisie) — przecież w 1973 roku wiadano już jakie akceleratory zostaną uruchomione w ciągu dziesięciu lat. Miałyby to większy sens niż opis jednego akceleratora, który zresztą jest już nieaktualny (kilka lat temu wprowadzono tzw. booster jako przyspieszenie wstępne, co umożliwiło zwiększenie natężenia protonów o przeszło rząd wielkości). Należało napisać o ogniskowaniu znacznie więcej niż jedno zdanie na str. 29 choćby kosztem § 2.2 o prowadzeniu wiązki, tym bardziej że rys. 2.8 i rys. 2.9 są opisane dwukrotnie. Paragraf 2.3 o detektorach cząstek (a zwłaszcza tabela 2.3) jest napisany na poziomie 1968 roku. Komory mgłowe można teraz oczywiście całkowicie pominąć, detektory półprzewodnikowe są stosowane do bardzo precyzyjnych pomiarów długości, a komory pęcherzykowe spadły z czołowego miejsca na całkiem pośrednie. Tymczasem podręcznik poświęca im 1/3 miejsca poświęconego detektorom. Faktem jest, że zdjęcia z komór pęcherzykowych mają duży walor dydaktyczny, ale tego akurat nie wykorzystano. A przecież można było rozważania o dziwności zilustrować zdjęciem przedstawiającym produkcję i rozpad hiperonu  $\Omega^-$  w komorze pęcherzykowej.

Najcięższym jednak błędem jest całkowite pominięcie komór iskrowych z małym odstępem, komór strimerowych a przede wszystkim komór proporcjonalnych i dryfowych. Świadczy to jawnie o przestarzałości książki w 1973 roku. Przecież zaledwie w rok później ukazała się obszerna i fundamentalna monografia Rice-Evansa *Spark, streamer, proportional and drift chambers*, a dalsze lata szybko doprowadziły do dominacji tych detektorów. Bez nich nie znalibyśmy ciężkich kwarków i gluonów, a kolor pozostawałby hipotezą. Zgoła satyrycznie brzmi zdanie „oczywiście bardzo trudno byłoby otoczyć całkowicie



tarczę detektorami tego typu” (str. 44) w zestawieniu z bogactwem wyników osiągniętych właśnie tak w oddziaływaniu  $e^+ e^-$ . Niestety ani ten błąd ani pominięcie kalorymetrów tak istotnych dla oddziaływań leptonów nie został w ogóle zauważony w polskim wydaniu. Pozostaje tylko nadzieja, że czytelnikowi wpadnie w ręce cytowana książka Hofmoka i Świąckiego, w której znajdzie poprawny opis współczesnych detektorów.

Rozdział 3 pt. „Doświadczalne wyznaczanie mas i czasów życia” przedstawia podstawowe pomiary własności cząstek. Opisano tu pomiary z lat 1951—66, nie jest to jednakże wadą, ponieważ pewna doza historii fizyki jest wskazana w podręczniku, a przedstawione pomiary są pouczające. Należałoby jednak dodać pomiar bardzo długich czasów życia, nie tylko z uwagi na ważność ewentualnego rozpadu protonu, ale i z uwagi na walor dydaktyczny, a także opis pomiarów widm promieniowania X emitowanego przy przejściach cząstek ujemnych na niższe poziomy mezoatomowe (a nie jak napisano na str. 61 przy absorpcji w jądrze). Na str. 55 przydałaby się uwaga, że czas życia  $\pi^0$  (a także  $\eta$ ) wyznaczono w eksperymentach licznikowych stosując tzw. efekt Primakowa (fotoprodukcje mezonów na jądrach). Natomiast zadanie 4 na str. 65 jest niezdefiniowane bez podania energii pierwotnego  $\pi^-$  lub stwierdzenie *explicite*, że reakcja zachodzi w spoczynku. Przy tej okazji chciałbym zaznaczyć, że zamieszczenie odpowiedzi przynajmniej do niektórych zadań (tak jak to jest w cytowanym podręczniku D. H. Perkinsa) znacznie podniosłoby dydaktyczny walor książki.

Przystępnie napisany rozdz. 4 przedstawia jednolicie związek między prawami zachowania i regułami symetrii. Omówiono tu kolejno zachowanie pędu, energii i momentu pędu (zwanego krętem w Małopolsce Zachodniej), wprowadzono parzystość, sprzężenie ładunkowe, izospin i wreszcie parzystość G, krótki zaś rozdz. 5 poświęcono ich wyznaczeniu. Niestety zupełnie pominięto tu tak zresztą jak i w rozdz. 10 tak ważną transformację cechowania i brak ten nie został w pełni nadrobiony w uzupełnieniu G (trudno krótką wzmiankę na str. 327 uznać za przystępną definicję).

Należy też zaznaczyć, że ustęp pt. „Układ pion-nukleon” na str. 98/99 jest całkowicie zbędny, ponieważ ustęp „Izospin stanu rezonansowego” na str. 120—122 przedstawia to samo nieco obszerniej, a za to lekko zmieniając notację ( $|\pi^+ p\rangle$  zamiast  $|\pi^+\rangle|p\rangle$ ) — być może rozdz. 4 i 6 były pisane przez różnych autorów...

W rozdziale 6 omówiono oddziaływanie pion-nukleon. Zawarto tu wiele podstawowych informacji: zasadę eksperymentu, wyniki doświadczalne, analizę fal cząstkowych, wzór Breita-Wignera i twierdzenie optyczne a także (już może dyskusyjne dydaktycznie) związki dyspersyjne i symetrie krzyżowania, niestety i tu nie brak błędów. I tak we wstępie czytamy, że zbadanie oddziaływań pionów o energii poniżej 300 MeV wystarczy do zrozumienia oddziaływań w całym zakresie energii. Jest to oczywiście fałszywe twierdzenie, ponieważ przy wyższych energiach dominuje produkcja cząstek, co autorzy pośrednio przyznają nieco niżej na tej samej str. 112. Na str. 115 mamy znów fałszywą informację, że „licznik typu halo (scyntylator z otworem) powoduje zatrzymanie cząstek, które nie przechodzą przez otwór”, podczas gdy licznik ten powoduje odrzucenie takich przypadków, co zresztą jawnie napisano nieco dalej. Podsumowanie na str. 125 jest całkowicie zbyteczne a nawet mylnie sformułowane, ponieważ brakuje tu przypomnienia, że mówimy wyłącznie o niskich energiach. W dodatku masa i szerokość rezonansu  $\Delta$  (1232) rozumiane ogólnie nie zgadzają się z wartościami podanymi w uzupełnieniu F — jest to zresztą raczej regułą niż wyjątkiem w tej książce. Nawiasem mówiąc podsumowanie pojawia się raz tylko jeszcze — w rozdz. 10; podręcznik powinien być bardziej konsekwentny. W tabeli 6.5 kąt przesunięcia fazowego jest alternatywnie oznaczony przez  $S_{11}$ ,  $P_3$ , etc., podczas gdy te oznaczenia stosuje się do fal cząstkowych. Na str. 132 mamy znowu twierdzenie, które rozumiane ogólnie jest fałszywe, a mianowicie „na rozwiązania otrzymane przy różnych energiach narzuca się warunek ich gładkiej zależności energetycznej lub też bardziej sprecyzowane warunki modelowe”. Tymczasem już od 1970 roku dominuje tzw. IPWA („energy-independent partial wave analysis”) czyli właśnie unikanie jakiegś zależności *a priori* narzucanej na wyniki. Korzyści takiego podejścia są oczywiste, a stało się ono możliwe dzięki niezwykle dokładnym pomiarom. Dalej: wprowadzając wzór Breita-Wignera (str. 116 i 136) należało koniecznie zaznaczyć, że jest on fourierowską transformatą rozpadu wykładniczego, co nadaje mu natychmiastową interpretację fizyczną. Pominięcie to jest tym bardziej dotkliwie, że Autorzy uprzednio szeroko dyskutowali związek pomiędzy czasem i energią (rozdz 4). I wreszcie wyraźnym błędem jest całkowite pominięcie w podręczniku pojęć formacji i produkcji rezonansów.

