

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



**TOM VIII**

**ZESZYT 5**

---

1957

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski (Poznań),  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa),  
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa),  
Leonard Sosnowski (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Przemysław Zieliński (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Ryszard Gajewski (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.  
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują  
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VIII, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1957

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1982 (1889+93)	Oddano do składania 16.VII.57
Ark. wyd. 6,75. Ark. druk. 6	Podpisano do druku 8.XII.57
Druk. sat. V kl. 70 g. 70×100	Druk ukończono w grudniu 1957.
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 1472/57 B-64

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

G. Białkowski, J. Wrzecionko

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Zagadnienia teoretyczne związane z zasadami zachowania parzystości

### Wstęp

Fizyka cząstek elementarnych przeżywa obecnie okres burzliwych zmian, które w zasadniczy sposób zmieniają jej oblicze. Związane jest to z nowymi danymi doświadczalnymi podważającymi słuszność pewnych podstawowych, zdawałoby się, ustalonych już zasad. Historycznie pierwsze miejsce zajmują tu badania nad mezonami  $K$  (por. artykuł w *Postęпах Fizyki* 8, 3, 1957), które postawiły fizykę cząstek elementarnych przed tak zwanym problemem  $\tau - \theta$ . Jak wiadomo, polega on na tym, że mezony te przy jednakowych (w granicach stosunkowo już niewielkich błędów doświadczalnych) masach i czasach życia mają różne schematy rozpadu. Okazuje się, że analiza tych schematów rozpadu prowadzi do wniosku, iż mezony te różni jedynie ich parzystość wewnętrzna. Z drugiej strony, ze wspomnianych wyżej względów należałoby je uważać za jedną cząstkę o różnych tylko schematach rozpadu. Ta dziwna „przygoda”, jaka się wydarzyła zasadzie zachowania parzystości, pobudziła fizyków do szukania analogii w innych działach kwantowej teorii pola, i to takich analogii, które by były bardziej „czyste” teoretycznie. Problem  $\tau - \theta$  ma bowiem tę kłopotliwą cechę, że zagadnienie parzystości jest w nim związane z naturą mezonu  $K$ : tymczasem o naturze cząstek elementarnych dotychczas wiadomo bardzo niewiele. Analogię taką wykryli Lee i Yang [1] w oddziaływaniu  $\beta$ . Bez potrzeby analizowania natury jakichkolwiek cząstek udowodnili oni, że dotychczasowe dane doświadczalne nie przesądzają zachowania parzystości w oddziaływaniu  $\beta$  i zaprojektowali szereg doświadczeń, które by tę sprawę mogły rozstrzygnąć. Pierwsze takie doświadczenia zostały już wykonane i przyniosły rewelacyjne wyniki, zgodne z podejrzaniem Lee i Yanga, i to takie, które właściwie nie mają precedensu w fizyce. Okazało się mianowicie, że rzeczywiście w rozpadzie  $\beta$  nie jest zachowana parzystość (jak również przynajmniej w niektórych innych słabych oddziaływaniach). Aby sobie uzmysłwić znaczenie tego faktu, na-

leży powiedzieć, że parzystość wiąże się z pewnymi najbardziej podstawowymi ideami fizycznymi, podobnie jak np. pęd czy energia.

Mowa tu o obrazie przestrzeni i czasu, jaki sobie fizycy wytworzyli na podstawie dotychczasowych faktów doświadczalnych. Jak wiadomo, do opisu zjawisk fizycznych wprowadza się trójwymiarowe continuum, jakim jest przestrzeń, połączone od kilkudziesięciu lat przez teorię względności z jednowymiarowym continuum czasowym. Oba te continua mają posiadać szereg określonych własności niezbędnych do zapewnienia zgodności opisu fizycznego zjawisk z ich rzeczywistym przebiegiem. Na przykład postuluje się, aby przestrzeń była jednorodna i izotropowa, to znaczy, by nie był w niej wyróżniony żaden punkt ani żaden kierunek. Wpływ tych postulatów przejawia się w niezmienniczości względem przesunięć i obrotów pewnych matematycznych tworów opisujących układy materialne (np. lagranżjanu). Niezmienniczość ta zaś wiąże się z kolei odpowiednio z zasadami zachowania pędu i momentu pędu.

Z podobnie ogólnego postulatu wynika zasada zachowania parzystości. Żąda się mianowicie, by wspomniane twory matematyczne były niezmiennicze również względem przestrzennych odbić zwierciadlanych. Byłoby bowiem rzeczą wysoce niezrozumiałą założenie, że opis zjawisk zależy od tego, czy dokonujemy go w lewo-, czy w prawoskrętnym układzie współrzędnych.

Ważną rolę gra tu operacja inwersji polegająca na trzech kolejno po sobie następujących odbiciach względem trzech wzajemnie prostopadłych płaszczyzn. Znaczenie inwersji polega na tym, że jest ona najściślej związana z parzystością, a niezmienniczość teorii względem inwersji — z prawem zachowania parzystości w zjawiskach opisywanych przez tę teorię.

Okazało się ponadto, że niezachowanie parzystości pociąga za sobą pewne konsekwencje dla innych operacji, takich jak odbicie czasu i sprzężenie ładunkowe. Aby uzyskać jasny obraz omawianych trudności w teorii cząstek elementarnych, należy więc zapoznać się również i z tymi operacjami oraz związkami ich z inwersją, jaki daje twierdzenie Lüdersa-Pauliego.

W artykule naszym przyjęliśmy dla uproszczenia a jednocześnie celem uniknięcia zbędnych powtórzeń następujący układ. Szerzej dyskutujemy operację inwersji (na poziomie pierwszej i drugiej kwantyzacji), natomiast przy omawianiu teorii odbicia czasowego i sprzężenia ładunkowego powołujemy się w miarę możliwości na analogie z inwersją, jakie tu występują. Po omówieniu tych operacji z osobna przystępujemy do podania twierdzenia Lüdersa-Pauliego i najważniejszych wniosków fizycznych, jakie z niego wypływają; wśród nich dyskutujemy bardzo interesującą

teorię inwersji kombinowanej podaną przez L. Landaua. Nie omawiamy tu zaś bliżej aspektu doświadczalnego całego zagadnienia ani pewnych wniosków fenomenologicznych, które wypływają z analizy danych eksperymentalnych. Czynimy to z tego powodu, że sprawa ta jest w *Postęпах Fizyki* przedmiotem osobnego artykułu.

Podane w artykule ogólne wiadomości teoretyczne może Czytelnik uzupełnić przez przeczytanie prac [2] — [10]. W tekście artykułu podajemy również odnośniki do innych prac oryginalnych.

## 1. Inwersja (teoria na poziomie I kwantyzacji)

### Operacja inwersji

Przez inwersję będziemy rozumieli transformację układu współrzędnych polegającą na zmianie kierunku wszystkich trzech osi przestrzennych bez zmiany kierunku osi czasowej

$$(x_1, y_1, z_1, x_0) \rightarrow (-x_1, -y_1, -z_1, x_0) \quad (1)$$

Łatwo się można przekonać, że transformację taką można uzyskać przez dokonanie kolejno trzech odbić względem płaszczyzn scharakteryzowanych przez prostopadłe do nich wektory  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ , jeśli wektory te są prostopadłe i tworzą układ lewoskrętny. Odpowiedni operator działający na funkcje falowe oznaczymy przez  $\hat{P}$ . Będziemy zakładać, że działanie operatora  $\hat{P}$  na funkcje falowe nie zawsze jest równoważne działaniu operatora  $\hat{P}_1$ , który zdefiniujemy jako iloczyn trzech odbić względem płaszczyzn scharakteryzowanych przez układ prawoskrętny wektorów  $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ .

Zauważymy, że działanie operatorów  $\hat{P}$  i  $\hat{P}_1$  można przedstawić jako działanie iloczynów dwu operatorów, które oznaczymy odpowiednio przez  $\hat{S}, \hat{K}$  (lub  $\hat{S}_1, \hat{K}$ ).

$$\left. \begin{aligned} \hat{P} &= \hat{S}\hat{K} = \hat{K}\hat{S} \\ \hat{P}_1 &= \hat{S}_1\hat{K} = \hat{K}\hat{S}_1 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\hat{K}$  jest operatorem, który zmienia znak zmiennych przestrzennych, występujących jako argument funkcji falowej. Natomiast  $\hat{S}$  i  $\hat{S}_1$  są operatorami, które nie zmieniają argumentu funkcji falowej, lecz tylko transformują ją odpowiednio do jej własności geometrycznych (może ona być np. wektorem, skalarą itd.). Znaczy to np., że każda wielkość transformująca się przy obrotach jak wektor podlega działaniu operatorów  $\hat{S}$  i  $\hat{S}_1$  bez względu na to, czy zależy ona, czy też nie zależy od zmiennych przestrzennych.

Natomiast działaniu operatora  $\hat{\mathcal{R}}$  podlegają jedynie te wielkości, które rzeczywiście są funkcjami zmiennych przestrzennych. Operatory  $\hat{\mathcal{G}}$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1$  nazwiemy operatorami inwersji wewnętrznej. Z początku będziemy się zajmować tylko tymi operatorami.

Można sobie łatwo uzmysłwić, że działanie operatora  $\hat{\mathcal{G}}^2$  jest równoważne działaniu operatora obrotu o kąt 0 lub kąt  $2\pi k$ , gdzie  $k$  — liczba całkowita. Założymy jednak, że obrót o kąt  $4\pi k$  nigdy nie prowadzi do zmiany funkcji falowej. Wówczas do dyspozycji pozostają nam tylko dwa obroty o kąt 0 lub kąt  $2\pi$ , które prowadzą do różnych wyników w działaniu na niektóre funkcje falowe. Co więcej, można się przekonać, że działanie operatora  $\hat{\mathcal{G}}_1^2$  jest zawsze takie samo, jak działanie operatora  $\hat{\mathcal{G}}^2$ . Wreszcie działanie iloczynów obu operatorów  $\hat{\mathcal{G}}$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1$  jest zawsze inne niż działanie operatorów  $\hat{\mathcal{G}}^2$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1^2$ . Mianowicie jeśli działanie operatorów  $\hat{\mathcal{G}}^2$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1^2$  jest równoważne działaniu operatora obrotu o kąt 0, to działanie operatorów  $\hat{\mathcal{G}}\hat{\mathcal{G}}_1$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1\hat{\mathcal{G}}$  jest równoważne działaniu operatora obrotu o kąt  $2\pi$  i na odwrót.

Dla bozonów obrót o kąt  $2\pi$  nie prowadzi do żadnej zmiany funkcji falowej; pokrywa się on z obrotem o kąt 0 i stanowi po prostu transformację tożsamościową.

Dla fermionów obrót o kąt  $2\pi$  prowadzi do zmiany fazy funkcji falowej o  $\pi$ , to znaczy do zmiany funkcji falowej o czynnik  $\exp(i\pi) = -1$ . Ponieważ i tu obrót o kąt 0 jest oczywiście równoważny transformacji tożsamościowej, więc obrót o kąt  $2\pi$  jest równoważny mnożeniu funkcji falowej przez  $-1$ .

Te własności funkcji falowych opisujących cząstki Bosego i Fermiego odbijają się na wartościach własnych operatorów inwersji wewnętrznej. (Wartość własną tych operatorów będziemy nazywali *parzystością wewnętrzną* cząstki opisywanej przez określoną funkcję własną tych operatorów). Mamy bowiem dla bozonów

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathcal{G}}^2\Phi &= \Phi \\ \hat{\mathcal{G}}_1^2\Phi &= \Phi \\ \hat{\mathcal{G}}\hat{\mathcal{G}}_1\Phi &= \hat{\mathcal{G}}\hat{\mathcal{G}}\Phi = \Phi; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

co znaczy, że wartości własne operatorów  $\hat{\mathcal{G}}$  i  $\hat{\mathcal{G}}_1$  równe są  $\pm 1$ , a przy tym funkcja własna operatora  $\hat{\mathcal{G}}$  należąca do wartości własnej  $+1$  ( $-1$ ) jest zarazem funkcją własną operatora  $\hat{\mathcal{G}}_1$  należąca do tej samej wartości własnej. (Rozważania te przeprowadzamy oczywiście tylko dla tych funkcji falowych, które mają określoną parzystość wewnętrzną. Podobna uwaga odnosi się również do rozważań dotyczących cząstek Fermiego.)



Dla fermionów sytuacja jest zupełnie inna. Mamy tu albo

$$\begin{aligned}\hat{G}^2\Phi &= \Phi \\ \hat{G}_1^2\Phi &= \Phi \\ \hat{G}_1\hat{G}\Phi &= \hat{G}\hat{G}_1\Phi = -\Phi,\end{aligned}\tag{4}$$

albo

$$\begin{aligned}\hat{G}^2\Phi &= -\Phi \\ \hat{G}_1^2\Phi &= -\Phi \\ \hat{G}_1\hat{G}\Phi &= \hat{G}\hat{G}_1\Phi = \Phi\end{aligned}\tag{4a}$$

Jeśli zachodzi (4), to wartości własne operatorów  $\hat{G}$  i  $\hat{G}_1$  są oczywiście równe  $\pm 1$ , jednakże funkcja własna operatora  $\hat{G}$  należąca do wartości własnej  $+1$  ( $-1$ ) jest jednocześnie funkcją własną operatora  $\hat{G}_1$  należąca odpowiednio do wartości własnej  $-1$  ( $+1$ ). Jeśli zaś zachodzi (4a), to sytuacja jest podobna, z tą tylko różnicą, że wartości własne operatorów  $\hat{G}$  i  $\hat{G}_1$  wynoszą  $\pm i$ .

Ze względów czysto fizycznych operatory  $\hat{G}$  i  $\hat{G}_1$  są równouprawnione. Wynika to stąd, że oba prowadzą do transformacji układu współrzędnych (1). Wobec tego dla fermionów nie można powiedzieć, jaką właściwie parzystość wewnętrzną ma określona funkcja falowa:  $+1$  czy  $-1$  (ewentualnie  $+i$  czy  $-i$ ). Zależy to bowiem od tego, który z operatorów  $\hat{G}$  i  $\hat{G}_1$  bierzemy pod uwagę. Można tylko określić wewnętrzną parzystość względną dwu funkcji falowych, to jest powiedzieć, czy funkcje te mają tę samą parzystość względną, czy też przeciwną. Dla bozonów, jak widzieliśmy, sytuacja jest inna: funkcja falowa ma określoną parzystość wewnętrzną w sensie absolutnym, a nie tylko względnym.

#### Własności transformacyjne funkcji falowych bozonów przy inwersji i odbiciach

Wiadomo, że przy obrotach przestrzennych funkcje falowe cząstek o spinie całkowitym transformują się jak skalary (spin 0), wektory (spin 1) bądź tensory wyższych rzędów (spiny całkowite większe od jedności). Jednakże własności transformacyjne tych funkcji względem obrotów nie decydują o zachowaniu się ich przy inwersji. Wynika to stąd, że nie można uzyskać nieparzystej ilości odbić przez składanie obrotów. Poprzednie rozważania pozwolą nam jednak na podanie własności transformacyjnych tych funkcji przy inwersji i odbiciach. Uczynimy tu założenie, że ilość składowych funkcji falowych przy inwersji jest taka sama jak przy obrotach.

## a) spin 0

Funkcje falowe tych cząstek mają tylko jedną składową. Są one (jeśli cząstka ma określoną parzystość wewnętrzną) funkcjami własnymi operatora inwersji wewnętrznej należącymi do wartości własnej  $+1$  lub  $-1$ . Pierwsze z nich nazywamy skalarami, a drugie — pseudoskalarami. Ponieważ przy obrotach funkcje te nie ulegają zmianie, to z definicji operatora inwersji oraz z faktu, że iloczyn dwu odbić jest równoważny pewnemu obrotowi, wynika, iż przy odbiciach funkcje te transformują się tak samo jak przy inwersji, niezależnie od tego względem jakiej płaszczyzny dokonujemy odbicia.