Podobną uwagę można zrobić i do rozdz. 7 pt. „Rezonanse mezonowe”, który należy do najbardziej

przestarzałych części podręcznika. I tu znowu rozwój fizyki doprowadził do sytuacji łatwiejszej dydaktycznie. Od dziesięciu lat seria wielkich eksperymentów umożliwiła analizę fal cząstkowych podobnie jak przy badaniu rezonansów barionowych. Wykres Chewa-Lowa, a nawet wykres Dalitza, nie odgrywają obecnie większej roli, natomiast należałoby zdefiniować momenty rozkładu kąтового (łatwo nawiązując do analizy fal cząstkowych w rozdz. 6) i podać przykład ich interpretacji, np. dla  $\pi-\pi$ , a także przedstawić zarys analizy Ascoliego. Podział rezonansów na dwu- i trzypionowe nie ma żadnego sensu, a wyznaczanie liczb kwantowych w obu przypadkach wystarczyłoby umieścić w zadaniach. Dramatycznym przykładem przestarzałości podręcznika jest podanie w rozdz. 7.4, a także zadaniu 5 wyników z CERN-owskiego spektrometru mas brakujących, których fałszywość stwierdzono dziesięć lat temu. Naprawdę konieczna tu była jakaś notka tłumacza lub redakcji! Wśród pomniejszych uwag chciałbym zwrócić uwagę na:

- brak trzeciej możliwej reakcji a mianowicie  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \Delta^+$  w (7.2),
- brak bardzo wygodnej konwencji „najpierw szybka cząstka”, tzn. rozpraszanie do przodu piszemy jako  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ , a rozpraszanie do tyłu  $\pi^- + p \rightarrow p + \pi^-$  (ta sama uwaga stosuje się i do 9.83, natomiast w rozdz. 6 konwencja ta jest konsekwentnie stosowana — może pisał go inny Autor...),
- na str. 155 przy rozpadzie  $\tau \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$  brak wyjaśnienia, że  $\tau$  oznacza tu mezon  $K^+$ , a nie lepton  $\tau$ , który pojawia się w przypisie na str. 165 i uzupełnieniu G,
- masy i szerokości rezonansów mezonowych nie zgadzają się z uzupełnieniem F.

Rozdział 8 należy również zaliczyć do najbardziej przestarzałych. W bardziej współczesnym opisie należy pominąć bieguny Reggego, a kwarki przedstawić nie jako uboczny i trochę kłopotliwy produkt unitarnych symetrii, lecz jako realne składniki hadronów, których uwięzienie zaczynamy rozumieć. Dla celów klasyfikacji wystarczy nam jednak asymptotyczna swoboda. Można wtedy natychmiast podać związki pomiędzy masami (także i wewnątrz multipletów ładunkowych) oraz pomiędzy momentami magnetycznymi, które wynikają bardzo łatwo z kwarkowej budowy hadronów. Poważnym błędem jest w recenzowanej książce brak odpowiednika tabeli 8.23, tzn. kwarkowej struktury barionów. Rażą również stare nazwy kwarków  $p'$ ,  $n'$  i  $\lambda$  tym bardziej, że w uzupełnieniu G są one bez słowa wyjaśnienia oznaczone wspólnie przez  $u$ ,  $d$  i  $s$ . Następnie nazwy cząstek w tabelach 8.4 i 8.5 nie zgadzają się z uzupełnieniem F. I wreszcie mała litera „i” na oznaczenie wartości własnej izospinu (str. 166) nie zgadza się z przypisem na str. 101, który zapowiadał, że odtąd będą tylko duże „I”.

Rozdział 9 jest poświęcony zderzeniom cząstek wysokiej energii. Przedstawiono tu podstawowe pojęcia i fakty dotyczące elastycznego i całkowitego przekroju czynnego, a także symetrię krzyżowania. Bardzo mało uwagi poświęcono produkcji wielu cząstek, ale brak ten został nadrobiony w uzupełnieniu G, które przedstawia również systematycznie nowsze obserwacje dotyczące całkowitego przekroju czynnego i różniczkowego przekroju czynnego na rozproszenie elastyczne. Mamy więc w sumie sporo informacji choć proporcje i akcenty teraz rozłożylibyśmy inaczej, stale pamiętając o kwarkowej budowie hadronów. Błędem niepoprawionym w uzupełnieniu G jest pominięcie empirycznego, ale bardzo poglądowego pojęcia cząstki wiodącej, znanego już w latach pięćdziesiątych (można by natomiast pominąć hipotezę granicznej fragmentacji). Z jednej strony wiodący dikwark lub kwark naturalnie wiąże procesy dwu- i quasi-dwuciałowe z procesami produkcji wielu cząstek, z drugiej strony prawie połowa energii pierwotnej unoszona przez cząstkę wiodącą w tych ostatnich prosto tłumaczy się podziałem energii między kwarki a gluony. Obecnie różnicę pomiędzy przekrojem czynnym mezon-nukleon a nukleon-nukleon tłumaczmy również różnicą liczby kwarków, a przez wymianę pomeronu rozumiemy wymianę pary gluon-antygluon. Następnie przy podawaniu empirycznych zależności należy wyraźnie to powiedzieć. Uwaga ta dotyczy tak wzoru (9.58) opartego na zdezaktualizowanych danych kosmicznych, jak i wzoru (9.59), jak też i wyrażeni na krotność na str. 305. I wreszcie model optyczny potraktowano tu zbyt poważnie. Chodzi mi o tabelę 9.1, z której wynika, że wartość nieprzezroczystości czyli 1-a wynosi 0,55—0,83. Tymczasem zestawienie wyrażeni (9.36) i (9.37) na elastyczny i całkowity przekrój czynny z ich doświadczalnym stosunkiem podanym w uzupełnieniu G (punkt 1A) natychmiast daje 1-a = 0,24—0,36.

Rozdział 10 jest poświęcony elektromagnetycznym własnościom cząstek. Omówiono tu podstawowe pojęcia, wyznaczenie spinu fotonu, elektromagnetyczne różnice mas, momenty magnetyczne, elastyczne rozpraszanie na nukleonach i produkcję mezonów wektorowych; te dwa ostatnie problemy są również omawiane w uzupełnieniu G. I tu bardzo brakuje kwarków. Na przykład na końcu str. 219 czytamy „należy zatem przyznać, że tak naprawdę nie rozumiemy związku zachodzącego pomiędzy masą cząstki a jej ładunkiem elektrycznym”. Obecnie jakościowo tłumaczmy różnice mas wewnątrz wielu multipletów izospino-

wych ( $K$ ,  $K_{892}^*$ ,  $D$ ,  $D_{2010}^*$ ,  $N$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ,  $\Lambda_{1280}$ ,  $\Xi_{1385}$ ,  $\Xi_{1530}$ ) przy pomocy jednego jedynego założenia, a mianowicie, że kwark  $d$  jest o ok. 4 MeV cięższy od kwarku  $u$ . Podobnie pięknym przykładem są tu całkowicie pominięte elektromagnetyczne szerokości mezonów wektorowych tzn.  $\rho$  (770),  $\omega$  (783),  $\varphi$  (1020),  $J/\psi$  (3100) i  $\Upsilon$  (9460), które są proporcjonalne do odpowiedniej kombinacji kwadratów ładunków kwarków. I wreszcie momenty magnetyczne siedmiu barionów tłumaczymy teraz jakościowo przez ładunki trzech kwarków, podczas gdy obraz podany w podręczniku jest bardzo ubogi. Niestety, żaden z tych braków nie został poprawiony w wydaniu polskim. Oprócz tego rozdział pt. „Momenta magnetyczne” ma zasadnicze braki:

— prosta i piękna idea eksperymentu „ $g-2$ ” nie została bezpośrednio podana (brak wyrażenia na częstość obiegu w polu magnetycznym), mimo że poświęcono mu cztery strony,

— sam fakt odstępstwa od  $g = 2$  jest ogólnikowo tłumaczony „dokładniejszymi rachunkami w elektrodynamice kwantowej” chociaż na początku rozdziału długo i pracowicie tłumaczono emisję i absorpcję wirtualnych fotonów,

— mimo tej ogólnikowej formy sam wzór na  $\frac{g-2}{2}$  jest wypisany do trzeciego rzędu. Na dodatek zarówno wzór jak i poprzedzające zdanie mylnie sugerują uniwersalność, tzn. niezależność od masy cząstki.

Mniej istotną, ale nieprzyjemną, osobliwością tego rozdziału są niezdefiniowane odsyłacze tzn. podanie na str. 216 Beitha (1936) oraz na str. 221 Wilkinson i Crane (1963) bez żadnych dalszych współrzędnych.

Rozdział 11 omawia słabe oddziaływania. Po poprawnym wprowadzeniu omówiono prawa zachowania, neutrino i zarys teorii; uzupełnienie G wspomina o prądach neutralnych, mówi o małej unifikacji i rozszerza lagranżjan oddziaływania na cztery kwarki. Mimo to pozostają wyraźne braki:

— empiryczne reguły pracowicie opisywane na str 242/243 łatwo wynikają z ogólnej postaci lagranżjanu, która pokazuje nam do jakich par kwarków bądź leptonów sprzęgają się pośrednie bozony,

— uogólnienie kąta Cabibbo na mieszanie trzech „dolnych” kwarków daje, jak pokazali Kobayashi i Maskawa w 1973 r., możliwość niezachowania CP w rozpadach  $K^0$ . Należało przynajmniej o tym wspomnieć a może nawet opisać np. kosztem bozonów Goldstone’a i „pompy masowej” Higgsa,

— bardzo przydałyby się przykłady oddziaływań odpowiadających prądom neutralnym,

— wzrost przekroju czynnego na słabe oddziaływania ze wzrostem energii i jego ewentualne załamanie, przy energii odpowiadającej masom bozonów pośredniczących jest przedstawiony dość tajemniczo na str. 268/269; a przecież można było wprowadzić propagator...

Sześć uzupełnień angielskiego oryginału recenzowanej książki omawia kolejno moment pędu i obroty, prawdopodobieństwo przejścia, przestrzeń fazową i przekroje czynne, równania Weyla i Diraca, kinematykę relatywistyczną i transformacje, zachowanie się pola wektorowego przy obrotach i spin fotonu a także tabelę własności cząstek. Szkoda, że usunięto z niej lepton  $\tau$ , mimo iż jest omawiany w uzupełnieniu G.

Uzupełnienie G pełni specjalną rolę, która polega na nadrobieniu prawie dziesięciu lat. Cel takiego uzupełnienia powinien być dwojaki: opisać rozwój fizyki wysokich energii w tym okresie oraz naprawić błędy i braki dzieła Bransdena, Evansa i Majora nawiązując do niego jak najczęściej. Pierwsze zadanie zostało spełnione nieźle, drugie zaś kiepsko, jak to starałem się pokazać w całej recenzji. Przechodzę teraz do szczegółowego omówienia tej ważnej części książki.

Pierwsza jej część omawia postęp w fizyce hadronów wielkich energii. Niestety pominięto tu prawie całkowicie postęp eksperymentalny. Pominięto bardzo owocny akcelerator SPS (Super Proton Synchrotron) w CERN-ie, a przede wszystkim wszystkie akceleratory wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ , mimo że dalej są omawiane wyniki otrzymane przy ich pomocy (prądy neutralne, ciężkie kwarki, stosunek R). Ale jeszcze bardziej mi żal techniki detekcyjnej, której rozwój nie został w ogóle zauważony, mimo że bez niego nie byłoby postępu fizyki wysokich energii.

Omówiono natomiast (często bardzo krótko) stosunek elastycznego przekroju czynnego do całkowitego, liczbę i rodzaj cząstek produkowanych w zderzeniach hadronów, energetyczną zależność całkowitych przekrojów czynnych, różniczkowy przekrój czynny rozproszenia elastycznego, procesy inkluzywne, twarde zderzenia i tendencje rozwoju teorii. W sumie informacje te dają poprawny obraz; nasuwają się jednak pewne uwagi krytyczne. I tak rys. G.1 dostał się do książki chyba przez pomyłkę. Wbrew opisowi nie przedstawia on całkowitych przekrojów czynnych dla zderzeń różnych hadronów z protonami; tarczą są wyraźnie neutrony. Koniecznie należało przedstawić wyniki dla  $p-p$  i  $\bar{p}-p$  (tym bardziej, że są one zmierzone

dla znacznie wyższych energii),  $\pi^\pm p$  i  $K^\pm p$ . Zamiast opisu korelacji dobrze byłoby napisać więcej o twardych procesach, a przede wszystkim podać pouczające przykłady kwarkowych grafów dualnych. Ułatwiłoby to wprowadzenie *explicite* reguły Zweiga tak ważnej dla części piątej.

Drugą część uzupełnienia pt. „Wysokoenergetyczne zderzenia z tarczami jądrowymi” można było moim zdaniem całkowicie pominąć bez uszczerbku merytorycznego lub dydaktycznego.

Bardzo istotna jest natomiast część trzecia omawiająca głęboko nieelastyczne zderzenia leptonów z nukleonami. I tu są jednak drobne potknięcia, np. zdefiniowano  $R = \sigma_S/\sigma_T$  na str. 322, brak natomiast definicji ważnej funkcji struktury  $F_2$ . Bez informacji, że  $F_2 = \nu W_2$  trudno zrozumieć dlaczego na rys. 6.12 przedstawiono  $W_{2n}/W_{2p}$ , a w dyskusji tegoż rysunku na str. 323 mówi się o stosunku  $F_{2n}$  do  $F_{2p}$ .