## b) spin 1

Funkcje falowe tych cząstek mają, jak wiadomo, cztery składowe, tj. trzy składowe przestrzenne i jedną składową czasową. Trzy składowe przestrzenne transformujące się przy obrotach jak trójwymiarowy wektor, są funkcjami własnymi operatora inwersji wewnętrznej należącymi do podanych dwu wartości własnych. Funkcje, których składowe przestrzenne należą do wartości własnej  $-1$ , nazywamy wektorami, te zaś, których składowe przestrzenne należą do wartości własnej  $+1$  — pseudowektorami.

Łatwo się przekonać, że jeśli przy odbiciu względem płaszczyzny określonej przez wersor  $a_\mu$  (przestrzenny) prawdziwe wektory będą się transformowały w następujący sposób (korzystamy z umowy sumacyjnej)

$$\Phi'_\mu = s_{\mu\nu} \Phi_\nu \quad (5)$$

gdzie  $a_\mu = [\vec{a}, a_0]$ ;  $\vec{a}^2 - a_0^2 > 0$  oraz

$$s_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - 2a_\mu a_\nu, \quad (6)$$

to pseudowektory będą się transformowały przy takim odbiciu w następujący sposób.

$$F'_\mu = -s_{\mu\nu} F_\nu. \quad (7)$$

**Własności transformacyjne funkcji falowych cząstek o spinie  $1/2$  przy inwersji**

Na wstępie przypominamy, że dla fermionów można podać jedynie ich parzystość względną, nie ma zaś sensu mówić o spinorach i pseudospinorach. Odmienne pod tym względem własności cząstek Bosego i Fermiego (które jak wiadomo są opisywane przez spinory), skłaniają nas do przypuszczenia, że przy inwersji funkcje falowe fermionów nie będą się transformowały wprost tak jak funkcje falowe bozonów

$$\hat{\mathcal{P}}\Phi(\vec{x}, x_0) = \pm \Phi(-\vec{x}, x_0),$$

lecz w sposób bardziej skomplikowany. Założymy, mianowicie, że działanie operatora inwersji  $\hat{P}$  (lub  $\hat{P}_1$ ) na funkcję falową cząstki Fermiego sprowadza się do mnożenia tej funkcji przez pewną macierz  $\hat{G}$

$$\hat{G}\Psi(\vec{x}, t) = \hat{G}\Psi(-\vec{x}, t), \quad (8)$$

Można podać kształt tej macierzy inwersji posługując się założeniem, że macierz ta jest zbudowana jedynie z macierzy  $\gamma$  występujących w równaniu Diraca. Co więcej, przy wyprowadzaniu wzoru na tę macierz trzeba skorzystać z faktu, że równanie Diraca jest niezmiennicze ze względu na operację inwersji  $\hat{P}$ . Macierz inwersji podamy w konkretnej reprezentacji macierzy  $\gamma$ . Reprezentację tę ustalamy w następujący sposób. Macierze  $\gamma$  występujące w równaniu Diraca

$$(\gamma_\mu \partial / \partial x_\mu + m) \psi(\vec{x}, x_0) = 0 \quad (9)$$

i spełniające związki

$$\begin{aligned} \gamma_i \gamma_k + \gamma_k \gamma_i &= 2\delta_{ik} & (i, k = 1, 2, 3) \\ \gamma_i \gamma_0 + \gamma_0 \gamma_i &= 0 \\ \gamma_0^2 &= -1 \end{aligned} \quad (10)$$

mają mieć następujące własności

$$\begin{aligned} \gamma_k^\dagger \gamma_k &= 1 \\ \gamma_0^\dagger \gamma_0 &= 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Z (10) i (11) wynika, że macierze  $\gamma_k$  mają być hermitowskie, a macierz  $\gamma_0$  — antyhermitowska. Dalej zdefiniujemy macierz  $\gamma_5$  w następujący sposób

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_0. \quad (12)$$

Łatwo sprawdzić, że

$$\gamma_5^2 = -1 \quad ; \quad \gamma_5^\dagger \gamma_5 = 1 \quad (13)$$

$$\gamma_5 \gamma_\mu + \gamma_\mu \gamma_5 = 0 \quad ; \quad \mu = 0, 1, 2, 3. \quad (14)$$

Po ustaleniu reprezentacji przechodzimy do znalezienia macierzy inwersji. Musi ona spełniać następujące postulaty:

I. Musi zachowywać równanie Diraca (w połączeniu z transformacją  $\hat{K}$ ).

II. Kwadrat jej musi być macierzą jednostkową (odpowiada to związkom (4) i (4a)):  $\hat{G}^2 = \pm 1$ .

III. Musi ona być macierzą unitarną:

$$\hat{G}^\dagger \hat{G} = 1. \quad (15)$$

Z postulatu I wynika, że szukana macierz inwersji musi w jednakowy sposób uwzględniać wszystkie macierze  $\gamma_k$ . (Odpowiada to żądaniu, by macierz ta była przemienna z macierzą obrotów przestrzennych). Łatwo się można przekonać, że jedyną macierzą spełniającą ten warunek i utworzoną z macierzy Diraca jest macierz

$$\check{G} = a + b\gamma_0 + c\gamma_5 + d\gamma_0\gamma_5$$

(gdzie  $a, b, c, d$  są stałymi liczbami zespolonymi).

Łatwo się jednak można przekonać, że stałe  $a$  i  $c$  muszą być równe zeru. Wynika to z tego, że działanie operatora  $\mathcal{Q}$  prowadzi do zmiany znaku operatorów  $\partial/\partial x_k$  nie narusza zaś wcale operatora  $\partial/\partial x_0$ . Wobec tego macierz inwersji powinna zawierać tylko te wyrazy, które wyróżniają spośród  $\gamma_\mu$  macierz  $\gamma_0$ . Wyrazy te to  $b\gamma_0$  i  $d\gamma_0\gamma_5$ . Natomiast wyrazy  $a$  i  $c\gamma_5$  pozostają w takim samym stosunku do  $\gamma_0$  co i do  $\gamma_k$ . Nie mogą one występować w macierzy inwersji. Mamy zatem

$$\check{G} = b\gamma_0 + d\gamma_0\gamma_5 \quad (16)$$

Powyższy kształt macierzy inwersji nie jest jednak właściwy dla wszystkich pól Diraca, lecz tylko dla tych, które opisują cząstki o masie spoczynkowej równej zeru. Jeśli jednak  $m \neq 0$ , to również trzeba położyć  $d = 0$ .

Nie wdając się w bliższe szczegóły rachunku powiemy tylko, że wykorzystanie postulatów II i III prowadzi do następujących postaci macierzy inwersji:

$$\check{G} = \exp(ia)\gamma_0 \quad (17)$$

dla cząstek o masie różnej od zera oraz

$$\check{G} = \gamma_0 \exp(ia)(r_1 \cos \beta + r_2 \gamma_5 \sin \beta) \quad (18)$$

dla cząstek o masie równej zeru.

Występujące tu parametry  $a, \beta, r_1, r_2$  określone są przez następujące równania

$$a = 0; \frac{1}{2}\pi; \pi; \frac{3}{2}\pi; \dots \quad (19)$$

oraz

$$r_1^2 \cos^2 \beta + r_2^2 \sin^2 \beta = 1. \quad (20)$$

Zazwyczaj kładziemy  $r_1 = 1$ , z czego wynika, że  $r_2 = \pm 1$ . Bez zmniejszenia ogólności możemy jednak i  $r_2$  przyrównać do jedności, gdyż ewentualny minus możemy „schować” w  $\beta$ . Wówczas  $\beta$  pozostaje parametrem zupełnie dowolnym, a macierz inwersji (dla cząstek o masie równej zeru) przybiera postać

$$\check{G} = \exp(ia)\gamma_0 \exp(\beta\gamma_5). \quad (21)$$

Aby nie przedłużać artykułu, nie będziemy się tu zastanawiać nad transformowaniem się spinorów przy odbiciach. Stanowi to bowiem odrębny obszerny problem.

### Parzystość i inwersja przestrzenna

Rozważaliśmy dotąd zachowanie się przy inwersji funkcji falowych cząstek ze względu na ich własności geometryczne. Innymi słowy rozważaliśmy jedynie parzystość wewnętrzną cząstek. Posługiwaliśmy się więc operatorem  $\hat{S}$ . Jednakże ze względów fizycznych interesuje nas wprowadzony na początku artykułu operator  $\hat{P}$  i związana z nim własność układów cząstek elementarnych — parzystość. Znaczenie operatora  $\hat{P}$  można zrozumieć przez pewną analogię z operatorem całkowitego momentu pędu. Jak już wspominaliśmy, wartości własne operatora  $\hat{S}$  charakteryzują nam tylko parzystość wewnętrzną cząstki. Podobnie wartości własne operatora spinu charakteryzują nam „wewnętrzny” moment pędu cząstki. Jednakże cząstka obok takiego „wewnętrznego” momentu pędu może posiadać również orbitalny moment pędu związany z jej położeniem i ruchem w przestrzeni; wystarczy rozpatrywać tę cząstkę w takim układzie odniesienia, w którym nie porusza się ona po prostej przechodzącej przez początek układu współrzędnych. Przy przejściu do układu, w którym cząstka spoczywa (lub porusza się po takiej prostej), całkowity moment pędu redukuje się do „wewnętrznego” (spinowego) momentu pędu. Mimo że jest to analogia dosyć daleka i oparta na obrazie półklasycznym, pozwoli ona, być może, na uchwycenie podobnego faktu zachodzącego dla parzystości. Mianowicie  $\hat{P}$  jest jakby odpowiednikiem całkowitego momentu pędu  $\hat{J}$  zaś  $\hat{S}$  — odpowiada jakby spinowemu momentowi pędu. Przy przejściu do układu, w którego początku znajduje się cząstka, operator  $\hat{P}$  redukuje się do operatora  $\hat{S}$ . W dalszym ciągu artykułu przy rozważaniu własności funkcji falowych układów cząstek będziemy się posługiwać operatorem  $\hat{P}$ . („Fizyczność” operatora  $\hat{P}$  ingerowała już przy wyprowadzaniu postaci macierzy  $\hat{S}$  na podstawie własności transformacyjnych równania Diraca).

Na konieczność użycia operatora  $\hat{P}$  wskazuje nam doświadczenie. Wynika z niego, że parzystość wewnętrzna nie jest stałą ruchu. (Pomimo to jednak jest ona wielkością fizycznie określoną i można ją w zasadzie przypisać każdej cząstce poprzez analizę danych doświadczalnych.) Można to łatwo zilustrować przykładem. Rozważmy mianowicie rozpad neutralnego mezonu  $\pi^0$  na dwa kwanty  $\gamma$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Parzystość wewnętrzna mezonu  $\pi^0$  jest równa  $-1$  (cząstka jest pseudoskalar), zaś parzystość wewnętrzna kwantów  $\gamma$  jest również  $-1$  (cząstki wektorowe). W reakcji tej całkowita parzystość wewnętrzna (iloczyn parzystości wewnętrznych cząstek występujących po każdej z obu stron równania reakcji) nie jest więc zachowana. Fakt ten nie powinien nas jednak dziwić: w świetle tego, co mówiliśmy powyżej, stałą ruchu jest nie parzystość wewnętrzna, lecz całkowita parzystość przestrzenna.

Weźmy pod uwagę zespół  $N$  cząstek swobodnych o masie różnej od zera. Funkcja falowa  $\Psi$  tego zespołu będzie iloczynem funkcji falowych  $\Psi_k$  poszczególnych cząstek. Chcemy podać parzystość pełnej funkcji falowej. Łatwo się przekonać, że

$$\hat{P} = \prod_{i=1}^N \hat{P}_i = \prod_{i=1}^N \hat{\mathcal{R}}_i \hat{\mathcal{G}}_i \quad (22)$$

$$\hat{P}\Psi = \prod_{i=1}^N \hat{\mathcal{R}}_i \prod_{i=1}^N \hat{\mathcal{G}}_i \Psi = \mathcal{G}' \prod_{i=1}^N \hat{\mathcal{R}}_i \Psi, \quad (23)$$

gdzie

$$\mathcal{G}' = \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i,$$

Oznaczmy

$$\hat{\mathcal{R}}\Psi = \prod_{i=1}^N \hat{\mathcal{R}}_i \Psi_i$$

i przejdźmy do układu współrzędnych związanego ze środkiem masy zespołu cząstek. Wówczas funkcja falowa  $\Psi$  będzie zależała od  $3N - 3$  zmiennych. Można ją więc przedstawić w postaci iloczynu jakiejś nie interesującej nas części radialnej, nieczułej na działanie operatora  $\hat{\mathcal{R}}$  oraz  $N - 1$  części kątowych proporcjonalnych do  $Y_{l_i}^{m_i}(\theta_i, \varphi_i)$ . (Należy zaznaczyć, że rozważania te są słuszne tylko wtedy, gdy możemy mówić o określonej wartości orbitalnego momentu pędu). Nasze zagadnienie sprowadza się do znalezienia wartości własnej  $\mathcal{R}'_i$  operatora  $\hat{\mathcal{R}}_i$  z równania własnego

$$\hat{\mathcal{R}}_i Y_{l_i}^{m_i}(\theta_i, \varphi_i) = \mathcal{R}'_i Y_{l_i}^{m_i}(\theta_i, \varphi_i) \quad (24)$$

Łatwo pokazać, że

$$\mathcal{R}'_i = (-1)^{l_i}$$

(Wynika to z tego, że działanie operatora  $\hat{\mathcal{R}}$  zmienia argument funkcji falowej  $\theta$  na  $\pi - \theta$ , zaś  $\varphi$  na  $\pi + \varphi$ ).

$$\hat{P}\Psi = \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i \prod_{i=1}^N \mathcal{R}'_i \Psi = \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i (-1)^{\sum_{i=1}^{N-1} l_i} \Psi$$

Wobec tego

$$\hat{\mathcal{P}}\Psi = \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i \prod_{i=1}^N \mathcal{R}'_i \Psi = \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i (-1)^{\sum_{i=1}^{N-1} l_i} \Psi \quad (25)$$

to jest

$$\mathcal{P}' = \left( \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i \right) (-1)^{\sum_{i=1}^{N-1} l_i} \left( \prod_{i=1}^N \mathcal{G}'_i \right) (-1)^{\sum_{i=1}^{N-1} l_i} \quad (26)$$

Wzorem tym wyraża się całkowita parzystość funkcji falowej układu cząstek. Skorzystamy z niego w dalszych rozważaniach.

## 2. Inwersja na poziomie drugiej kwantyzacji

Przy badaniu cząstek elementarnych używamy teorii na poziomie drukiej kwantyzacji. Jak wiadomo, przy przejściu do teorii na poziomie drukiej kwantyzacji funkcje falowe cząstek stają się operatorami działającymi na wektory stanu. Weźmy operację  $\hat{O}$  i operator pola  $\hat{\Phi}$ . Przypominamy, że przetransformowanym operatorem pola będziemy nazywali operator

$$\hat{\Phi}' = \hat{O}\hat{\Phi}\hat{O}^{-1}, \quad (27)$$

zaś przetransformowanym wektorem stanu wektor

$$|>' = \hat{O}|>. \quad (28)$$

Wprowadzimy operator  $\hat{P}$  taki, że

$$\hat{P}\hat{\Phi}(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \xi\hat{\Phi}'(-\vec{x}, x_0) \quad (29)$$

Macierz  $\check{\mathcal{P}}$  jest określona przez wzór

$$\hat{\Phi}\Phi = \check{\mathcal{P}}\Phi \quad (30)$$

zaś  $\xi$  jest dowolnym czynnikiem fazowym o module równym jedności. Funkcja  $\Phi$  (bez daszka) jest funkcją falową odpowiadającą (na poziomie pierwszej kwantyzacji) operatorowi pola  $\hat{\Phi}$  (z daszkiem). Kształt macierzy  $\check{\mathcal{P}}$  zależy od rodzaju cząstek opisywanych przez funkcję falową  $\Phi$  (na poziomie pierwszej kwantyzacji) lub operatora pola  $\hat{\Phi}$  (na poziomie drugiej kwantyzacji). Od tej pory będziemy zawsze rozumieli przez operator inwersji wyłącznie operator  $\hat{P}$  i będziemy opuszczali daszek nad symbolami

operatorów pola. Z tego, co mówiliśmy, wynika, że operatory pola odpowiadające cząstkom o spinie 0 transformują się zgodnie z wzorem

$$\hat{P}\varphi(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \pm \xi_0\varphi(-\vec{x}, x_0) \quad (31)$$

a mianowicie operatory odpowiadające cząstkom skalarnym — z górnym znakiem, a pseudoskalarnym — z dolnym. Podobnie operatory pola odpowiadające cząstkom o spinie 1 transformują się zgodnie ze wzorem

$$\hat{P}\varphi_k(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \pm \xi_k\varphi_k(-\vec{x}, x_0) \quad (32)$$

$$\hat{P}\varphi_0(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \pm \xi_1\varphi_0(-\vec{x}, x_0),$$

gdzie górny znak odpowiada cząstkom pseudowektorowym, a dolny — wektorowym. Wreszcie operatory pola odpowiadające cząstkom o spinie 1/2 będą się transformowały zgodnie ze wzorem

$$\hat{P}\psi(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \pm \xi\check{O}\psi(-\vec{x}, x_0) \quad (33)$$

gdzie  $\check{O}$  dane jest wzorem (17) (dla cząstek o masie różnej od zera) lub wzorem (21) (dla cząstek o masie równej zero).

Podobne prawo transformacyjne istnieje dla operatora  $\bar{\psi} = i\psi^\dagger\gamma_0$ , gdzie  $\dagger$  oznacza sprzężenie hermitowskie. Prawo to ma postać

$$\hat{P}\bar{\psi}(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \xi^*\bar{\psi}(-\vec{x}, x_0)\gamma^\dagger \quad (34a)$$

dla cząstek o masie różnej od zera lub

$$\hat{P}\bar{\psi}(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} = \xi^*\bar{\psi}(-\vec{x}, x_0)\gamma_0^\dagger e^{\beta\gamma_5} \quad (34b)$$

dla cząstek o masie równej zero.

Łatwo się można przekonać, że lagranżjany dla wszystkich pól swobodnych (o dowolnym rozważanym spinie i parzystości) są względem transformacji opisanej przez operator  $\hat{P}$  niezmiennicze. Można też dowieść, że przy transformacji  $\hat{P}$  gęstości prądów cząstek swobodnych wszystkich rozważanych pól transformują się w następujący sposób (por. tabelki (43)—(46)):

$$\left. \begin{aligned} \hat{P}j_k(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} &= -j_k(-\vec{x}, x_0) \\ \hat{P}j_0(\vec{x}, x_0)\hat{P}^{-1} &= j_0(-\vec{x}, x_0) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Odpowiednich dowodów nie przytaczamy ze względu na brak miejsca. Zauważymy, że gęstość prądu w teorii na poziomie drugiej kwantyzacji transformuje się przy inwersji tak samo, jak klasyczna gęstość prądu.

Powiemy teraz kilka słów o budowaniu hamiltonianów oddziaływania niezmienniczych względem inwersji przestrzennej. Żądanie takiej niezmienniczości jest wyrazem równouprawnienia układów lewo- i prawo-



skretnych. Prowadzi ono do zachowania parzystości w oddziaływaniach pomiędzy cząstkami.

Opierając się na podanych powyżej wzorach można się łatwo przekonać, że jeśli cząstki Fermiego  $A$  i  $B$  mają te same parzystości, a cząstka Bosego  $C$  jest skalarna, to niezmienniczy względem inwersji najprostszy hamiltonian oddziaływania cząstek  $A$ ,  $B$  i  $C$  nie zawierający pochodnych tych pól będzie proporcjonalny do

$$\bar{\psi}_A \psi_B \varphi_C \quad (36a)$$

Jeśli zaś cząstki  $A$  i  $B$  mają parzystości przeciwne, to hamiltonian taki będzie proporcjonalny do

$$\bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B \varphi_C \quad (36b)$$

Natomiast jeśli cząstka  $C$  jest pseudoskalarna, to zgodnym parzystościom cząstek  $A$  i  $B$  odpowiada hamiltonian typu (36b), zaś przeciwnym — typu (36a). Sprawdźmy to na przykładzie (36b), zakładając, że cząstki  $A$  i  $B$  mają przeciwne parzystości

$$\begin{aligned} \hat{P}(\bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B \varphi_C) \hat{P}^{-1} &= \hat{P} \bar{\psi}_A \hat{P}^{-1} \gamma_5 \hat{P} \psi_B \hat{P}^{-1} \hat{P} \varphi_C \hat{P}^{-1} = \\ &= \xi_A^* \bar{\psi}_A \gamma_5^\dagger \gamma_5 \xi_B \psi_B \xi_C \varphi_C = -\xi_A^* \xi_B \xi_C (\bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B \varphi_C). \end{aligned}$$

Jeśli parzystości wewnętrzne cząstek  $A$  i  $B$  są przeciwne, to  $\xi_A = -\xi_B$ , tj.  $\xi_A^* \xi_B = -1$ ; jeśli ponadto weźmiemy  $\xi_C = 1$  (cząstka jest skalarna), to przekonamy się, że  $\hat{P}(\bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B \varphi_C) \hat{P}^{-1} = \bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B \varphi_C$ , co znaczy, że hamiltonian oddziaływania wymienionych pól jest rzeczywiście niezmienniczy względem inwersji.

Podobnie można budować hamiltoniany oddziaływania pól spinorowych  $A$  i  $B$  z polem wektorowym (lub pseudowektorowym)  $C$ . Będą to hamiltoniany typu

$$\bar{\psi}_A \gamma_\mu \psi_B \varphi_\mu \quad ; \quad \bar{\psi}_A \gamma_\mu \gamma_5 \psi_B \varphi_\mu \quad (36c)$$

Wreszcie możemy w ten sposób budować hamiltoniany oddziaływania czterech pól spinorowych (tzw. sprzężenie Fermiego, spotykane przy badaniu rozpadu  $\beta$ )  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$ . Będą to np. hamiltoniany

$$\left. \begin{aligned} (\bar{\psi}_A \psi_B)(\bar{\psi}_C \psi_D) \quad ; \quad (\bar{\psi}_A \gamma_5 \psi_B)(\bar{\psi}_C \psi_D) \\ (\bar{\psi}_A \gamma_\mu \psi_B)(\bar{\psi}_C \gamma_\mu \gamma_5 \psi_D). \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Można się przekonać i tu, że powyższe hamiltoniany są niezmiennicze względem inwersji, jeśli pola cząstek  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$  mają odpowiednie własności transformacyjne.

### 3. Odbicie czasowe na poziomie I i II kwantyzacji

Do tej pory mówiliśmy jedynie o inwersji i odbiciach przestrzennych. Powinniśmy rozpatrzyć teraz odbicie czasowe. Możemy je wprowadzić do teorii na poziomie pierwszej kwantyzacji tak samo, jak uczyniliśmy to dla inwersji. Odpowiedni operator oznaczymy przez  $\hat{\mathcal{T}}_f$ . Przy operacji tej

$$(\vec{x}, x_0) \rightarrow (\vec{x}, -x_0).$$

Postępując analogicznie do rozważań zawartych w pierwszej części tego artykułu, możemy się przekonać, że

(a) funkcje falowe cząstek o spinie całkowitym mogą mieć ściśle określoną „wewnętrzną parzystość czasową” równą  $\pm 1$ ;

(b) funkcje falowe cząstek o spinie połówkowym mogą mieć jedynie parzystość czasową względną;

(c) macierz  $\check{\mathcal{T}}_f$  określona przez równanie

$$\hat{\mathcal{T}}_f \psi(\vec{x}, x_0) = \check{\mathcal{T}}_f \psi(\vec{x}, -x_0) \quad (38)$$

wynosi

$$\check{\mathcal{T}}_f = \gamma_0 \gamma_5 \exp(ia) \quad (39)$$

dla cząstek o masie różnej od zera oraz

$$\check{\mathcal{T}}_f = \gamma_0 \exp(ia + \beta \gamma_5) \quad (40)$$

dla cząstek o masie równej zeru.

Podobnie możemy wprowadzić operację  $\hat{\mathcal{F}}_f = \hat{\mathcal{P}} \hat{\mathcal{T}}_f$ , którą nazwiemy czteroinwersją. Przy tej operacji

$$(\vec{x}, x_0) \rightarrow (-\vec{x}, -x_0)$$

Odpowiednia macierz wynosi

$$\check{\mathcal{F}}_f = \gamma_5 \exp(ia) \quad (41)$$

dla cząstek o masie różnej od zera, lub

$$\check{\mathcal{F}}_f = \gamma_5 \exp(ia + \beta \gamma_5) \quad (42)$$

dla cząstek o masie równej zeru, przy czym tu  $\beta$  nie jest dowolne i równa się 0 lub  $\frac{1}{2}\pi$ .

Funkcje falowe cząstek (bozonów i fermionów) mają względem  $\hat{\mathcal{F}}_f$  podobne własności jak względem  $\hat{\mathcal{P}}$  czy też  $\hat{\mathcal{T}}_f$ . Widzimy więc, że wszystkie tensorowe wielkości fizyczne opisujące pole cząstek (tj. takie, które można utworzyć z funkcji falowych) mają określoną parzystość (przestrzenną), parzystość czasową i „czteroparzystość”. W zależności od znaku tych parzystości możemy wielkości te podzielić na cztery typy:

a. Wielkości pierwszego typu (regularne) mają dodatnią parzystość przestrzenną i czasową (a co za tym idzie, również dodatnią czteroparzystość), jeśli są skalarami ze względu na obroty; jeśli zaś są wektorami, to transformują się jak czterowektor położenia. Można to przedstawić przy pomocy tabelki.

Wielkość	$\mathcal{G}$	$\mathcal{F}$	$\mathcal{F}'$
Skalar	+	+	+
Wektor (składowe przestrzenne)	-	+	-
Wektor (składowa czasowa)	+	-	-

(43)

b. Wielkości drugiego typu (pseudowielkości czasoprzestrzenne). Najlepiej scharakteryzuje je podobna tabelka.

Wielkość	$\mathcal{G}$	$\mathcal{F}$	$\mathcal{F}'$
Skalar	-	-	+
Wektor (składowe przestrzenne)	+	-	-
Wektor (składowa czasowa)	-	+	-

(44)

c. Wielkości trzeciego typu (pseudowielkości czasowe)

Wielkość	$\mathcal{G}$	$\mathcal{F}$	$\mathcal{F}'$
Skalar	+	-	-
Wektor (składowe przestrzenne)	-	-	+
Wektor (składowa czasowa)	+	+	+

(45)

d. Wielkości czwartego typu (pseudowielkości przestrzenne)

Wielkość	$\mathcal{G}$	$\mathcal{F}$	$\mathcal{F}'$
Skalar	-	+	-
Wektor (składowe przestrzenne)	+	+	+
Wektor (składowa czasowa)	-	-	+

(46)

Powstaje zagadnienie, jakie wielkości fizyczne należą do poszczególnych typów. Proste rozważania oparte na dość oczywistym założeniu ([4] — [5]), że wszystkie atrybuty cząstek elementarnych, takie jak masa

spoczynkowa, ładunek elektryczny itp., są skalarami pierwszego typu oraz że różniczka czasu własnego

$$ds = dt \left( \frac{dx_k}{dt} \frac{dx_k}{dt} - c^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

jest skalarem trzeciego typu (pseudoskalarem czasowym), prowadzą do następujących wniosków.

Ponieważ wektor przesunięcia  $dx_\mu$  jest z definicji wektorem regularnym, to pochodna  $dx_\mu/ds = v_\mu$  (czteroprędkość) jest wektorem trzeciego typu (pseudowektorem czasowym). Dalej czteropęd  $p_\mu = mv_\mu$  jest wobec regularności masy spoczynkowej również pseudowektorem czasowym. Zauważymy, że jedynie dla takiego wektora spełniony jest warunek, by jego składowa czasowa transformowała się ze znakiem plus przy wszystkich odbiciach przestrzennych i czasowych. Jest to niezmiernie ważne, gdyż w tym przypadku składowa ta — to energia. Ze względów fizycznych znak jej oczywiście nie powinien ulegać zmianie przy odbiciach. Podobna sytuacja zachodzi w przypadku czterowektora prądu  $j_\mu = ev_\mu$  jest on również pseudowektorem czasowym, co zapewnia zawsze dodatnie określenie ładunku (czasowej składowej czterowektora prądu).

Z rozważań tych, opartych na ideach klasycznych, wynikają ważne wnioski dla teorii kwantowych. Jeśli bowiem konstruujemy odpowiednie wielkości fizyczne z funkcji (operatorów) pola, to musimy dbać o to, by prawa transformacyjne dla tych wielkości były zgodne z tabelkami (43) — (46). Jeśli zaś po prawidłowym utworzeniu wielkości fizycznej przekonamy się, że jakaś operacja prowadzi do innych praw transformacyjnych niż te, których żądamy na podstawie powyższych rozważań, to możemy uważać, że dana transformacja nie jest właściwa i trzeba ją zastąpić inną. Z podobną sytuacją zetkniemy się dalej przy badaniu odbić czasowych na poziomie drugiej kwantyzacji. Napiшем tu jeszcze wzory, z których będziemy dalej korzystać. A więc gęstość lagranżjanu i gęstość prądu cząstek dla swobodnego pola bozonowego ma postać

$$\mathcal{L} = - [(\partial\varphi_\mu^*/\partial x_\nu)(\partial\varphi_\mu/\partial x_\nu) - \kappa\varphi_\mu^*\varphi_\mu] \quad (47)$$

$$\left. \begin{aligned} j_k &= e [(\partial\varphi_\mu^*/\partial x_k)\varphi_\mu - (\partial\varphi_\mu/\partial x_k)\varphi_\mu^*] \\ j_0 &= -e [(\partial\varphi_\mu^*/\partial x_0)\varphi_\mu - (\partial\varphi_\mu/\partial x_0)\varphi_\mu^*] \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

a odpowiednie wielkości dla swobodnego pola Fermiego

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left\{ \bar{\psi}\gamma_\mu\partial\psi/\partial x_\mu - (\partial\bar{\psi}/\partial x_\mu)\psi \right\} - m\bar{\psi}\psi, \quad (49)$$

$$\left. \begin{aligned} j_k &= -ie\bar{\psi}\gamma_k\psi \\ j_0 &= ie\bar{\psi}\gamma_0\psi \end{aligned} \right\}. \quad (50)$$

Podobnie jak przy inwersji przestrzennej wprowadzamy odbicie czasowe i czteroinwersję na poziomie drugiej kwantyzacji. Wprowadzimy w tym celu operator  $\hat{T}_f$ , który transformuje operatory pola w następujący sposób:

$$\left. \begin{aligned} \hat{T}_f \varphi(\vec{x}, x_0) \hat{T}_f^{-1} &= \pm \eta_0 \varphi(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T}_f \varphi_k(\vec{x}, x_0) \hat{T}_f^{-1} &= \pm \eta_1 \varphi_k(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T}_f \varphi_0(\vec{x}, x_0) \hat{T}_f^{-1} &= \pm \eta_1 \varphi_0(\vec{x}, -x_0) \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

dla cząstek o spinie 0 i 1, oraz

$$\left. \begin{aligned} \hat{T}_f \psi(\vec{x}, x_0) \hat{T}_f^{-1} &= \eta \gamma_0 \gamma_5 \psi(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T}_f \bar{\psi}(\vec{x}, x_0) \hat{T}_f^{-1} &= \eta^* \bar{\psi}(\vec{x}, -x_0) \gamma_0^\dagger \gamma_5^\dagger \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

dla cząstek o spinie  $1/2$  (o masie różnej od zera) i analogicznie dla cząstek Fermiego o masie równej zeru.

Okazuje się jednak, że tą drogą nie dojdziemy do dobrych wyników. Można się bowiem przekonać, że nie wszystkie wielkości fizyczne transformują się przy tak wprowadzonym odbiciu czasowym zgodnie z wynikami naszych poprzednich rozważań. Mianowicie źle transformują się wielkości mechaniczne (a więc np. lagranżjan) dla pól Fermiego oraz wielkości elektromagnetyczne dla pól Bosego. Podobna sytuacja zachodzi oczywiście dla wprowadzonej wyżej czteroinwersji, ponieważ jest ona iloczynem inwersji przestrzennej (która ma wszystkie pożądane własności) oraz odbicia czasowego. Staje więc przed nami zagadnienie znalezienia dobrej transformacji czasowej, która by dobrze transformowała wszystkie wielkości fizyczne bez wyjątku. Ponieważ tylko takiej transformacji będziemy mogli przypisać sens fizyczny, to poprzednio wprowadzone transformacje czasowe będziemy dla odróżnienia nazywać formalnym odbiciem czasowym i formalną czteroinwersją. (Dalsze rozważania będziemy przeprowadzać tylko na poziomie drugiej kwantyzacji). Nie będziemy się przy tym zajmowali zagadnieniem, czy istnieje tylko jedna, czy więcej takich transformacji.