Ważna i pożyteczna jest również czwarta część uzupełnienia dotycząca unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Sądzę, że powinna ona jednak pojawić się po części piątej rozszerzonej o macierz mieszania dolnych kwarków i wtedy można by wrócić do CP.

Część piąta przynosi podstawowe informacje o ciężkich kwarkach i wzmiankę o wielkiej unifikacji. Skoro jednak mówimy i o rozpadzie protonu i o Wielkim Wybuchu należało połączyć to jeszcze z niezachowaniem CP w jedną całość dla wytłumaczenia asymetrii materii i antymaterii we Wszechświecie.

I wreszcie szósta część traktuje o kolorze i chromodynamice kwantowej. Jest tu wszystko co powinno się znaleźć w tak małej objętości oprócz pokazania na rysunku doświadczalnych wartości stosunku  $R$  szczegółowo omawianych na str. 341/2.

Przechodzę teraz do uwag technicznych.

Znalezienie polskich odpowiedników dla obcych terminów jest często trudnym zajęciem, a wyniki mogą być kontrowersyjne. Osobiście kwestionuję trzy nowotwory językowe a mianowicie:

- pospieszność (*rapidity*) — lepiej użyć istniejącego słowa „bystrość”
- zgęstek (*cluster*) — istnieje słowo „zlepek” lub po prostu „zgrupowanie”
- trysek (*jet*) — a przecież i w matematyce i w fizyce używa się słowa „pek”.

Strona wydawnicza nie przedstawia się najlepiej. Wprawdzie tekst jest czytelny, ale różne części książki są drukowane na różnych gatunkach papieru, a jakość fotografii jest bardzo kiepska. Można również sporo zarzucić korekcie. Nie szukając specjalnie, znalazłem więcej błędów niż podano w erracie, a to:

- brak strzałki w zapisie reakcji (1,1),
- słowo „czeregu” na str. 43,
- w tabeli 2.3b powinny być oczywiście „detektory wizualne” a nie „elektroniczne”,
- na str. 60 mamy słowo „kienematycznej”,
- na str. 102 zamiast „ $C_n$ ” powinno być oczywiście „ $C_n$ ”,
- na str. 103 ma być „ $G = (G_\pi)^m$ ” a nie „ $(C_\pi)^m$ ”,
- na str. 116 ma być „zadania 2” a nie „zadania 3”,
- na str. 195 we wzorze (9.37) (1-a) jest niepotrzebnie podniesione do kwadratu,
- na str. 203 mamy słowo „odisać”,
- na str. 249 we wzorze (11.16) brak kreski zmienia sens; ma być „ $\bar{K}^0 = \dots$ ”,
- na str. 299  $\varphi$  rozpada się na „ $K_4 K_3$ ”, ma być „ $K_8^0 K_8^0$ ”.

I wreszcie na tejże stronie źle położona kreska błędnie przepisuje informację „interpretacja rezonansowa niepewna” do niewątpliwego od wielu lat rezonansu  $K^*(1430)$ , podczas gdy odnosiła się ona niegdyś do  $Q_2(1400)$ . Zresztą tablice cząstek z 1980 r., na które powołuje się uzupełnienie  $F$  już nie mają tej informacji i w odniesieniu do  $Q_2(1400)$ , który w międzyczasie też stał się niewątpliwym rezonansem.

Natomiast jakość tłumaczenia nie budzi zasadniczych zastrzeżeń.

Podsumowując recenzję, uważam że taka książka jest bardzo potrzebna, natomiast wydanie tej książki było błędem. Głosuję przeciw drugiemu wydaniu!

Na zakończenie niech mi będzie wolno przytoczyć refleksję dotyczącą szybkości wydawniczej. Otóż w 1813 r. wydano w Paryżu podręcznik J. B. Biota pt. *Fizyka mechaniczna*. W ciągu zaledwie trzech lat został on przetłumaczony, zatwierdzony przez Imperatorski Komitet Cenzury i wydany w Wilnie w Drukarni XX Pijarów. A przecież wtedy Europa płonąła...

Krzysztof Rybicki

Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków

## K R O N I K A

## Komisja Historii Fizyki PTF

Komisja Historii Fizyki działa od 1976 r. Jej przewodniczącym jest od początku prof. R. S. Ingarden, wiceprzewodniczącym doc. S. Kalembka (historyk), sekretarzami byli doc. S. Salmonowicz (historyk nauki) i dr P. Staszewski, a obecnie jest dr A. Burnicki.

Komisja prowadzi działalność w kilku kierunkach:

— Opracowano koncepcję wywiadów z wybitnymi fizykami polskimi starszego pokolenia oraz ankiet mających służyć do utrwalenia wiadomości źródłowych z dziejów fizyki. Tę formę „wywoływania źródeł historycznych” do dziejów nauki starano się upowszechnić we wszystkich większych ośrodkach. Dotychczas zrealizowano 11 wywiadów (fragmenty wywiadu z prof. Aleksandrem Jabłońskim zamieściliśmy w zesz. 1—2/82, a wywiad z prof. Janem Wesołowskim ukaże się niebawem).

— Komisja gromadzi wspomnienia o zmarłych fizykach.

— Z inicjatywy Komisji opracowuje się tłumaczenie polskie i wydanie drugiej i trzeciej księgi *Optyki Witelona*.

— Zainicjowano ogólnopolskie seminaria z historii fizyki. Pierwsze, zorganizowane wspólnie z Instytutem Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN, odbyło się w Warszawie w lutym 1977. Następnie Komisja organizowała w Toruniu w kwietniu 1977, maju 1979 i listopadzie 1980.

— Pracownia Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK (patrz Kronika 3/81) powstała z inicjatywy Komisji. Warto zwrócić uwagę, że Pracownia rozporządza obszerną kartoteką bibliograficzną, zbiorem ikonograficznym i materiałami źródłowymi.

W swojej działalności Komisja Historii Fizyki doznaje wydatnej pomocy Biblioteki Głównej UMK i Instytutu Fizyki UMK w Toruniu.

B. W.

## Rada EPS

W dniach 24—25 marca br. odbyło się w salach Królewskiej Duńskiej Akademii Nauk w Kopenhadze posiedzenie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Z ramienia PTF udział brali członkowie Zarządu Głównego PTF, prof. Ewa Skrzypczak i doc. Włodzimierz Zych. Było to spotkanie, na którym delegaci przeanalizowali główne kierunki działalności Towarzystwa i ustalili dalsze drogi działania. Jak okazało się ze sprawozdania finansowego, sytuacja Towarzystwa poprawiła się obecnie (choć Towarzystwo wciąż nie dysponuje budżetem dostatecznie wysokim) tak, że można będzie zlikwidować zadłużenie z roku 1982. Ta poprawa wynikała ze specjalnych dotacji, wzrostu liczby członków wspierających, zysku ze sprzedaży „Europhysics Conference Abstracts” oraz podwyższonej opłaty uczestnictwa indywidualnego w EPS-ie. Członkom Rady rozdano książeczki z podanymi nazwiskami członków zalegających z płaceniem składek. W celu wykorzystania pieniędzy pochodzących ze składek członków krajów socjalistycznych, uchwalono zorganizowanie w Budapeszcie drugiego sekretariatu, który mógłby wykorzystywać zgromadzone na koncie EPS kwoty w walutach państw socjalistycznych. Rada wysłuchała sprawozdań z działalności wszystkich komitetów doradczych oraz komitetów (sekcji) naukowych, po czym odbyła się dłuższa dyskusja. Następnie przedyskutowano problemy związane z organizacją w sierpniu 1984 roku w Pradze VI Generalnej Konferencji EPS.