Transformacją o pożądanych własnościach jest na przykład poniższa transformacja (odpowiedni operator oznaczymy przez  $\hat{T}$ ):

$$\left. \begin{aligned} \hat{T} \varphi(\vec{x}, x_0) \hat{T}^{-1} &= \pm \eta_0 \varphi(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T} \varphi_k(\vec{x}, x_0) \hat{T}^{-1} &= \pm \eta_1 \varphi_k(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T} \varphi_0(\vec{x}, x_0) \hat{T}^{-1} &= \pm \eta_1 \varphi_0(\vec{x}, -x_0) \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

dla pól o spinie 0 i 1, oraz

$$\left. \begin{aligned} \hat{T} \psi(\vec{x}, x_0) \hat{T}^{-1} &= \mp \eta T \psi(\vec{x}, -x_0) \\ \hat{T} \bar{\psi}(\vec{x}, x_0) \hat{T}^{-1} &= \pm \eta^* \bar{\psi}(\vec{x}, -x_0) T^\dagger \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

dla pól o spinie  $1/2$ . Ponadto zażądamy, by operacja ta przeprowadzała dowolną liczbę lub macierz liczbową w sprzężoną zespoloną:

$$\hat{T} c \hat{T}^{-1} = c^* \quad (55)$$

oraz by macierz  $T$  miała następujące własności w działaniu na macierz  $\gamma$  Diraca:

$$T \gamma_k T^{-1} = \tilde{\gamma}_k \quad ; \quad T \gamma_0 T^{-1} = \tilde{\gamma}_0 \quad (56)$$

$$T^\dagger T = 1 \quad ; \quad T = \tilde{T} \quad , \quad (57)$$

gdzie węzyk oznacza operację transponowania macierzy. Łatwo można sprawdzić, że przy takiej transformacji wszystkie wielkości (47) — (50) transformują się zgodnie z tym, czego należało oczekiwać na podstawie poprzednich rozważań dla transformacji odwrócenia czasu.

Okazuje się mianowicie, że gęstość prądu  $j_k$  przy tej transformacji zmienia znak, a gęstość ładunku  $j_0$  pozostaje bez zmiany. Dalej, lagranżjan swobodnego pola bozonowego i fermionowego jest względem tej transformacji niezmiennikiem. Twierdzenia te zilustrujemy na przykładzie transformacji prądu fermionowego

$$\begin{aligned} \hat{T} j_k \hat{T}^{-1} &= \hat{T} (-ie \bar{\psi} \gamma_k \psi) \hat{T}^{-1} = ie \hat{T} \bar{\psi} \gamma_k \psi \hat{T}^{-1} = \\ &= ie \hat{T} \bar{\psi} \hat{T}^{-1} \hat{T} \gamma_k \hat{T}^{-1} \hat{T} \psi \hat{T}^{-1} = ie (\pm \eta^* \bar{\psi} T^\dagger \gamma_k (\pm \eta) T \psi) = \\ &= ie \eta^* \eta \bar{\psi} T^\dagger \gamma_k T \psi = ie \bar{\psi} \gamma_k \psi = -j_k \quad . \end{aligned}$$

Jak widzimy, operacja, którą oznaczyliśmy przez  $\hat{T}$ , spełnia wszystkie warunki, jakich wymagamy od odbicia czasowego. Opierając się na powyższej definicji  $\hat{T}$  możemy również zbudować dobry operator czteroinwersji  $\hat{F} = \hat{P} \hat{T}$ . Nie będziemy przedłużać artykułu omawianiem własności tej transformacji.

Przejdziemy teraz do omówienia pewnej nowej transformacji symetrii, zwanej sprzężeniem ładunkowym. Odpowiedni operator oznaczymy przez  $\hat{C}$ . Zdefiniujemy tę operację w następujący sposób

$$\left. \begin{aligned} \hat{C} \varphi(\vec{x}, x_0) \hat{C}^{-1} &= \pm \zeta_0 \varphi^*(\vec{x}, x_0) \\ \hat{C} \varphi_k(\vec{x}, x_0) \hat{C}^{-1} &= \pm \zeta_1 \varphi_k^*(\vec{x}, x_0) \\ \hat{C} \varphi_0(\vec{x}, x_0) \hat{C}^{-1} &= \pm \zeta_1 \varphi_0^*(\vec{x}, x_0) \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

dla bozonów, oraz

$$\left. \begin{aligned} \hat{C}\psi(\vec{x}, x_0)\hat{C}^{-1} &= \pm \zeta C\tilde{\psi}(\vec{x}, x_0) \\ \hat{C}\bar{\psi}(\vec{x}, x_0)\hat{C}^{-1} &= \pm \zeta^* \tilde{\psi}(\vec{x}, x_0) C^\dagger \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

dla ferminów, gdzie znów  $\xi\xi^* = 1$ , a macierze  $C$  spełniają w działaniu na macierze  $\gamma$  Diraca następujące związki

$$\left. \begin{aligned} C\tilde{\gamma}_k C^{-1} &= -\gamma_k \\ C\tilde{\gamma}_0 C^{-1} &= -\gamma_0 \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

$$C^2 = 1 \quad ; \quad C^\dagger C = 1 \quad ; \quad \tilde{C} = -C. \quad (61)$$

Podobnie jak przy wprowadzonym wyżej odbiciu czasowym można sprawdzić, jakie prawa transformacyjne dla wielkości (47) — (50) wynikają z powyższej definicji  $\hat{C}$ . Okazuje się, że wielkości mechaniczne pól (a więc i lagranżjan) nie ulegają zmianie, natomiast wszystkie wielkości elektromagnetyczne (a więc i czteroprądy) zmieniają swój znak. Uzasadnia to nadaną powyższej transformacji nazwę sprzężenia ładunkowego. Jako przykład obliczeń podamy sprawdzenie prawa transformacyjnego dla ładunku:

$$\begin{aligned} \hat{C}j_0\hat{C}^{-1} &= \hat{C}(ie\bar{\psi}\gamma_0\psi)\hat{C}^{-1} = ie\hat{C}(\bar{\psi}\gamma_0\psi)\hat{C}^{-1} = \\ &= ie\hat{C}\bar{\psi}\hat{C}^{-1}\hat{C}\gamma_0\hat{C}^{-1}\hat{C}\psi\hat{C}^{-1} = ie(\pm\zeta^*)\tilde{\psi}C^\dagger\gamma_0(\pm\zeta)\tilde{C}\tilde{\psi} = \\ &= ie\zeta\zeta^*[\tilde{\psi}\tilde{C}\tilde{\gamma}_0C^*\psi] = ie\bar{\psi}C\tilde{\gamma}_0C^{-1}\psi = -ie\bar{\psi}\gamma_0\psi = -j_0. \end{aligned}$$

Łatwo się też można przekonać, że równania dla cząstki naładowanej ładunkiem elektrycznym  $\pm e$ , znajdującej się w polu elektromagnetycznym i opisywane przez funkcję falową  $\varphi$  przechodzą przy sprzężeniu ładunkowym  $\hat{C}$  w równania dla cząstki naładowanej ładunkiem  $\mp e$  opisywanej przez funkcję (a właściwie, operator pola)  $\hat{C}\varphi\hat{C}^{-1}$ . Fakt ten dodatkowo uzasadnia przyjętą dla danej transformacji nazwę.

Ważną również rolę w teorii cząstek elementarnych odgrywa transformacja, która jest iloczynem odbicia czasowego  $\hat{T}$  i sprzężenia ładunkowego  $\hat{C}$ . Oznaczmy ją przez  $\hat{T}_s$ :

$$\hat{T}_s = \hat{T}\hat{C}. \quad (62)$$

Nosi ona nazwę odwrócenia czasu drugiego rodzaju (w przeciwieństwie do transformacji  $\hat{T}$ , którą się czasem nazywa odwróceniem czasu pierwszego rodzaju). Nie będziemy się tu zajmować szczegółowym omawianiem tej transformacji; odpowiednie wzory transformacyjne można łatwo znaleźć wychodząc ze wzorów (53) — (57) i (58) — (61).

#### 4. Reguły wyboru a symetria teorii fizycznych

Symetria teorii fizycznych przejawiająca się w niezmienniczości określonych tworów, takich np. jak lagranżjan czy hamiltonian (swobodny i oddziaływania) względem określonych transformacji symetrii (np. obrotów czy odbić) ma ważne konsekwencje praktyczne. Niezmienniczość ta polega na tym, że spełnione są związki typu

$$\hat{H}' = \hat{O}\hat{H}\hat{O}^{-1} = \hat{H}$$

to znaczy

$$\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H} = 0.$$

Znaczy to, że operator danej transformacji symetrii jest przemienny z hamiltonianem, a zatem, zgodnie z podstawowymi zasadami mechaniki kwantowej, wielkość fizyczna opisywana przez dany operator jest w danej teorii stałą ruchu (przy ustalonym rodzaju cząstek i ich oddziaływań), to jest spełnia prawo zachowania. Można to też powiedzieć w ten sposób, że w przyrodzie realizują się tylko takie procesy, podczas których dana wielkość nie ulega zmianie. Nakłada to na rozważane procesy pewne bardzo istotne ograniczenia, które nazywamy (w szerokim sensie) regułami wyboru dla danych procesów.

Obok praw zachowania energii i pędu, formalnie związanych z niezmienniczością hamiltonianu teorii względem przesunięć czasowych i przestrzennych, niezmiernie ważną rolę grają prawa zachowania momentu pędu (związane formalnie z niezmienniczością teorii względem obrotów), oraz prawa zachowania parzystości przestrzennej, czasowej i ładunkowej (związane z niezmienniczością teorii odpowiednio względem inwersji, odwrócenia czasu i sprzężenia ładunkowego).

Powyższe prawa zachowania znalazły swoje potwierdzenie w niezliczonych faktach opisywanych przez teorie kwantowe, zarówno wśród zjawisk atomowych jak i jądrowych. W artykule tym zwrócimy szczególną uwagę na zastosowanie tych praw w teorii cząstek elementarnych. Zilustrujemy je zaś na przykładzie prawa zachowania parzystości (przestrzennej) w połączeniu z prawem zachowania całkowitego momentu pędu oraz wynikających z obu tych praw reguł wyboru dla reakcji między cząstkami elementarnymi.

W pierwszej części tego artykułu podaliśmy wzór (26) na parzystość  $\mathcal{P}'$  stanu fizycznego (o określonej parzystości). Prawo zachowania parzystości mówi nam, że

$$\mathcal{P}'_I = \mathcal{P}'_{II} \quad (63)$$

gdzie wskaźniki I i II oznaczają stany układu odpowiednio przed i po oddziaływaniu. Z prawa tego (oraz, jak mówiliśmy, prawa zachowania cał-



kowitego momentu pędu) wynikają pewne reguły wyboru. Tytułem przykładu podamy takie reguły wyboru dla reakcji



Jak wiadomo  $\mathcal{G}'_{\pi^+} = \mathcal{G}'_{\pi^-} = -1$ . Wobec tego

$$\mathcal{G}'_{\Theta^0} = (-1)^l \quad (65)$$

Ale  $|l - 0| \leq \sigma_{\Theta^0} \leq l + 0$ , tj.  $\sigma_{\Theta^0} = l$ . Mamy więc związek między parzystością mezonu  $\Theta^0$  a jego (nie ustalonym jeszcze z całą pewnością) spinem. Gdyby spin ten wynosił 0, jak należy sądzić na podstawie dotychczasowych danych doświadczalnych, to znaczyłoby to, że parzystość mezonu  $\Theta^0$  jest dodatnia, a więc cząstka ta jest skalarna.

Dla fermionów nie potrafimy wprowadzić podać parzystości absolutnej danej cząstki, ale możemy określić parzystość względną jednego fermionu względem drugiego. Tak też trzeba wówczas rozumieć liczby  $\mathcal{G}'_i$  występujące we wzorze (26). Na przykład znana jest reakcja



gdzie  $N^+$  oznacza proton. Można łatwo znaleźć, że

$$\mathcal{G}'_{\Lambda^0} = (-1)^{l+1} \mathcal{G}'_{N^+}$$

Ale  $|l - \sigma_{N^+}| \leq \sigma_{\Lambda^0} \leq l + \sigma_{N^+}$ , tj.  $|l - \frac{1}{2}| \leq \sigma_{\Lambda^0} \leq l + \frac{1}{2}$

Jeżeli  $\sigma_{\Lambda^0} = \frac{1}{2}$  (na co zdają się wskazywać dane doświadczalne), to albo  $l = 0$ , co znaczy, że rozpad zachodzi w stanie orbitalnym  $S$ , i co pociąga za sobą niezgodność parzystości protonu i hyperonu  $\Lambda^0$  albo też  $l = 1$  (rozpad w stanie  $P$ ), co pociąga za sobą zgodność tych parzystości. Reakcja (66) po ustaleniu stanu orbitalnego układu cząstek — produktów pozwoliłaby więc na wyznaczenie parzystości względnej obu fermionów.

Przypadek cząstek o masie spoczynkowej równej zeru nie został dotąd zbadany w ogólny sposób. Nie potrafimy więc podać żadnych ogólnych reguł wyboru dla reakcji, w których biorą udział takie cząstki. Różnica między cząstkami o  $m = 0$  i  $m \neq 0$ , polega na tym, że cząstki o spinie  $\sigma$  mają w pierwszym przypadku dwa możliwe ustawienia spinu, a w drugim aż  $2\sigma + 1$  takich ustawień. Jako przykład takiej reakcji posłuży nam rozpad jakiegoś (bliżej nie określonego) spoczywającego bozonu  $A$  na dwa kwanty  $\gamma$  ( $\sigma_\gamma = 1$ ). Oba fotony poruszają się wówczas w przeciwnych kierunkach wzdłuż tej samej prostej i oba mogą mieć dwa niezależne ustawienia spinu, a co za tym idzie dwa niezależne stany polaryzacyjne (na przykład stan lewo- i prawoskrętnej polaryzacji). Niech foton biegnący w dodatnim kierunku osi  $z$  ma polaryzację  $P_1$  lub  $P_2$ , a ten, który biegnie w przeciw-

nym kierunku — polaryzację  $p_1$  lub  $p_2$ . Możliwe są cztery stany polaryzacyjne powyższego układu fotonów, a mianowicie

$$P_1p_1 \ ; \ P_2p_2 \ ; \ P_1p_2 \ ; \ P_2p_1.$$

Jak łatwo można sobie uzmysłowić, stany  $P_1p_1$  i  $P_2p_2$  odpowiadają całkowitemu spinowi układu równemu zeru, zaś  $P_1p_2$  i  $P_2p_1$  — spinowi równemu dwa. Utwórzmy z tych stanów kombinacje symetryczne i antysymetryczne

$$0^+ = P_1p_1 + P_2p_2 \ ; \ 2^+ = P_1p_2 + P_2p_1$$

$$0^- = P_1p_1 - P_2p_2 \ ; \ 2^- = P_1p_2 - P_2p_1$$

i zbadajmy, jak stany te zachowują się względem inwersji. Przy inwersji  $P_1$  przechodzi w  $p_1$ , zaś  $P_2 \rightarrow p_2$  i na odwrót. Wobec tego  $0^+ \rightarrow 0^+$ ;  $0^- \rightarrow 0^-$ ,  $2^+ \rightarrow 2^+$ , a tylko  $2^- \rightarrow -2^-$ . Ale z drugiej strony cały układ opisywany jest przez funkcję kulistą  $Y_J^{Jz}(\theta, \varphi) = Y_J^{0, \pm \frac{1}{2}}(\theta, \varphi)$ . Funkcja ta jest nieparzysta tylko dla  $J$  nieparzystych. Tak więc dla  $J$  nieparzystych dozwolony jest tylko stan  $2^-$ : znaczy to np., że dla  $J = 1$  nie istnieje żaden stan układu  $2\gamma$ . Innymi słowy, cząstka o spinie 1 nie może się w żadnym razie rozpaść na dwa fotony. Tymczasem stan  $J = 1$  ( $\sigma_A = 1$ ) jest dopuszczony, jak łatwo się przekonać, przez regułę wyboru (63). Przykład ten ma oczywiście duże znaczenie praktyczne; w naszym zaś przypadku ma on ilustrować fakt, że reguły wyboru dla reakcji, w których uczestniczą cząstki o zerowej masie spoczynkowej, bardziej zawężają klasę dopuszczalnych reakcji w porównaniu z regułami wyboru dla cząstek o nieznikającej masie. Przy rozważaniu reakcji, w których biorą udział cząstki o  $m = 0$ , nie można się więc opierać na regule wyboru (63), która, nawiasem mówiąc, została wyprowadzona przy założeniach nie spełnionych w przypadku cząstek o masie spoczynkowej równej zeru, lecz trzeba ostrożnie rozważać każdy przypadek z osobna.