Zgodnie z prośbą Rady Wykonawczej (w Genewie — w marcu) EPS, prof. Ewa Skrzypczak przedstawiła w kilkunastominutowym referacie historię, zadania i formy działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Wystąpienie spotkało się z dużym i życzliwym zainteresowaniem, czego dowodem był postawiony wniosek, aby wzorem tego wystąpienia, na każdym następnym posiedzeniu Rady referowane były sprawozdania z prac Towarzystw Narodowych, kolejnych członków EPS.

Na zakończenie posiedzenia odbyły się wybory Komitetu Wykonawczego Rady EPS. Skład nowego Komitetu jest następujący: przewodni-



czący — J. Friedel (Orsay), zastępca przewodniczącego — G. H. Stafford (Oxford), sekretarz — W. J. Merz (Zürich), zastępca sekretarza — H. de Waard (Groningen), skarbnik — D. Kuhn (Innsbruck), zastępca skarbnika — G. Preparata (Bari), oraz członkowie: K. E. Ganzhorn (Stuttgart), J. Kaczer (Praga), N. Kroo (Budapest), O. V. Lounasmaa (Espoo), K. K. Rebane (Tallinn).

Następne posiedzenie Rady EPS odbędzie się w Winterturze (Szwajcaria) w dniach 29—30 marca 1984 roku.

*Ewa Skrzypczak i Włodzimierz Zych*

### Fizyka a społeczeństwo

23 marca br. odbyło się w Kopenhadze posiedzenie Komitetu Doradczego Zarządu Głównego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego o nazwie „Fizyka a społeczeństwo”. Na wstępie, przewodniczący Komitetu D. Parkinson (Anglia) poinformował zebranych, że poprzednie akcje organizowane przez Komitet, jak np. sympozjum w Ericie pt. „Kariera fizyka w Europie”, oraz „Fizyka w krajach rozwijających się” (Istanbul) znalazły duży oddźwięk. Dzięki nawiązaniu współpracy z UNESCO, uzyskano wsparcie finansowe dla osób zapraszanych na sympozja z krajów rozwijających się. Głównym tematem posiedzenia było określenie form udziału Komitetu w organizacji VI generalnej konferencji EPS w Pradze (sierpień 1984 r.). Ustalono z Komitetem Organizacyjnym tej Konferencji, że Komitet Doradczy „Physics and Society” zorganizuje dwa plenarne posiedzenia w ramach tzw. „Powell Memorial Lecture”. Zaproponowano do wyboru następujące tematy: 1) walory kulturowe fizyki w procesie ogólnego wykształcenia, 2) problem zanieczyszczania środowiska przez CO<sub>2</sub>, 3) rola naukowca fizyka w rządach, 4) jak popularyzować fizykę?, 5) fizyka i wyścig zbrojeń, 6) katastrofy planety Ziemia: naturalne i wojna jądrowa, 7) zastosowanie nauki i techniki w rozwiązywaniu problemów rozwojowych trzeciego świata. Parkinson zobowiązał się zaproponować wygłoszenie odczytów (na wybrany temat) profesorom V. F. Weisskopfowi i C. F. von Weizsackerowi.

Z inicjatywy przedstawiciela Francji powstał projekt zbierania materiałów dotyczących wizualnych pomocy w nauczaniu fizyki (filmy, przezroczka itp.). W przypadku ich zaakceptowania,

będą mogły być powielane i rozsyłane, ponieważ UNESCO wykazało zainteresowanie tą akcją. Zaproponowano seminarium (na Konferencji w Pradze) wspólne z Komitetem Doradczym ds. Kształcenia w Fizyce na temat „The state of Physics in Europe”. W szczególności Komitet Doradczy „Physics and Society” zająłby się omówieniem sprawy zatrudnienia fizyków o najważniejszych kwalifikacjach (tj. z doktoratem) w przemyśle i szkolnictwie.

Po dyskusji nad planem pracy posiedzenie zakończono apelem przewodniczącego o składanie listowne na jego ręce oraz do zarządów głównych narodowych towarzystw fizycznych propozycji na temat działalności Komitetu oraz uwag dotyczących poruszanych na spotkaniu spraw.

*Włodzimierz Zych*

### Nowi profesorowie

Rada państwa nadała tytuły naukowe profesora. Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Zofia Białynicka-Birula (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), Andrzej Graja (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań) i Henryk Szymczak (Instytut Fizyki PAN, Warszawa). Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 11 maja 1983 w Belwedrze.

### Komitet Fizyki PAN

W dniu 26 stycznia br. w Instytucie Fizyki PAN odbyło się plenarne posiedzenie Komitetu Fizyki PAN. Obrady prowadził prof. J. Kołodziejczak, przewodniczący Komitetu. Pierwsza część posiedzenia poświęcona była działalności bieżącej oraz sprawom organizacyjnym. Sekretarz Komitetu, prof. J. Auleytner omówił badania naukowe prowadzone przy poparciu Komitetu, sprawy finansowe i strukturę organizacyjną. Następnie przewodniczący Sekcji i Zespołów złożyli sprawozdania oraz przedstawili plany pracy. Kolejno referowali: prof. Z. Wilhelmi — Sekcja Fizyki Jądrowej, prof. A. Chełkowski — Sekcja Fizyki Fazy Skondensowanej, prof. J. Stankowski — Sekcja Fizyki Molekularnej, prof. F. Kaczmarek — Sekcja Optyki i Spektroskopii, prof. J. Werle —

Zespół ds. Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, prof. G. Białkowski — Zespół ds. Kształcenia Kadr, prof. S. Porowski — Zespół ds. Współpracy z Przemysłem, prof. A. Sobiczewski — Zespół ds. Wydawnictw. Zebrani przyjęli wniosek prof. I. Białynickiego-Biruli o rozwiązanie zespołu ds. Fizyki Teoretycznej. Przyjęto wniosek o powołanie Sekcji Fizyki Plazmy. Zaproponowano prof. H. Zorskiemu zorganizowanie tej Sekcji (Sekcja ta jest już obecnie zorganizowana. Na zebraniu jej w dniu 29 marca br. przewodniczącym Sekcji został wybrany prof. H. Zorski).