Aby nie przedłużać artykułu, nie będziemy się tu zajmować regułami wyboru wynikającymi z prawa zachowania parzystości czasowej i ładunkowej, tym bardziej że ich praktyczne znaczenie jest nieco mniejsze. Odpowiednie informacje może Czytelnik znaleźć w pracach oryginalnych (regułami wyboru zajmują się np. prace [11]—[12], a także artykuł zbiorczy [6]).

## 5. Twierdzenie Lüdersa-Pauliego

Ostatnie fakty doświadczalne zachwiały dotychczasowym przekonaniem o ścisłym zachowaniu parzystości w teorii cząstek elementarnych. Fakty te są w zasadzie przedmiotem oddzielnego artykułu, więc nie będziemy ich tu omawiać. W związku z nimi nastąpiła w obecnej fizyce gwałtowny

na rewizja ustalonych, zdawałoby się, pewników i jednocześnie poszukiwanie twierdzeń i zależności, które by pasowały do obecnej sytuacji doświadczalnej. Jednym z najogólniejszych takich twierdzeń jest twierdzenie wypowiedziane po raz pierwszy przez G. Lüdersa [8], a następnie uogólnione przez W. Pauliego [9]. Jest ono zwane czasami twierdzeniem  $\hat{P}\hat{C}\hat{T}$ . Rola tego twierdzenia jest bardzo wielka, gdyż służy ono niekiedy jako jedyny przewodnik w obecnej zagmatwanej sytuacji. Przejdziemy teraz do jego omówienia.

Opiera się ono na kilku założeniach, które chcemy tu pokrótce omówić. Jednym z nich jest założenie, że rozważana teoria jest teorią lokalną, to znaczy, że wszystkie operatory pola zależą od jednego (tego samego) argumentu, który ma znaczenie czterowektora położenia. Drugim z nich jest założenie, że rozważana teoria jest teorią relatywistyczną, tzn. teorią niezmienniczą ze względu na obroty w przestrzeni trójwymiarowej i szczególną transformację Lorentza. Wreszcie trzecim założeniem, na którym opiera się dowód twierdzenia Lüdersa - Pauliego, jest założenie, że rozważana teoria jest zsymetryzowana ze względu na wszystkie występujące w niej pola bozonowe, i zantysymetryzowana ze względu na wszystkie pola fermionowe. Założenie to wynika stąd, że zakłada się, iż wszystkie pola bozonowe komutują ze sobą, a wszystkie pola fermionowe antykomutują.

Twierdzenie Lüdersa - Pauliego można sformułować w następującej postaci:

Każda lokalna, relatywistyczna, zsymetryzowana (w powyższym sensie) kwantowa teoria pola jest niezmiennicza ze względu na transformację

$$\hat{G} = \hat{P}\hat{C}\hat{T} \quad (67)$$

oraz względem wszystkich transformacji, które możemy otrzymać z transformacji  $\hat{G}$  przez permutację czynników  $\hat{P}$ ,  $\hat{C}$ ,  $\hat{T}$ .

Dowód tego twierdzenia opiera się na fakcie, że lagranżjany swobodne wszystkich pól są niezmiennicze względem każdej z transformacji  $\hat{P}$ ,  $\hat{C}$ ,  $\hat{T}$  z osobna, a więc są również niezmiennicze względem każdego ich iloczynu. Wystarczy więc udowodnić, że również wszystkie lagranżjany (bądź hamiltoniany) oddziaływań tych pól są niezmiennicze względem takich iloczynów. Można udowodnić powyższe twierdzenie w ogólnej postaci. My jednakże nie podamy tego dowodu, a będziemy się tylko starali zilustrować tok myślenia na przykładzie konkretnego hamiltonianu oddziaływania. Weźmy pod uwagę zsymetryzowany hamiltonian oddziaływania czterech pól fermionowych  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$ . Na początku udowodnimy, że wyrażenie

nia  $\bar{\psi}_B O(\gamma) \psi_A$  mają takie same własności transformacyjne co i  $\bar{\psi}_B \gamma_5 O(\gamma) \psi_A$ , gdzie  $O(\gamma)$  jest pewną macierzą zbudowaną z macierzy  $\gamma$ .

$$\begin{aligned} & \hat{P} \hat{C} \hat{T} [\bar{\psi}_B O(\gamma) \psi_A] \hat{T}^{-1} \hat{C}^{-1} \hat{P}^{-1} = \\ & = \hat{P} \hat{C} \hat{T} \bar{\psi}_A (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} (\hat{P} \hat{C} \hat{T}) O(\gamma) (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} \hat{P} \hat{C} \hat{T} \psi_B (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1}. \\ & \hat{P} \hat{C} \hat{T} \bar{\psi}_A \hat{T}^{-1} \hat{C}^{-1} \hat{P}^{-1} = \eta_A \hat{P} \hat{C} (T \psi_A) \hat{C}^{-1} \hat{P}^{-1} = \\ & = \eta_A \zeta_A T \hat{P} (\tilde{C} \tilde{\psi}) \hat{P}^{-1} = \eta_A \zeta_A \xi_A T \tilde{C} \gamma_0^* \tilde{\psi}_A. \\ & \hat{P} \hat{C} \hat{T} \bar{\psi}_B (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} = \eta^* \hat{P} \hat{C} (\bar{\psi}_B T^{-1}) \hat{C}^{-1} \hat{P}^{-1} = \\ & = \eta_B^* \zeta_B^* \hat{P} (\bar{\psi}_B C^\dagger) \hat{P}^{-1} T^\dagger = \eta_B^* \zeta_B^* \xi_B^* \tilde{\psi}_B \tilde{\gamma}_0 C^\dagger T^\dagger. \\ & (\hat{P} \hat{C} \hat{T}) O(\gamma) (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} = O(\gamma^*). \end{aligned}$$

(współczynniki przy  $\gamma$  są rzeczywiste).

Wobec tego

$$\begin{aligned} & \hat{P} \hat{C} \hat{T} [\bar{\psi}_B O(\gamma) \psi_A] (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} = \\ & = \eta_A \eta_B^* \zeta_A^* \zeta_B^* \xi_A^* \xi_B^* (\tilde{\psi}_B \tilde{\gamma}_0 C^\dagger T^\dagger O(\gamma^*) T \tilde{C} \gamma_0^* \tilde{\psi}_A) = \\ & = -\eta_A \eta_B^* \zeta_A^* \zeta_B^* \xi_A^* \xi_B^* \bar{\psi}_A \gamma_0^\dagger C \tilde{T} O(\gamma^\dagger) T^* P^* \gamma_0 \psi_B. \\ & \hat{P} \hat{C} \hat{T} [\bar{\psi}_B \gamma_5 O(\gamma) \psi_A] (\hat{P} \hat{C} \hat{T})^{-1} = \\ & = -\eta_A \eta_B \zeta_A \zeta_B^* \xi_A^* \xi_B^* (\bar{\psi}_A \gamma_0^\dagger C \tilde{T} O(\gamma^\dagger) T^* C^* \gamma_0 \gamma_5 \psi_B), \end{aligned}$$

gdych

$$\gamma_5^\dagger T^* C^* \gamma_0 = T^* \gamma_5^* C^* \gamma_0 = T^* C \gamma_5 \gamma_0 = -T^* C^* \gamma_0 \gamma_5 = T^* C^* \gamma_0 \gamma_5.$$

Z powyższych obliczeń widać, że oba wypisane wyrazy przechodzą przy transformacji  $\hat{G}$  w wyrazy symetryczne względem siebie ze względu na przestawienie pól spinorowych. Zwrócimy tu uwagę na istotny fakt, że oba wyrazy (z  $\gamma_5$  i bez niej) transformują się z tym samym znakiem. Ponieważ pełny hamiltonian oddziaływania jest z założenia zsymetryzowany, więc przy takiej transformacji przechodzi sam w siebie. Wątpliwości może tu jeszcze nasuwać czynnik

$$\gamma_0^\dagger C \tilde{T} O(\gamma^\dagger) T^* C^* \gamma_0$$

Można się jednak bez trudu przekonać, że wyraz ten (zależnie od tego, ile i jakich macierzy  $\gamma$  w nim występuje) przechodzi w  $\pm O(\gamma)$ . Jednakże, jak sobie przypominamy, cały hamiltonian musi być relatywistyczny (tj. między innymi niezmienniczy ze względu na obroty). Jeśli więc hamiltonian ten ma postać

$$(\bar{\psi}_B O(\gamma) \psi_A) (\bar{\psi}_C O'(\gamma) \psi_D).$$

(gdzie  $O'$  może się różnić od  $O$  co najwyżej o macierz  $\gamma_5$ ), to jeśli  $O(\gamma) \rightarrow \pm O(\gamma)$ , to również, jak pokazaliśmy  $O'(\gamma) \rightarrow \pm O'(\gamma)$ . W rezultacie

cały zszytetryzowany hamiltonian jest niezmienniczy. Tym samym udowodniliśmy twierdzenie L ü d e r s a - P a u l i e g o dla szczególnego przypadku oddziaływania czterech pól o spinie  $1/2$ . Dowód w przypadku innych oddziaływań przebiega analogicznie. Wnioskami z tego twierdzenia zajmujemy się w dalszych częściach artykułu.

## 6. Teoria L a n d a u a inwersji kombinowanej

Obecne dane doświadczalne nie pozostawiają wątpliwości co do tego, że parzystość nie jest zachowana przynajmniej w niektórych słabych oddziaływaniach. Potwierdzają to między innymi słynne już obecnie doświadczenia W u i L e d e r m a n n a, zaproponowane przez L e e i Y a n g a ([1]; [13] — [14]).

W tej sytuacji drogowskazem stało się twierdzenie L ü d e r s a - P a u l i e g o. Niezachowanie parzystości wskazuje bowiem na to, że co najmniej jeden z dwu pozostałych operatorów  $\hat{T}$  i  $\hat{C}$  również nie opisuje stałej ruchu. Istnieją tu trzy możliwości:

a. Żaden z operatorów  $\hat{P}$ ,  $\hat{C}$  i  $\hat{T}$  nie opisuje stałej ruchu; stałą taką jest jedynie ich iloczyn  $\hat{G}$  (67).

b. Stałą ruchu opisuje tylko operator  $\hat{C}$ , zaś nie zachowane są  $\hat{P}$  i  $\hat{T}$ . Wobec tego stałą ruchu jest obok  $\hat{C}$  również iloczyn  $\hat{P}\hat{T}$  (czteroinwersja).

c. Stałą ruchu opisuje tylko operator  $\hat{T}$ , zaś  $\hat{P}$  i  $\hat{C}$  nie są z osobna zachowane. Z twierdzenia L ü d e r s a - P a u l i e g o wynika jednak, że zachowany jest ich iloczyn  $\hat{K} = \hat{C}\hat{P}$ , który tu za L a n d a u e m będziemy nazywali inwersją kombinowaną.

Dane doświadczalne nie pozwalają jeszcze na wybór między tymi trzema możliwościami. W tej sytuacji L e e i Y a n g zalecają raczej ostrożność; jednakże L a n d a u zaryzykował. Zbudował on teorię opartą na hipotezie (c) [15]. Według niego cała kwantowa teoria pola powinna być niezmiennicza względem iloczynu  $\hat{P}\hat{C}$  oraz z osobna względem  $\hat{T}$ . W tych oddziaływaniach, w których zachowana jest parzystość (np. szybkie reakcje), zachowana jest również parzystość ładunkowa. Jednakże, jak wynika z danych doświadczalnych, nie wszystkie oddziaływania mają tę własność. L a n d a u rezygnuje więc jakby (częściowo) z symetrii teorii względem cząstek i antycząstek (symetrii ładunkowej), po to, by (również częściowo) zachować symetrię przestrzeni względem układów prawo- i lewoskrętnych, zachwianą przez dane doświadczalne. Przyjęcie teorii L a n d a u a pociąga za sobą szereg konsekwencji. Wymienimy tu niektóre z nich.

Po pierwsze udaje się uniknąć problemu  $\Theta - \tau$ , skoro parzystość nie jest stałą ruchu.

Po drugiej teoria ta daje wyjaśnienie stwierdzonej doświadczalnie asymetrii kątowej w reakcjach między cząstkami elementarnymi (np. w rozpadzie  $\beta$  jąder zorientowanych). Musimy tu dać kilka słów wyjaśnienia. Dla określonych oddziałujących ze sobą cząstek możemy zbudować dwa hamiltoniany oddziaływania: jeden ( $\hat{H}_1$ ), który będzie komutował z operatorem  $\hat{P}$  (będzie to więc hamiltonian zachowujący parzystość), i drugi, który z  $\hat{P}$  będzie antykomutował (hamiltonian ten prowadzi do zmiany parzystości układu po reakcji). Ogólny hamiltonian, który nie zachowuje parzystości, możemy przedstawić w postaci superpozycji hamiltonianów  $\hat{H}_1$  i  $\hat{H}_2$ :  $\hat{H} = g_1\hat{H}_1 + g_2\hat{H}_2$ . Prawdopodobieństwo przejścia jest oczywiście proporcjonalne do:

$$\begin{aligned} & | \langle \hat{H} \rangle |^2 = | \langle g_1\hat{H}_1 + g_2\hat{H}_2 \rangle |^2 = \\ & = \langle |g_1\hat{H}_1 + g_2\hat{H}_2| \rangle \langle |g_1^*\hat{H}_1^\dagger + g_2^*\hat{H}_2^\dagger| \rangle = |g_1|^2 \langle |\hat{H}_1| \rangle^2 + \\ & + |g_2|^2 \langle |\hat{H}_2| \rangle^2 + g_1g_2^* \langle |\hat{H}_1| \rangle \langle |\hat{H}_2| \rangle + \\ & + g_2g_1^* \langle |\hat{H}_1| \rangle \langle |\hat{H}_2| \rangle . \end{aligned}$$

Cały ten element macierzowy ma pewne własności transformacyjne ze względu na operację  $\hat{P}$ . Pierwsze dwa wyrazy są niezmiennicze ze względu na  $\hat{P}$ , a dopiero dwa ostatnie zmieniają znak przy inwersji, gdyż zawierają liniowo operator  $\hat{H}_2$ . Tylko te interferencyjne wyrazy obu hamiltonianów  $\hat{H}_1$  i  $\hat{H}_2$  pozwalają na ustalenie, czy w danej reakcji parzystość jest, czy też nie jest zachowana. (Doświadczalnie odbija się to na pewnej asymetrii rozkładu kątowego reagujących cząstek). Zauważymy dalej, że  $\hat{H}_1$  i  $\hat{H}_2$  różnią się tylko o jedną macierz  $\gamma_5$ , występującą w zawartej „wewnątrz” tych hamiltonianów macierzy  $O(\gamma)$ . Zauważymy teraz, że  $-\gamma_5^\dagger = \gamma_5$  wobec tego jeśli  $\hat{H}_1^\dagger = \hat{H}_1$ , to  $\hat{H}_2^\dagger = -\hat{H}_2$  i na odwrót. Można więc wyrazy interferencyjne zebrać razem w wyraz  $(g_2g_1^* - g_1g_2^*) \langle |\hat{H}_1| \rangle \langle |\hat{H}_2| \rangle$ .

Jeśli

$$g_2g_1^* - g_1g_2^* = 0, \quad (68)$$

to wyrazy interferencyjne znikają i w danej reakcji parzystość jest zachowana. Z drugiej strony zapostulowany przez Landaua warunek niezmienności hamiltonianu  $\hat{H}$  względem inwersji kombinowanej narzuca na stałe  $g_1$  i  $g_2$  również pewne warunki. Łatwo się jednak można przekonać, że warunki te są w pewnym sensie sprzeczne z warunkiem (68); wobec tego teoria Landaua dopuszcza i tłumaczy występowanie wspomnianych stwierdzonych doświadczalnie asymetrii. (Mianowicie okazuje się, że  $g_1$  i  $g_2$ , które są pewnymi liczbami zespolonymi, muszą się różnić fazą o  $\frac{1}{2}\pi$ , aby odpowiedni hamiltonian był niezmienniczy względem  $\hat{K}$ . Warunek ten

w zastosowaniu do (68) daje  $2g_2 g_1^* = 0$ , tj.  $g_1 = 0$ , lub  $g_2 = 0$ , a więc prowadzi do hamiltonianu  $\hat{H}$  o w ogóle ustalonej parzystości.)

Po trzecie teoria L a n d a u a prowadzi do niezmiernie ciekawych wniosków odnośnie natury neutrino. Neutrino (cząstka Fermiego o masie spoczynkowej równej zeru) opisywana jest przez równanie Diraca

$$\gamma_\mu \partial \psi / \partial x_\mu = 0 \quad (69)$$

Jak wiadomo, funkcja falowa  $\psi$ , która jest rozwiązaniem tego równania, ma cztery składowe. Możemy ją zapisać w postaci kolumnienki

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (70)$$

gdzie  $\psi_1$  i  $\psi_2$  są spinorami o dwu składowych. Jeśli skorzystamy z faktu, że macierze  $\gamma$  Diraca wyrażają się w następujący sposób przez macierze  $\sigma$  Pauliego

$$\gamma_k = i \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad k = 1, 2, 3; \quad \gamma_0 = i \begin{pmatrix} 0 & E \\ E & 0 \end{pmatrix} \quad (71)$$

gdzie  $E$  jest macierzą diagonalną o elementach równych 1, a następnie przyrównamy do siebie odpowiadające sobie elementy macierzowe, to równanie (69) rozpadnie się na układ dwu równań:

$$\begin{aligned} i \partial \psi_1 / \partial x_0 &= \overset{\rightarrow}{\sigma} p \psi_1 \\ i \partial \psi_2 / \partial x_0 &= - \overset{\rightarrow}{\sigma} p \psi_2 \end{aligned} \quad (72)$$

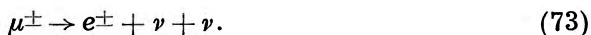
Można się przekonać, że przy inwersji pierwsze z tych równań przechodzi w drugie i na odwrót. Podobna sytuacja zachodzi przy sprzężeniu ładunkowym. Ale jeśli dokonamy po kolei obu tych transformacji, to przekonamy się, że każde z dwu równań transformuje się niezależnie od drugiego. Ponieważ teoria ma być niezmiennicza tylko ze względu na  $\hat{K}$ , to składowe  $\psi_1$  i  $\psi_2$  transformują się niezależnie od siebie i każdej z nich można z równym powodzeniem użyć do opisu neutrino.

Okazuje się przy tym, że jeśli funkcja falowa neutrino odpowiadająca spinowi ustawionemu zgodnie z kierunkiem ruchu tego neutrino jest różna od zera, to znika tożsamościowo ta funkcja falowa, która opisuje neutrino o spinie ustawionym antyrównoległe do kierunku ruchu. Tak jest w przypadku, gdy do opisu neutrino użyjemy jednej z funkcji  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ . Jeśli zaś weźmiemy w tym celu drugą funkcję, to role neutrino i antyneutrino zmieniają się. Znaczący to, że w teorii L a n d a u a wszystkie neutrino mają spin skierowany zawsze zgodnie z kierunkiem ruchu (lub przeciwnie do niego), zaś antyneutrino odpowiednio mają spiny skierowane przeciwnie do kie-

runku ruchu lub zgodnie z nim. Odpowiada to ustalonej polaryzacji podłużnej tych cząstek.

Płyną stąd interesujące wnioski fizyczne dotyczące polaryzacji cząstek w reakcjach rozpadu. Rozważmy na przykład reakcję rozpadu mezonu  $\pi$  na mezon  $\mu$  i neutrino.

Ponieważ neutrino jest całkowicie spolaryzowane podłużnie, więc należy się spodziewać, że i mezon  $\mu$  uowstający wraz z tym neutrinem będzie wykazywał określoną polaryzację. (Istotnie, doświadczenie *Le d e r m a n n a* wskazuje na silną polaryzację mezonów  $\mu$ , powstających w rozpadzie mezonów  $\pi$ .) Interesujący jest również problem rozpadu mezonu



Można na drodze rachunkowej uzyskać widmo energetyczne elektronów, które są produktami rozpadu mezonu  $\mu$  przy dwu alternatywnych założeniach. Zakładając, że w reakcji (73) uczestniczą dwa neutrina (lub antyneutrina), uzyskuje się widmo zupełnie niezgodne z widmem doświadczalnym. Jeśli się jednak założy, że w rozważanej reakcji uczestniczy zarówno neutrino, jak i antyneutrino, to uzyskamy widmo zgodne z widmem doświadczalnym. Fakt ten przemawia za tym, że w procesie rozpadu mezonu  $\mu$  uczestniczy obok neutrina różne od niego antyneutrino. Dalej obliczenia *L a n d a u a* wskazują, że w omawianej teorii podłużnego neutrina polaryzacja elektronów  $\beta$  (z jąder zorientowanych) wynosi  $\pm v/c$ . (Ostatnie dane doświadczalne dotyczące polaryzacji elektronów rozpadu  $\beta$  jąder zorientowanych — w granicach dużych jeszcze błędów eksperymentalnych — potwierdzają raczej ten wniosek.) Mimo niewątpliwych sukcesów zagadnienie prawdziwości teorii *L a n d a u a* pozostaje dotąd raczej otwarte.

## 7. Inne wnioski z twierdzenia Lüdersa-Pauliego

Na zakończenie chcemy jeszcze powiedzieć kilka słów o innych, niekiedy bardzo konkretnych wnioskach płynących z twierdzenia *L ü d e r s a - P a u l i e g o*. Mamy tu na myśli przede wszystkim dwa twierdzenia podane przez *L e e*, *O e h m e* i *Y a n g a*. Pierwsze z nich brzmi następująco [16].

Jeśli cząstka  $A$  rozpada się poprzez słabe oddziaływanie  $\hat{H}$ , to bez względu na to, czy cząstka  $A$  i jej antycząstka  $\bar{A}$  mają te same produkty rozpadu i bez względu na to, czy  $\hat{H}$  jest niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego, czasy życia cząstek  $A$  i  $\bar{A}$  są takie same, jeśli tylko w reakcjach rozpadu zachowana jest parzystość czasowa.

Dowód (podany przez *L e e*, *O e h m e* i *Y a n g a* przy dodatkowym upraszczającym założeniu, że spin cząstki  $A$  jest równy zeru), polega na



wykazaniu, że założenie o niezmienniczości hamiltonianu  $\hat{H}$  względem sprzężenia ładunkowego nie ingeruje w pewnym ciągu równości prowadzącym od prawdopodobieństwa rozpadu cząstki  $A$  do prawdopodobieństwa rozpadu cząstki  $\bar{A}$ . Aby uzyskać ten ciąg równości, trzeba w pewnym miejscu skorzystać z tego, że  $\hat{H}$  jest niezmiennicze względem  $\hat{P}\hat{C}\hat{T}$ .

Z twierdzenia tego można wyciągnąć pewien ważny dla doświadczenia wniosek, że równość czasów życia mezonów  $\mu^\pm$  i  $\tau^\pm$  nie świadczy jeszcze o tym, że w reakcjach rozpadu tych cząstek jest zachowana parzystość ładunkowa.

Drugie z twierdzeń Lee, Oehme i Yanga ma następującą postać.

Jeżeli teoria jest ściśle niezmiennicza ze względu na  $\hat{C}$ , to wówczas w procesach słabych oddziaływań między cząstkami elementarnymi znikają wyrazy interferencyjne odpowiedzialne za obserwowaną doświadczalnie asymetrię spowodowaną niezachowaniem parzystości przestrzennej.

Z twierdzenia tego (którego dowodu nie będziemy tu bliżej omawiać) wynika, że jeśli się stwierdzi doświadczalnie jakąś asymetrię rozkładu, to — jeśli cząstki — produkty są cząstkami swobodnymi — można stąd wywnioskować, że teoria słabych oddziaływań na pewno nie jest niezmiennicza względem sprzężenia ładunkowego. Między innymi, w rozpadach, w których brak silnego oddziaływania cząstek w stanie końcowym, wykrycie jakiegokolwiek asymetrii nie byłoby możliwe, gdyby  $\hat{C}$  opisywało stałą ruchu. Przykładem takiego rozpadu może być reakcja (73).

Jak widać, w obu twierdzeniach chodzi przede wszystkim o ustalenie kryteriów, które by dopomogły do eksperymentalnego stwierdzenia, która z parzystości — ładunkowa czy czasowa — nie jest zachowana obok parzystości przestrzennej. Wszystko wskazuje na to, że w każdym razie nie jest zachowana również parzystość ładunkowa (zgodnie z teorią Landaua), ale nie jest jeszcze wykluczone inne rozwiązanie tego zagadnienia.

### Zakończenie

Staraliśmy się w artykule tym przedstawić aktualny stan zagadnienia parzystościowych praw zachowania w teorii cząstek elementarnych. Nie ulega wątpliwości, że szybki rozwój badań w tej dziedzinie doprowadzi w najbliższym czasie do istotnych zmian w zarysowanym tu obrazie. Trudno jednak jeszcze przewidzieć, do czego rozwój ten ostatecznie doprowadzi. Decydujące znaczenie będą tu miały z pewnością dalsze, bardziej obfite i dokładne dane doświadczone.

## Literatura

1. T. Lee, C. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
2. W. Pauli, Rev. Mod. Phys. **13**, 203 (1941).
3. C. Yang, J. Tiomno, Phys. Rev. **79**, 495 (1950).
4. S. Watanabe, Rev. Mod. Phys. **27**, 26 (1955).
5. S. Watanabe, Rev. Mod. Phys. **27**, 40 (1955).
6. I. S. Szapiro, Usp. Fiz. Nauk **53**, 7 (1954).
7. G. Wick, A. Wightman, E. Wigner, Phys. Rev. **88**, 101 (1952).
8. G. Lüders, Det Kong. **28**, nr. 5, (1954).
9. W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, London 1955.
10. G. Lüders, *Proof of the TCP- theorem*, preprint.
11. R. Utiyama, W. Tobocman, Phys. Rev. **98**, 780 (1955).
12. D. C. Peaslee, Helv. Phys. Acta **23**, 845 (1950).
13. C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
14. R. L. Garwin, L. M. Ledermann, M. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957).
15. L. D. Landau, Žurn. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 405, 407 (1957).
16. T. Lee, R. Oehme, C. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).

J. Werle

## Naruszenie zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach

W roku bieżącym dokonano w fizyce niezwykle ważnego odkrycia o dość osobliwym charakterze. Stwierdzono mianowicie, że tzw. zasada zachowania parzystości jest naruszona w rozpadach  $\beta$  radioaktywnych jąder oraz w rozpadach lekkich mezonów (tj.  $\mu$  i  $\pi$ ).

Gdy około półtora roku temu T. D. Lee i C. N. Yang\* wystąpili z hipotezą, że zasada zachowania parzystości może nie być ogólnie obowiązującą zasadą fizyki [1], lecz jedynie przybliżonym i bardzo ograniczonym prawem, mieli przeciwko sobie bodajże większość fizyków. Zachowanie parzystości było bowiem uznane za zasadę równie absolutną jak zasada zachowania momentu pędu czy ładunku. Trzeba przyznać, że argumenty Lee i Yanga nie były wówczas zbyt przekonujące.

Bezpośrednią przyczyną zwątpienia w słuszność zasady zachowania parzystości była zagadka mezonów  $\tau$  i  $\theta$  [2]. Odkryte przed kilku laty ciężkie mezony odróżniano początkowo jedynie podług typu rozpadu. I tak mezonem  $\tau$  nazwano cząstkę rozpadającą się na 3 mezony  $\pi$ , a mezonem  $\theta$  mezon rozpadający się na 2 mezony  $\pi$

$$\tau \rightarrow 3\pi \quad , \quad \theta \rightarrow 2\pi \quad (1)$$

Oba mezony  $\tau$  i  $\theta$  muszą być oczywiście bozonami, tzn. muszą mieć spin całkowity. Prócz rozpadów (1) obserwuje się jeszcze cały szereg innych rozpadów ciężkich mezonów, które jednak w kwestii parzystości nie odegrały dotychczas większej roli. W miarę zwiększania dokładności pomiarów zaczęły się coraz bardziej granice niepewności odnośnie mas i czasów życia mezonów  $\tau$  i  $\theta$ , i okazało się, że są one bardzo bliskie sobie. Nasuwało się więc naturalne przypuszczenie, że może mamy tu do czynienia z jedną cząstką, rozpadającą się na różne sposoby.

Analiza tej możliwości — w oparciu o zasady zachowania momentu pędu i parzystości — prowadzi do wniosku, że mezonowi  $\theta$  można przypisać jeden z następujących stanów [3]

$$(0+) \quad , \quad (1-) \quad , \quad (2+) \quad , \quad \dots \quad (2)$$

\* Obaj Chińczycy, przebywający obecnie w Stanach Zjednoczonych.

Inne możliwości są dla mezonu  $\Theta$  wykluczone. Natomiast mezonowi  $\tau$  można przypisać któryś z następujących stanów

$$(0 -) , (1 +) , (1 -) , (2 +) , (2 -) , \dots \quad (3)$$

Symbol ( $S^\pm$ ) oznacza tu cząstkę o spinie  $S$  i parzystości odpowiednio  $+1$  lub  $-1$ . Zauważmy, że jeśli spiny mezonów  $\tau$  i  $\Theta$  są równe zeru, to hipoteza ich identyczności jest wyraźnie sprzeczna z zasadą zachowania parzystości, która daje w przypadku mezonu  $\Theta$  stan  $(0 +)$ , a w przypadku mezonu  $\tau$  stan  $(0 -)$ . Wprawdzie gdyby spin był większy od zera, to nie otrzymalibyśmy żadnej bezpośredniej sprzeczności między zasadą zachowania parzystości a hipotezą identyczności cząstek  $\tau$  i  $\Theta$ , ale przyjmuje się na ogół dość powszechnie, że spiny  $\tau$  i  $\Theta$  są jednak równe zeru. W każdym razie żaden znany dotychczas wynik doświadczalny nie przeczy temu założeniu.

Chociaż założenie o znikaniu spinów  $\tau$  i  $\Theta$  nie jest jeszcze zupełnie pewne, zobaczymy, jakie wnioski można z niego wyciągnąć. Otóż przyjmując, że  $\tau$  i  $\Theta$  to dwa różne rozpady jednej bezspinowej cząstki, mamy tylko dwie możliwości — albo zasada zachowania parzystości nie jest spełniona w rozpadach tej cząstki, albo mamy do czynienia ze zwyrodnieniem stanu ze względu na parzystość. W tym drugim ujęciu  $\tau$  i  $\Theta$  tworzyłyby zatem zwyrodniały dublet parzystościowy. Próbowano „zrozumieć”, dlaczego mezony  $\pi$ , nukleony itp. nie wykazują podobnego zwyrodnienia parzystościowego podając „regułę”, że występuje [4] ono tylko u cząstek o nieparzystej liczbie kwantowej *strangeness*, a więc u ciężkich mezonów oraz u hyperonów  $\Lambda^0$  i  $\Sigma$ , które wytwarzane są razem z ciężkimi mezonami. Każdy hyperon i każdy ciężki mezon o *strangeness*  $\zeta = \pm 1$  występowałyby zatem w dwóch formach różniących się jedynie parzystością. W ten sposób można by w zasadzie uratować zachowanie parzystości.