W drugiej części posiedzenia prof. Wilhelmi wygłosił referat na temat stanu i perspektyw rozwoju fizyki jądrowej niskich i wysokich energii w Polsce. W referacie tym omówiono m. in. kierunki badań, sytuację aparaturową, stan kadry, sytuację finansową i współpracę międzynarodową. W dyskusji po referacie wyrażono głębokie zaniepokojenie zmianami organizacyjnymi w IBJ. Wyjaśnięć w sprawie przeprowadzonej reorganizacji IBJ udzielił doc. M. Sowiński — prezes Państwowej Agencji Atomistyki. W wyniku dyskusji ustalono, że uchwały: „Uchwała Komitetu Fizyki PAN w sprawie sytuacji fizyki jądrowej w Polsce i perspektyw jej rozwoju” oraz „Uchwała Komitetu Fizyki PAN w sprawie reorganizacji Instytutu Badań Jądrowych” zostaną przesłane do odpowiednich władz państwowych. Referat pt. „Sytuacja fizyki jądrowej w Polsce i perspektywy jej rozwoju” wygłoszony przez prof. Z. Wilhelmięgo opublikowany został w *Postępiech Fizyki* (z. 4/83) i miesięczniku *Nauka Polska*.

W ostatnim punkcie posiedzenia Komitet w głosowaniu tajnym zaopiniował zgłoszone kandydatury na członków Polskiej Akademii Nauk.

*Adam Kujawski*

### Medal Maxa Borna

Medal i Nagroda Maxa Borna zostały ustanowione wspólnie przez brytyjski Instytut Fizyki i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i w jednym roku NTF przyznaje wyróżnienie fizykowi brytyjskiemu, a w następnym Instytut Fizyki — fizykowi niemieckiemu.

W 1983 r. NTF przyznało Medal i Nagrodę Maxa Borna profesorowi Uniwersytetu w Bristolu A. Kellerowi za jego wybitny wkład do fizyki polimerów. Wręczenie medalu odbyło się w Ratyzbonie w czasie dorocznego zjazdu NTF.

*IoP News Release*

*B. W*

### Instytut Fizyki Ogólnej AN ZSRR

Decyzją prezydium Akademii Nauk ZSRR wyłączono z Instytutu Fizyki AN im. Lebediewa część pracowni i utworzono z nich nową placówkę — Instytut Fizyki Ogólnej AN ZSRR. Jego dyrektorem został A. M. Prochorow.

*Vestnik AN SSSR* No 3 (1983)

### Komisja Zastosowań Fizyki ATF

W 1974 r. Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne utworzyło Komisję Zastosowań Fizyki. Chodziło o to, aby fizykom zajmującym się zastosowaniami stworzyć organizację dbającą o ich interesy oraz forum wymiany doświadczeń. Komisja organizowała konferencje specjalistyczne na różne tematy, np. fizyka gumy i opon, fizyka w przemyśle samochodowym, chemia i fizyka węgla, fizyka w przemyśle stalowym. Ponadto od 1976 r. Komisja urządza sesje referatów przeglądowych w trakcie zjazdów fizyków amerykańskich celem zapoznania ogółu fizyków z problemami i rozwojem zastosowań fizyki. Tematami tych sesji przeglądowych były dotychczas m. in. fizyka układów scalonych wielkiej skali integracji, zastosowania w komputerach i przekazywaniu informacji, implantacja jonów i defekty radiacyjne, wykorzystanie nadprzewodnictwa.

*Phys. Today* 36, No 2 (1983)

*B. W.*

### Stulecie urodzin Stanisława Lorii

W bieżącym roku mija 100 lat od urodzenia i 25 lat od śmierci Stanisława Lorii, profesora Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie, a następnie Uniwersytetu Wrocławskiego i Uniwersytetu Poznańskiego.

Stanisław Loria urodził się 18 stycznia 1883 r. w Warszawie. Do szkół chodził w Krakowie, studiował fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim. Był uczniem i asystentem Augusta Witkowskiego. Stopień doktora uzyskał w 1907 r. Jeszcze jako student zajmował się psychologią eksperymentalną wzroku. Uzyskał drogą odpowiednio przeprowadzonych doświadczeń nowe wyniki, które podważyły teorię apercpcji Wundta. Po doktoracie wyjechał na dalsze studia do Wrocławia (gdzie poznał i zaprzyjaźnił się z Maksymem Bornem),

Getyngi i Berlina. Z tego okresu pochodzą jego prace na temat dyspersji światła w gazach i parach metali. Odkrył, wspólnie z R. Landenburgiem, anomalną dyspersję w wodorze. Rozpoczął też badania magnetoptycznego zjawiska Kerra w ferromagnetycznych metalach i stopach. Prace te kontynuował po powrocie do Krakowa, gdzie habilitował się w 1910 r. Przed I wojną światową wyjeżdżał jeszcze na rok do Rutherforda, u którego zajmował się badaniem rozpadów promieniotwórczych, wykrywając rozgałęzienia w szeregu promieniotwórczym toru.

W 1919 r. zostaje powołany na katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie. W latach 1923/5 pracował w Caltech badając zjawisko fluorescencji, w szczególności określił czas, w którym atomy wodoru pozostają w stanie metatrwałym. Po powrocie do Lwowa objął katedrę fizyki doświadczalnej, gdzie wraz ze swymi współpracownikami rozpoczął badania dyfrakcji elektronów. Zbudowano odpowiednią aparaturę, uzyskano ciekawe wyniki. Niestety, do wybuchu II wojny światowej Loria zdołał opublikować tylko wstępne fragmenty pracy. Zebrane materiały doświadczalne i aparatura zostały zniszczone przez Niemców. Sam Loria musiał się ukrywać ze względu na swoje żydowskie pochodzenie.

Po wojnie Loria organizował fizykę na Uniwersytecie i Politechnice Warszawskiej, jako prorektor tych połączonych uczelni. W 1951 r. przenosi się do Uniwersytetu Poznańskiego. Pracuje także w Zakładzie Ferromagnetyków Instytutu Fizyki PAN, gdzie rozwija swoją dawniejszą tematykę — badania magnetoptycznego zjawiska Kerra.

Loria był świetnym wykładowcą. Interesował się także popularyzacją fizyki. Był autorem pierwszej polskiej książki o teorii względności: *Względność i grawitacja. Teoria A. Einsteina*. Dodać jeszcze można, że odznaczał się dużym urokiem osobistym i poczuciem humoru. Zmarł 8 sierpnia 1958 r. w Londynie.

B. W.

### 25 lat Nordity

W ub. roku (1982) minęło 25 lat od powstania Nordyckiego Instytutu Teoretycznej Fizyki Atomowej — Nordita (Nordisk Institut for Teoretisk Atomfysik) w Kopenhadze, który rozpoczął działalność 1 października 1957 r.

Utworzenie tego Instytutu w Kopenhadze związane jest z tradycją badań teoretycznych

w dziedzinie fizyki atomowej prowadzonych przez Nielsa Bohra i jego szkołę w Instytucie Fizyki Teoretycznej (obecnie Instytut Nielsa Bohra) Uniwersytetu Kopenhaskiego. Jako skutek tej tradycji proponowano początkowo (myśl H. A. Kramersa), by w Kopenhadze zlokalizować CERN. Kiedy jednak CERN został ostatecznie umiejscowiony w Genewie, postanowiono umieścić w Kopenhadze jego grupę teoretyczną. Działała ona w latach 1952—55, a stałymi jej członkami byli: Aage Bohr, Gunnar Källén, Ben Mottelson, Christian Møller i Stefan Rozental (fizyk urodzony i wykształcony w Polsce, doskonale mówiący po polsku do dziś, stały czytelnik *Postępów Fizyki*). Pracami kierował Niels Bohr.

Przeniesienie oddziału teoretycznego CERN-u do Genewy w r. 1955 stało się silnym bodźcem do zrealizowania starej, powstałej tuż po wojnie na fali wielkiego zainteresowania badaniami atomowymi (dziś powiedzielibyśmy jądrowymi), idei utworzenia w Kopenhadze teoretycznego instytutu atomowego krajów nordyckich (Dania, Finlandia, Islandia, Norwegia, Szwecja). Ideę tę zrealizowano ostatecznie w 1957 r.



Budynek Nordity (po lewej) i Instytutu Nielsa Bohra. Fot. C. Hansen

Badania prowadzone w Nordicie koncentrowały się początkowo na fizyce jądrowej, fizyce cząstek elementarnych i ogólnej teorii względności. W r. 1966 zostały one rozszerzone na fizykę ciała stałego, a ostatnio także na astrofizykę. Bardzo bliska współpraca z Instytutem Nielsa Bohra (zajmującym sąsiedni budynek — patrz fot.) uczyniła oba ośrodki ważnym centrum fizyki teoretycznej na świecie, w zakresie wymienionych specjalności. Oprócz fizyków nordyckich, przewijają się przez Norditę fizycy z całego świata. Przebywało tu także wielu teoretyków polskich. Obecny dyrektor Nordity, prof. Ben Mottelson, wniósł duży wkład do rozwoju współpracy z fizykami polskimi. Stanowiło to jeden z motywów



przyznania mu w r. 1980 Medalu Smoluchowskiego (por. *Postępy Fizyki* 32, 323 (1981)).

A. S.

### Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

W dniach od 14 do 26 lutego 1983 r. odbyła się XIX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej, zorganizowana jak zwykle w Karpaczu, przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. W Komitecie organizacyjnym pracowali: dr B. Milewski (dyrektor), dr K. Pilch (sekretarz), mgr A. Borowiec (skarbnik) i mgr J. Stelmach.

Tegoroczna Szkoła była poświęcona supersymetrii i supergrawitacji, niezwykle burzliwie rozwijającym się w ostatnich latach dziedzinom fizyki teoretycznej, z którymi wiąże się nadzieje na zbudowanie jednolitej teorii wszystkich oddziaływań. Coroczny dylemat czy Szkoła ma być szkołą czy też konferencją rozwiązano przez podzielenie jej na część szkolną (14—19 lutego) i część roboczą („warsztat”) (10—26 lutego). W trakcie „szkoły” omówiono: sformułowanie supergrawitacji przy pomocy różnorodności grupowych — P. Fré (Turyn), symetrie rozwiązań równań wielowymiarowych supergrawitacji — L. Castellani (Turyn), zastosowanie superkonforemno-rachunku tensorowego w supergrawitacji — A. van Proeyen (CERN), renormalizację supersymetrycznych modeli Yanga-Millsa — K. Sibold (CERN), superpolowe sformułowanie rozszerzonych supersymetrii — P. Townsend (Paryż) i B. Milewski (Wrocław), kwantowanie cząstek ze spinem — J. de Azcarraga (Walencja), J. Lukierski (Wrocław) i L. Lusanna (Florencja), skończone teorie supersymetryczne w czterech wymiarach — P. West (Londyn). Oprócz tego zorganizowano dwie sesje dyskusyjne poświęcone metodzie różnorodności grupowych i superkonforemnemu rachunkowi tensorowemu.

W części roboczej przedstawiono najnowsze wyniki otrzymane w ciągu ostatniego roku. Część seminariów była kontynuacją wykładów ze szkoły.

W sumie w Szkole wzięło udział 82 fizyków, w tym 34 z zagranicy. Pomimo dużych, w porównaniu z poprzednimi latami, trudności, w opinii uczestników Szkoła odbyła się bardzo sprawnie i stała na wysokim poziomie naukowym. Nie zawiodła też zima, która jakby na zamówienie zjawiła się w Karpaczu dokładnie na czas trwania Szkoły.

Krzysztof Pilch

### Weisskopf o broni jądrowej

Marcowy zeszyt *Physics Today* poświęcony jest zagadnieniom związanym z bronią jądrową.

Szczególnie interesujący jest artykuł V. F. Weisskopfa, który poddaje wszechstronnej i wnikliwej analizie obecną sytuację w tej dziedzinie i perspektywę jej dalszego rozwoju. Weisskopf odnosi się krytycznie do koncepcji tzw. polityki odstraszania i wskazuje, że w rzeczywistości prowadzi ona do stałego i niekończącego się podnoszenia poziomu zbrojeń jądrowych. Już teraz poziom ten przekracza granice rozsądku. Taki stan rzeczy powoduje wzrost międzynarodowego napięcia i zagraża katastrofą nieobliczalną w skutkach.

Według Weisskopfa użycie broni jądrowej zniszczyłoby fundamenty cywilizacji. Broń jądrowa nie może być skutecznym środkiem osiągnięcia słuszných celów politycznych, do których należy cierpliwie dążyć przy pomocy środków politycznych, zwłaszcza wobec tego, że na dłuższym odcinku czasu można oczekiwać naturalnej ewolucji w pożądanym kierunku. Konieczny jest przełom w sposobie myślenia o tych sprawach, podobny do przełomu w sposobie myślenia fizyków przy przejściu od mechaniki klasycznej do kwantowej.

*Phys. Today* 36, No 3 (1983)

B. W.

### Kłopoty z zatrudnieniem fizyków w RFN

Bezrobocie w RFN rośnie w szybkim tempie: w 1973 r. było 274 tys. bezrobotnych, w 1982 r. — 1,8 mln, w tym bezrobotnych z wyższym wykształceniem w 1973 r. — 5500, w 1982 r. — 50 500. Bardziej może znaczące są wartości stosunku liczby bezrobotnych do liczby osób zdolnych do pracy w poszczególnych grupach wykształcenia. W 1982 r. w grupie niewykwalifikowanych było 13,4% bezrobotnych, w grupie z wykształceniem akademickim — 3,9% z wykształceniem technicznym średnim — poniżej 3%. Sytuacja fizyków w porównaniu z innymi zawodami jest jeszcze nienajgorsza. W 1975 r. było 370 bezrobotnych fizyków, co stanowiło 26% bezrobotnych z wykształceniem matematyczno-przyrodniczym. We wrześniu 1982 r. było już 810 bezrobotnych fizyków (na ogólną liczbę 2400 fizyków RFN), ale stanowiło to już tylko 18% badanej grupy bezrobotnych.

Przyczynami bezwzględного wzrostu bezrobocia fizyków jest zarówno wzrost liczby absolwen-

tów wyższych uczelni jak i restrykcje w polityce zatrudnienia instytucji państwowych. Także przedsiębiorstwa prywatne ograniczają wzrost miejsc pracy i stawiają coraz wyższe wymagania nowo przyjmowanym pracownikom. Liczą się tu przede wszystkim szybko ukończone studia z bardzo dobrymi wynikami egzaminów, praktyka w zawodzie i znajomość języków obcych.