Chociaż Lee i Yang badali również niektóre kosekwencje hipotezy parzystościowych dubletów [5], to jednak dużo płodniejszą okazała się ich analiza drugiej możliwości, a mianowicie możliwości niezachowania parzystości w rozpadach ciężkich mezonów. Wielką zasługą Lee i Yanga jest szersze postawienie problemu [1,6] oraz wskazanie doświadczeń, które można wykonać w celu rozwiązania tego problemu.

Przede wszystkim nasuwało się pytanie, czy naruszenie zachowania parzystości ogranicza się tylko do rozpadów ciężkich mezonów, czy też występuje w jakiejś ogólniejszej klasie procesów. Zarówno w procesach atomowych, za które odpowiedzialne są siły elektromagnetyczne, jak i w tych procesach jądrowych, które zachodzą w wyniku działania jeszcze silniejszych sił jądrowych, nie zauważono ani jednego przypadku naruszenia zasady zachowania parzystości, mimo że materiał faktów z tej dziedziny jest

ogromny i dobrze zbadany. Należało więc przede wszystkim wytłumaczyć, dlaczego w dawnych doświadczeniach nie wykryto naruszenia zasady zachowania parzystości.

Oznaczmy przez  $\Psi$  wektor stanu opisujący stan atomu, jądra itp. lub innego fizycznego układu z określoną energią i momentem pędu. Ogólnie rzecz biorąc stan taki można zawsze przedstawić w postaci superpozycji dwóch stanów o przeciwnych parzystościach  $P$  i  $-P$

$$\Psi = \Psi_P + f\Psi_{-P} \quad (4)$$

gdzie  $\Psi_P$  oznacza stan o określonej parzystości  $P$ , a  $\Psi_{-P}$  stan o parzystości przeciwnej. Zakładamy, że

$$\Psi_P^+ \Psi_P = \Psi_{-P}^+ \Psi_{-P} = 1. \quad (5)$$

W zwykłej fizyce atomu czy jądra, w której występują tylko siły elektromagnetyczne i silne siły jądrowe, stwierdzamy z bardzo dużą dokładnością, że wszystkie stany mają określoną parzystość, a parzystość całkowita układu zachowuje się zarówno przy przejściach elektromagnetycznych, jak i jądrowych. Innymi słowy, liczba  $f$  występująca w równaniu (4) i określająca stopień „zanieczyszczenia” stanu ze względu na parzystość musi być bardzo mała. Wiemy, że np. w promieniowaniu elektromagnetycznym atomów i molekuł, związany z zachowaniem parzystości rozkład na multipole został potwierdzony w niezliczonej ilości doświadczeń. Kolejne multipolowe promieniowania mają na przemian parzystości  $+1$  i  $-1$ . Stosunek natężeń dwóch kolejnych promieniowań multipolowych wynosi z grubsza  $(r/\lambda)^2$ , gdzie  $r$  jest rzędu rozmiarów układu, a  $\lambda$  jest długością fali emitowanego fotonu. Gdy parzystość nie jest zachowana, przejścia, które były poprzednio wzbronione, mogą teraz wystąpić ze względny natężeniem  $|f|^2$  w stosunku do zwykłych przejść. Tak więc doświadczalnie obserwowane zachowanie parzystości w promieniowaniu elektromagnetycznym zakreśla górną granicę dla  $|f|^2$

$$|f|^2 \leq \frac{r^2}{\lambda^2} \quad (6)$$

Biorąc dla przejść atomowych  $r \simeq 10^{-8}$  cm,  $\lambda = 10^{-4}$  cm otrzymamy  $|f|^2 \simeq 10^{-8}$ . Biorąc jeszcze dłuższe fale możemy zejść z górną granicą na  $|f|^2$  do  $10^{-10}$ . Wartość  $|f|^2 \simeq 10^{-14}$  jest raczej optymalną granicą, do jakiej można dojść w tego typu oszacowaniach.

Podobne rozważania przeprowadzone w przypadku spektroskopii jądrowej dają dużo wyższe granice. Np. spektroskopia  $\beta$  daje  $|f|^2 < 10^{-4}$ . Mimo to wartość ta wystarcza, by zagwarantować z dostateczną dokładnością zachowanie parzystości w silnych oddziaływaniach mezon — nukleon. Najniższą wartość na górną granicę dla  $|f|^2$  dostarczył pomiar elek-

trycznego momentu dipolowego neutronu (Ramsey, Purcell, Smith). Gdyby parzystość nie była zachowana, neutron mógłby mieć elektryczny moment dipolowy rzędu  $er|f|$ , gdzie  $r$  oznacza promień neutronu ( $r \simeq 10^{-14} \div 10^{-13}$  cm). Ponieważ doświadczalnie znaleziono, że moment elektryczny neutronu nie przekracza wartości  $5 \cdot 10^{-20}$  e·cm, otrzymujemy stąd najniższą granicę na  $|f|^2 \leq 10^{-13}$ . Gdy  $|f|^2$  jest dostatecznie małe, możemy zaniedbać drugi wyraz w (4) i położyć  $\Psi = \Psi_P$ .

Zachowanie parzystości w procesach wywołanych sprzężeniem elektromagnetycznym i silnym sprzężeniem jądrowym można więc wytłumaczyć niezmienniczością bezpośrednich sprzężeń elektromagnetycznych i silnych jądrowych względem operacji inwersji przestrzeni.

Ogólnie rzecz biorąc hamiltonian oddziaływania opisujący wszelkie elementarne procesy fizyczne można zapisać w następującej postaci

$$H^i = H_+^i + H_-^i, \quad (7)$$

gdzie  $H_+^i$  oznacza tę część hamiltonianu oddziaływania, która komutuje z operatorem parzystości (inwersji)  $P$ , a  $H_-^i$  część antykomutującą

$$PH_+^i = H_+^i P, \quad PH_-^i = -H_-^i P. \quad (8)$$

W pierwszym przybliżeniu prawdopodobieństwo przejścia od stanu  $|i\rangle$  do stanu  $|f\rangle$  w jednostce czasu jest proporcjonalne do kwadratu elementu macierzowego

$$|\langle f|H^i|i\rangle|^2 = |\langle f|H_+^i + H_-^i|i\rangle|^2. \quad (9)$$

Zwykle procesy atomowe i jądrowe charakteryzują się tym, że przeważający przyczynki do nich dają człon

$$|\langle f|H_+^i|i\rangle|^2, \quad (10)$$

który zachowuje parzystość układu, a człon

$$\langle f|H_+^i|i\rangle \langle i|H_-^i|f\rangle + \langle f|H_-^i|i\rangle \langle i|H_+^i|f\rangle, \quad (11)$$

który nie zachowuje parzystości oraz człon  $|\langle f|H_-^i|i\rangle|^2$ , są do zaniedbania małe.

Analizując znane fakty doświadczalne Lee i Yang doszli do wniosku, że istnieje cała grupa procesów fizycznych, o których nie można powiedzieć nic pewnego odnośnie zachowania parzystości. Są to stosunkowo powolne procesy rozpadu  $\beta$  i wychwytu  $K$  radioaktywnych jąder oraz procesy rozpadu lekkich i ciężkich mezonów oraz hyperonów. Mimo dużej różnorodności tych procesów dają się one opisać za pomocą bardzo zbliżonych do siebie stałych sprzężenia. I tak dla silnych oddziaływań mamy  $G^2/\hbar c \simeq 10$ , dla elektromagnetycznych  $e^2/\hbar c \simeq 1/137$ , dla wszystkich słabych oddziaływań odpowiedzialnych za procesy powolne mamy  $g^2/\hbar c \simeq 10^{-13}$ , gdzie  $G$ ,  $e$ ,  $g$  oznaczają odpowiednie stałe sprzężenia. Ponieważ o wielkości przyczynków członu (11) względnie (10) decyduje w pierwszym rzędzie wielkość stałej sprzężenia, więc widać od razu, że nie będzie żadnej

sprzeczności ze znanymi faktami dotyczącymi szybkich procesów jądrowych i atomowych (elektromagnetycznych), jeśli przyjmiemy, że człon  $H^+$  związany jest ze słabymi oddziaływaniami i znika przy przejściu  $g \rightarrow 0$ .

Widać stąd jasno, że w celu wyjaśnienia zagadnienia parzystości należy zbadać dokładniej wszystkie słabe oddziaływania. Lee i Yang zwrócili uwagę, że w słabych oddziaływaniach\* przyczynki pochodzące od członu (11) mogą być porównywalne z przyczynkami pochodzącymi od (10). Poza tym zauważyli oni, że w wyrażeniu na prawdopodobieństwo przejścia jedynie występowanie członu mieszanego (11) umożliwia wykrycie istnienia wyrazu  $H^+$ . Oba bowiem wyrazy kwadratowe

$$|\langle f | H_- | i \rangle|^2, \quad |\langle f | H_+ | i \rangle|^2 \quad (12)$$

są skalarami, tzn. nie zmieniają znaku przy inwersji współrzędnych  $x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$ , natomiast wyraz (11) jest pseudoskalarem, tzn. zmienia znak przy inwersji współrzędnych. Widzimy więc, że w ogólnym przypadku prawdopodobieństwo przejścia, przekrój czynny itp. składają się z części skalarnej i części pseudoskalarnej. Wyrażenia te utworzone są z wielkości mierzonych w danym doświadczeniu. Zawsze można utworzyć z wielkości mierzonych wyrażenie skalarne, natomiast nie zawsze można utworzyć wyrażenie pseudoskalarne. Wynika stąd, że nawet gdy się ograniczymy do reakcji powolnych i słabych sprzężeń, nie każde doświadczenie będzie się nadawało do analizy zagadnienia parzystości.

Rozpatrzmy dla przykładu rozpad  $\beta$  niespolaryzowanych jąder. Jeśli mierzymy tylko rozkład pędów emitowanych elektronów, to jedyną obserwabłą jest pęd elektronu  $\vec{p}_e$ , z którego możemy utworzyć wielkość skalarną np.  $\vec{p}_e \cdot \vec{p}_e$  lub  $E = (m^2 + \vec{p}_e \cdot \vec{p}_e)^{\frac{1}{2}}$ , ale nie możemy utworzyć wielkości pseudoskalarnej. Jeśli nawet oprócz pędu elektronu zmierzemy drugi jeszcze pęd, np. odrzut jądra, to i tak z dwóch pędów nie możemy utworzyć wielkości pseudoskalarnej i tym samym nie możemy wykryć obecności członu mieszanego (11). *Fakt ten tłumaczy, dlaczego w dawnych doświadczeniach nad rozpadem  $\beta$  nie wykryto występowania członu (11)*. W rozpadzie  $\beta$  nie mamy już więcej niezależnych pędów i dlatego w celu wykrycia naruszenia zasady zachowania parzystości musimy zmierzyć jakieś inne wielkości fizyczne, np. spiny. Spin jest pseudowektorem, a zatem z jednego pędu  $\vec{p}_e$  i spinu  $\vec{S}$  możemy już utworzyć wielkość pseudoskalarną  $\vec{S} \cdot \vec{p}_e$ . Jeśli np. zmierzemy spin rozpadającego się jądra  $\vec{S} = \vec{J}$  i pęd emitowanego elektronu  $\vec{p}_e$ , to występowanie członu  $\vec{J} \cdot \vec{p}_e$  w wyrażeniu na prawdopodobie-

\* W odniesieniu do reakcji powolnych ta część elementu macierzowego przejścia, która jest proporcjonalna do  $G$  lub  $e$ , znika. W pierwszym przybliżeniu pozostają zatem tylko wyrazy proporcjonalne do  $g$ . Wyższe przybliżenia rachunku zaburzeń nie zmieniają sytuacji, ponieważ będą one zawsze proporcjonalne do  $g$  i do wyższych potęg stałych  $G$  i  $e$ , np.  $gG^2, ge^2, gG^2e^2$ .

trycznego momentu dipolowego neutronu (R a m s e y, P u r c e l l, S m i t h). Gdyby parzystość nie była zachowana, neutron mógłby mieć elektryczny moment dipolowy rzędu  $er|f|$ , gdzie  $r$  oznacza promień neutronu ( $r \approx 10^{-14} \div 10^{-13}$  cm). Ponieważ doświadczalnie znaleziono, że moment elektryczny neutronu nie przekracza wartości  $5 \cdot 10^{-20}$  e·cm, otrzymujemy stąd najniższą granicę na  $|f|^2 \leq 10^{-13}$ . Gdy  $|f|^2$  jest dostatecznie małe, możemy zaniedbać drugi wyraz w (4) i położyć  $\Psi = \Psi_P$ .

Zachowanie parzystości w procesach wywołanych sprzężeniem elektromagnetycznym i silnym sprzężeniem jądrowym można więc wytłumaczyć niezmienniczością bezpośrednich sprzężeń elektromagnetycznych i silnych jądrowych względem operacji inwersji przestrzeni.

Ogólnie rzecz biorąc hamiltonian oddziaływania opisujący wszelkie elementarne procesy fizyczne można zapisać w następującej postaci

$$H^i = H_+^i + H_-^i, \quad (7)$$

gdzie  $H_+^i$  oznacza tę część hamiltonianu oddziaływania, która komutuje z operatorem parzystości (inwersji)  $P$ , a  $H_-^i$  część antykomutującą

$$PH_+^i = H_+^i P, \quad PH_-^i = -H_-^i P. \quad (8)$$

W pierwszym przybliżeniu prawdopodobieństwo przejścia od stanu  $|i\rangle$  do stanu  $|f\rangle$  w jednostce czasu jest proporcjonalne do kwadratu elementu macierzowego

$$|\langle f|H^i|i\rangle|^2 = |\langle f|H_+^i + H_-^i|i\rangle|^2. \quad (9)$$

Zwykle procesy atomowe i jądrowe charakteryzują się tym, że przeważający przyczynek do nich daje człon

$$|\langle f|H_+^i|i\rangle|^2, \quad (10)$$

który zachowuje parzystość układu, a człon

$$\langle f|H_+^i|i\rangle \langle i|H_-^i|f\rangle + \langle f|H_-^i|i\rangle \langle i|H_+^i|f\rangle, \quad (11)$$

który nie zachowuje parzystości oraz człon  $|\langle f|H_-^i|i\rangle|^2$ , są do zaniedbania małe.

Analizując znane fakty doświadczalne L e e i Y a n g doszli do wniosku, że istnieje cała grupa procesów fizycznych, o których nie można powiedzieć nic pewnego odnośnie zachowania parzystości. Są to stosunkowo powolne procesy rozpadu  $\beta$  i wychwyty  $K$  radioaktywnych jąder oraz procesy rozpadu lekkich i ciężkich mezonów oraz hyperonów. Mimo dużej różnorodności tych procesów dają się one opisać za pomocą bardzo zbliżonych do siebie stałych sprzężenia. I tak dla silnych oddziaływań mamy  $G^2/\hbar c \approx 10$ , dla elektromagnetycznych  $e^2/\hbar c \approx 1/137$ , dla wszystkich słabych oddziaływań odpowiedzialnych za procesy powolne mamy  $g^2/\hbar c \approx 10^{-13}$ , gdzie  $G$ ,  $e$ ,  $g$  oznaczają odpowiednie stałe sprzężenia. Ponieważ o wielkości przyczynków członu (11) względnie (10) decyduje w pierwszym rzędzie wielkość stałej sprzężenia, więc widać od razu, że nie będzie żadnej



sprzeczności ze znanymi faktami dotyczącymi szybkich procesów jądrowych i atomowych (elektromagnetycznych), jeśli przyjmiemy, że człon  $H^i$  związany jest ze słabymi oddziaływaniami i znika przy przejściu  $g \rightarrow 0$ .