W najbliższych latach liczba studentów fizyki i absolwentów będzie nadal wzrastać. Trudno jeszcze postawić wiarygodną prognozę co do problemów zatrudnienia, a to ze względu na niedostatki przewidywać co do rozwoju gospodarki, postępu wydajności pracy i polityki wyższych uczelni.

*Phys. Bl.* 39, No 4 (1983)

B. W.

### Kosztowne materiały konferencyjne i czasopisma

Dział „Opinie i sugestie” sprawozdania Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO) zawiera dwie notatki godne uwagi. Pierwsza podpisana przez E. Ingelstamma i A. Lohmanna zwraca uwagę na rosnące koszty prenumeraty czasopism. Koszty te pochłaniają tak wielką część budżetu wielu instytucji, że mało pozostaje na zakup instrumentów i na inne wydatki. W tej sytuacji nieunikniona jest redukcja liczby prenumerowanych czasopism. Autorzy powołują się na artykuł w *Physics Today* (październik 1981) D. W. Kinga i N. K. Roderera, w którym dyskutowane są możliwości obniżenia kosztów i zwiększenia wydajności przez wprowadzenie tańszych metod w zakresie technologii publikacji, jak np. metod elektronicznych oraz „artykułów na żądanie” (publikowane byłyby tylko tytuły bądź streszczenia, a pełną kopię artykułu można by kupować na żądanie). W dalszym ciągu notatki omawiana jest kwestia kryteriów wyboru tych czasopism, których prenumerata miałaby być kontynuowana.

Druga notatka, podpisana przez A. Lohmanna, dotyczy materiałów konferencyjnych. Wysokie koszty publikacji tych materiałów powodują znaczne podwyższenie opłat konferencyjnych, co ogranicza możliwość brania udziału w konferencjach. Ponadto bywa, że materiały wydawane są z dużym opóźnieniem (nieraz dochodzącym do dwóch lat).

Czy wobec tego warto wydawać materiały? Stwierdzenie wydany tom materiałów z dobrej konferencji może być niezmiernie cenny dla tych, którzy nie mogli wziąć w niej udziału, ale muszą być spełnione 3 warunki: wysoki poziom naukowy, dobra redakcja, szybka dystrybucja.

*ICO Midterm Rep.* 1983

B. W.

### W. Trzebiatowski (1906 — 1982)

Dnia 13 listopada 1982 zginął w wypadku samochodowym Włodzimierz Trzebiatowski, dyrektor Międzynarodowego Laboratorium Wielkich Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur.

Trzebiatowski studiował chemię na Politechnice Lwowskiej. Zajmował się metalurgią proszków. W 1938 r. został powołany na profesora w Uniwersytecie Jana Kazimierza. W czasie wojny brał udział w tajnym nauczaniu uniwersyteckim. Od września 1945 pracował we Wrocławiu, na Uniwersytecie i na Politechnice. Prowadził prace w dziedzinie chemii i fizyki ciała stałego, w szczególności magnetochemii, rentgenowskiej analizy strukturalnej, termodynamiki układów metalicznych. Do najważniejszych jego osiągnięć należy zaliczyć wyniki badań własności magnetycznych związków uranu.

Trzebiatowski był jednym z organizatorów Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN i jego pierwszym dyrektorem w latach 1968-74.

W 1968 r. doprowadził również do powstania Międzynarodowego Laboratorium Wielkich Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur we Wrocławiu. Laboratorium to działa w wyniku współpracy Akademii Nauk Bułgarii, NRD, Polski i ZSRR.

W kadencji 1972/77 był prezesem Polskiej Akademii Nauk. Był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, które w uznaniu jego osiągnięć naukowych nadało mu w 1979 r. Medal Mariana Smoluchowskiego. Przypominamy, że z tej okazji ukazało się w *Postęпах Fizyki* 31, 473 (1980) obszerniejsze opracowanie Z. Gałasiewicza przedstawiające działalność Włodzimierza Trzebiatowskiego.

B. W.

## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1984

#### 17—20 września 1984, Gdańsk

**XXVIII Zjazd Fizyków Polskich.** Prof. J. Fiutak, IF UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-308 Gdańsk.

P, O: zł 600.—, członkowie PTF: zł 500.—

#### 26—28 czerwca 1984, Wrocław

**Electromagnetic Compatibility.** Politechnika Wrocławska i SEP. Mgr W. Moroń, 51-645 Wrocław, skr. poczt. 2141.

P, ang. i ros.

#### 25—29 czerwca 1984, Łódź

**International Symposium on Nuclear Excited States.** Instytut Fizyki UŁ. M. Przytuła, IF UŁ, ul. Nowotki 149, 90-236 Łódź.

Z: 30. 10. 83, P, U: 70, ang., O: zł 800.— uczestnicy krajowi, rb 50.— uczestnicy z KS, \$ 50.— uczestnicy z pozostałych krajów.

### SZKOŁY 1984

#### 20 lutego—3 marca 1984, Karpacz

**XX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej:** Przejścia fazowe i układy nieuporządkowane. Doc. dr hab. Andrzej Pękalski, IFT, UW, ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław  
Z: 15. 11. 83, U: 80 ang.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopie**) 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.

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

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

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

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

7. Rysunki należy wykonać starannie 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.

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, Vvedeniye v teoriyu kvantovannykh poleik, Nauka, Moskva 1973.

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

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

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—  
rocznie zł 360.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się

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

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

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

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

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## SPIS TREŚCI

J. Zakrzewski — Neutralny bozon pośredniczący w rozpraszaniu i anihilacji elektronów . . . . .	343
J. Szuber — Zastosowanie spektroskopii wydajności kwantowej fotoemisji do badania struktury pasmowej powierzchni półprzewodników . . . . .	369
N. Bloembergen — Optyka i spektroskopia nieliniowa (tłum. K. Rosiński) . . . . .	385
WSPOMNIENIA-ROCZNICE	
M. Kucharski — Zygmunt Florenty Wróblewski — szkic o życiu i twórczości przed skropleniem powietrza . . . . .	405
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	413
RECENZJE . . . . .	415
KRONIKA . . . . .	421

## CONTENTS

J. Zakrzewski — Neutral Intermediate Boson in Electron Scattering and Annihilation . . . . .	343
J. Szuber — Application of the Photoemission Yield Spectroscopy in Studies of the Band Structure of Semiconductor Surfaces . . . . .	369
N. Bloembergen — Nonlinear Optics and Spectroscopy . . . . .	385
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
M. Kucharski — Zygmunt Florenty Wróblewski — His Life and Work in the Period Before Obtaining Liquid Air . . . . .	405
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	413
REVIEWS . . . . .	415
CHRONICLE . . . . .	421

## ERRATA

. Pragniemy sprostować trzy błędy drukarskie w zeszytach 5/83 i 6/83. Mianowicie w Kronice z. 5/83, 22 wiersz od dołu str. 424, zamiast *na Uniwersytecie i Politechnice Warszawskiej*, powinno być *na Uniwersytecie i Politechnice Wrocławskiej*. W z. 6/83, w podpisie recenzji zamiast *Mirostaw Gaj* powinno być *Miron Gaj*. Wreszcie w notatce o Szkole w Mikołajkach (Kalendarz Imprez) zamiast *Dr Lidia Goetting*, powinno być *Dr Lidia Goettig*. Przepraszamy.