Widać stąd jasno, że w celu wyjaśnienia zagadnienia parzystości należy zbadać dokładniej wszystkie słabe oddziaływania. Lee i Yang zwrócili uwagę, że w słabych oddziaływaniach\* przyczynki pochodzące od członu (11) mogą być porównywalne z przyczynkami pochodzącymi od (10). Poza tym zauważyli oni, że w wyrażeniu na prawdopodobieństwo przejścia jedynie występowanie członu mieszanego (11) umożliwia wykrycie istnienia wyrazu  $H^i_-$ . Oba bowiem wyrazy kwadratowe

$$|\langle f | H^i_- | i \rangle|^2, \quad |\langle f | H^i_+ | i \rangle|^2 \quad (12)$$

są skalarami, tzn. nie zmieniają znaku przy inwersji współrzędnych  $x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$ , natomiast wyraz (11) jest pseudoskalarem, tzn. zmienia znak przy inwersji współrzędnych. Widzimy więc, że w ogólnym przypadku prawdopodobieństwo przejścia, przekrój czynny itp. składają się z części skalarnej i części pseudoskalarnej. Wyrażenia te utworzone są z wielkości mierzonych w danym doświadczeniu. Zawsze można utworzyć z wielkości mierzonych wyrażenie skalarne, natomiast nie zawsze można utworzyć wyrażenie pseudoskalarne. Wynika stąd, że nawet gdy się ograniczymy do reakcji powolnych i słabych sprzężeń, nie każde doświadczenie będzie się nadawało do analizy zagadnienia parzystości.

Rozpatrzmy dla przykładu rozpad  $\beta$  niespolaryzowanych jąder. Jeśli mierzymy tylko rozkład pędów emitowanych elektronów, to jedyną obserwowaną jest pęd elektronu  $\vec{p}_e$ , z którego możemy utworzyć wielkość skalarną np.  $\vec{p}_e \vec{p}_e$  lub  $E = (m^2 + \vec{p}_e \vec{p}_e)^{\frac{1}{2}}$ , ale nie możemy utworzyć wielkości pseudoskalarnej. Jeśli nawet oprócz pędu elektronu zmierzmy drugi jeszcze pęd, np. odrzut jądra, to i tak z dwóch pędów nie możemy utworzyć wielkości pseudoskalarnej i tym samym nie możemy wykryć obecności członu mieszanego (11). *Fakt ten tłumaczy, dlaczego w dawnych doświadczeniach nad rozpadem  $\beta$  nie wykryto występowania członu (11)*. W rozpadzie  $\beta$  nie mamy już więcej niezależnych pędów i dlatego w celu wykrycia naruszenia zasady zachowania parzystości musimy zmierzyć jakieś inne wielkości fizyczne, np. spiny. Spin jest pseudowektorem, a zatem z jednego pędu  $\vec{p}_e$  i spinu  $\vec{S}$  możemy już utworzyć wielkość pseudoskalarną  $\vec{S} \cdot \vec{p}_e$ . Jeśli np. zmierzmy spin rozpadającego się jądra  $\vec{S} = \vec{J}$  i pęd emitowanego elektronu  $\vec{p}_e$ , to występowanie członu  $\vec{J} \cdot \vec{p}_e$  w wyrażeniu na prawdopodo-

\* W odniesieniu do reakcji powolnych ta część elementu macierzowego przejścia, która jest proporcjonalna do  $G$  lub  $e$ , znika. W pierwszym przybliżeniu pozostają zatem tylko wyrazy proporcjonalne do  $g$ . Wyższe przybliżenia rachunku zaburzeń nie zmieniają sytuacji, ponieważ będą one zawsze proporcjonalne do  $g$  i do wyższych potęg stałych  $G$  i  $e$ , np.  $gG^2, ge^2, gG^2e^2$ .

bieństwo znalezienia elektronu o pędzie  $\vec{p}_e$  oznacza występowanie asymetrii w rozkładzie przestrzennym emitowanych elektronów. Efekt ten wystąpi jednak jedynie wtedy, gdy jądra emitujące elektrony  $\beta$  są spolaryzowane. W przeciwnym razie należy uśrednić po wszystkich możliwych ustawieniach spinu jąder i efekt zniknie.

Inną możliwość stwierdzenia występowania pseudoskalarnego członu w wyrażeniu na prawdopodobieństwo przejścia  $\beta$  daje pomiar spinu elektronu  $\vec{\sigma}_e$  i pędu elektronu, tzn. stwierdzenie występowania członu  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{p}_e$  w wyrażeniu na prawdopodobieństwo przejścia.

Jeśli przejdziemy od rozpadu  $\beta$  do bardziej skomplikowanych reakcji, w których występują przynajmniej 3 niezależne pędy, to możemy utworzyć iloczyn mieszany  $\vec{p}_1(\vec{p}_2 \times \vec{p}_3)$ , który jest pseudoskalar. Weźmy dla przykładu reakcję tworzenia hyperonu  $\Lambda^0$



który po czasie  $\simeq 10^{-10}$  s rozpada się na proton i mezon  $\pi'$



W reakcjach tych możemy zmierzyć pęd padającego mezonu  $\pi^-$ , pęd  $\Lambda^0$  i pęd protonu pochodzącego z rozpadu  $\Lambda^0$ . Z pędów tych możemy utworzyć pseudoskalar, którego występowanie w przekroju czynnym oznacza asymetrię w rozkładzie pędów protonów rozpadu (14) względem płaszczyzny reakcji (13), tj. płaszczyzny określonej przez pęd padającego mezonu  $\pi^-$  i pęd hyperonu  $\Lambda^0$ . Stwierdzenie występowania takiej asymetrii w rozkładzie pędów protonu związanej z występowaniem w przekroju czynnym pseudoskalarnego członu  $\vec{p}_p(\vec{p}_\pi \times \vec{p}_{\Lambda^0})$  byłoby dowodem, że również w rozpadzie hyperonu  $\Lambda^0$  parzystość nie jest zachowana.

Zaproponowane przez Lee i Yanga doświadczenia zostały częściowo wykonane na początku br. i stopniowo nadchodzą coraz nowe meldunki o otrzymanyach rezultatach, które zdecydowanie potwierdziły, że parzystość nie jest zachowana w rozpadach  $\beta$  radioaktywnych jąder oraz w rozpadach mezonów  $\pi$  i  $\mu$ . Pierwsze doświadczenie z serii zaproponowanej przez Lee i Yanga wykonała uczona chińska C. S. Wu wraz ze współpracownikami na Uniwersytecie Columbia w Stanach Zjednoczonych [7]. Stwierdziła ona mianowicie występowanie bardzo dużej asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów emitowanych przez spolaryzowane jądra  $\text{Co}^{60}$ . Gdyby parzystość była zachowana, powinniśmy otrzymać rozkład izotropowy. Doświadczalny rozkład prawdopodobieństwa

$$W(\theta) \sim (1 + a \cos \theta), \quad \left( \cos \theta = \frac{\vec{J} \cdot \vec{p}_e}{J p_e} \right), \quad (15)$$

zawierał dużą anizotropowość ze względu na kierunek polaryzacji jąder. Znalaziono wartość  $a \simeq -0,4$ . Oznacza to, że więcej elektronów wylatuje w kierunku przeciwnym do kierunku spinu jądra niż w kierunku zgodnym ze spinem  $\vec{J}$ . Gdyby parzystość była zachowana,  $a$  byłoby równe zero nawet dla spolaryzowanych jąder.

Doświadczenie W u było stosunkowo dosyć trudne, ponieważ wymagało stosowania bardzo niskich temperatur. Bowiem tylko w bardzo niskich temperaturach rzędu  $0,01^\circ K$  można osiągnąć dostatecznie duży stopień polaryzacji jąder. W wyższych temperaturach zewnętrzne pole magnetyczne nie może pokonać depolaryzującego wpływu ruchu cieplnego.

Niemal równocześnie z doświadczeniem W u rozpoczęto badania polaryzacji elektronów emitowanych z niespolaryzowanych jąder oraz polaryzacji mezonu  $\mu$  [8]. Aby zrozumieć związek tych efektów z naruszeniem zasady zachowania parzystości, rozpatrzmy ogólną postać sprzężeń odpowiedzialnych za rozpad  $\beta$ . Sprzężenia te mają następującą ogólną postać

$$H_\beta^i = H_{\beta+}^i + H_{\beta-}^i \quad (16)$$

gdzie

$$\begin{aligned} H_{\beta+}^i &= \sum_{p,n} \sum_k c_k (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k \psi_\nu) + h. s. \\ H_{\beta-}^i &= \sum_{p,n} \sum_k c'_k (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k \gamma_5 \psi_\nu) + h. s. \end{aligned} \quad (17)$$

$\Psi_p, \Psi_n, \Psi_e, \Psi_\nu$  oznaczają tu odpowiednio funkcje falowe protonu, neutronu, elektronu i neutrina.  $\Omega_k$  oznaczają odpowiednie kowariantne operatory zbudowane z macierzy Diraca  $\gamma_\alpha$  (i ewentualnie pochodnych), tak by  $H_+^i$  komutował z operatorem inwersji  $P$ . Wskutek występowania macierzy  $\gamma_5$  w  $H_{\beta-}^i$  wyrażenie to antykomutuje z operatorem  $P$ . Dawniej przyjmowało się zawsze, że wszystkie  $c'_k = 0$ . Zobaczymy, co otrzymamy w przypadku, gdy  $c'_k \neq 0$ . Występującą w  $H_p^i$  macierz  $c_k + c'_k \gamma_5$  zapiszemy w następującej postaci

$$c_k + c'_k \gamma_5 = a_k \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) + b_k \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right). \quad (18)$$

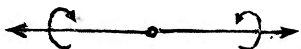
Wiemy z doświadczenia, że masa neutrina musi być mniejsza niż jedna dziesięciotysięczna masy elektronu. Przyjmuje się zatem powszechnie, że masa neutrina jest dokładnie równa zero. Równanie Diraca dla neutrina ma wtedy następującą postać

$$\gamma_5 \vec{\sigma} \cdot \vec{q} \psi_\nu = E_q \psi_\nu. \quad (19)$$

gdzie  $\vec{q}$  oznacza pęd neutrina,  $E_q = \pm q$ . Łatwo można wykazać, że operator rzutowy spinu ma kierunek pędu neutrina

$$\frac{q \pm \sigma \vec{q}}{2q} \quad (20)$$

da się zastąpić przez operatory  $\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\right)$  występujące w (18). Związek polaryzacji neutrina z naruszeniem zachowania parzystości jest teraz widoczny. Występowanie w  $H_\beta^i$  członu  $H_\beta^i$  zawierającego macierz  $\gamma_5$  oznacza zatem, że emitowane w rozpadzie  $\beta$  neutrina są przynajmniej częściowo spolaryzowane w kierunku pędu. Maksymalną, tzn. całkowitą polaryzację neutrina otrzymamy, gdy założymy, że wszystkie  $a_k = 0$  lub wszystkie  $b_k = 0$ ; innymi słowy gdy:  $c_k = -c'_k$  lub  $c_k = c'_k$ . W innych przypadkach polaryzacja neutrina będzie tylko częściowa. Jeśli neutrino względnie antyneutrino emitowane w rozpadach  $\beta$  i rozpadach mezonów jest spolaryzowane podłużnie, wówczas również inne cząstki występujące w różnych reakcjach wraz z neutrinem są przynajmniej częściowo spolaryzowane. Weźmy np. pod uwagę rozpad mezonu  $\pi$  na mezon  $\mu$  i neutrino. W układzie środka masy pędy neutrina i mezonu  $\mu$  są wprost przeciwne. Ze względu na zasadę zachowania momentu pędu spin neutrina musi być skompensowany przez przeciwnie skierowany spin mezonu  $\mu$ . Widzimy więc, że jeśli neutrino uczestniczące w reakcji  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  jest całkowicie spolaryzowane podłużnie, to mezon  $\mu$  jest także całkowicie spolaryzowany (rys. 1) w kierunku po-



Rys. 1. Zachowanie momentu pędu w rozpadzie mezonu  $\pi$

dłużnym (w układzie, w którym rozpadający się mezon  $\pi$  spoczywa). Polaryzacja mezonu  $\mu$  odbija się w wyraźny sposób na rozkładzie kątowym elektronów w rozpadzie tegoż mezonu. Innymi słowy w procesie  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  możemy zaobserwować asymetrię w rozkładzie elektronów w odniesieniu do pierwotnego kierunku biegu mezonu  $\mu$ , który jest zarazem kierunkiem polaryzacji.

Podobną choć dużo bardziej złożoną sytuację mamy w rozpadzie  $\beta$ . I tu także polaryzacja neutrina pociąga za sobą przynajmniej częściową polaryzację podłużną emitowanych elektronów i to nawet wtedy, gdy emitujące jądra nie są spolaryzowane. Polaryzacja elektronów  $\beta$  zależy jednak nie tylko od stopnia polaryzacji neutrina, lecz również od typu sprzężenia i pędu elektronów.

Wielkość tych efektów zależy w pierwszym rzędzie od stopnia polaryzacji neutrina, która występuje tylko w przypadku niezachowania parzystości i zależy od stosunku stałych  $c_k/c'_k$  w wyrażeniu (17).

Wykrycie wymienionych wyżej efektów polaryzacyjnych wystarczy zatem do obalenia zasady zachowania parzystości równie dobrze, jak doświadczenie W u. Dla rozstrzygnięcia, czy neutrino są całkowicie czy tylko częściowo spolaryzowane i w którą stronę, trzeba zmierzyć dokładnie stopień polaryzacji i porównać go z przewidywaniami teoretycznymi.

Zajmijmy się zatem przewidywaniami teoretycznymi. Rozpatrzmy najprostszy przypadek, kiedy polaryzacja neutrino jest całkowita, tzn. albo wszystkie  $a_k = 0$ , albo wszystkie  $b_k = 0$ . Jeśli  $b_k = 0$ , oznacza to, że funkcja falowa neutrino występuje zawsze tylko w kombinacji

$$\frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_\nu = \varphi_\nu \quad (21)$$

Łatwo się przekonać, że  $\varphi_\nu$  spełnia równanie

$$\overrightarrow{\sigma} q \varphi_\nu = E_q \varphi_\nu, \quad (22)$$

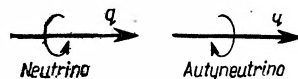
które zawiera tylko dwukolumnowe i dwurzędowe macierze Pauliego  $\overrightarrow{\sigma}$ . Możemy zatem wziąć jako rozwiązanie równania (22) dwuskładnikową funkcję  $\varphi_\nu$  [9]. Gdybyśmy położyli  $a_k = 0$ , funkcja  $\varphi_\nu$  występowałaby tylko w następującej kombinacji

$$\frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_\nu = \varphi'_\nu \quad (23)$$

z  $\varphi'_\nu$  spełniającym równanie

$$\overrightarrow{\sigma} q \varphi'_\nu = -E_q \varphi'_\nu, \quad (24)$$

$E_q = \pm q$  w zależności od tego, czy mamy do czynienia z cząstką o energii dodatniej, czy też ujemnej. Z równania (22) widać, że cząstka o dodatniej energii opisywana przez funkcję falową  $\varphi_\nu$  ma zawsze dodatni rzut spinu na kierunek pędu, w przeciwieństwie do cząstki opisywanej przez funkcję falową  $\varphi'$ , która przy dodatniej energii ma zawsze ujemny rzut spinu



Rys. 2. Orientacja spinu neutrino i antyneutrino

na kierunek pędu  $\vec{q}$ . Można wykazać, że równania (22) i (24) są związane operacją sprzężenia cząstka-antycząstka. Dochodzimy zatem do wniosku,

że jeśli neutrino jest spolaryzowane zawsze w kierunku ruchu, to antyneutrino jest spolaryzowane przeciwnie do kierunku ruchu lub też na odwrót. Którą cząstkę nazwiemy neutrinem a którą antyneutrinem, jest sprawą najzupełniej umowną. W celu uniknięcia zamieszania umawiamy się, że neutrinem będziemy nazywali cząstkę spolaryzowaną w kierunku zgodnym z kierunkiem pędu  $\vec{q}$ , a antyneutrinem cząstkę spolaryzowaną w kierunku przeciwnym. (Rys. 2).

Równanie (22), które jest podstawą dwuskładnikowej teorii neutrina, ma cały szereg ciekawych własności. Nie jest ono niezmiennicze ani wobec inwersji przestrzeni  $P$ , ani wobec sprzężenia cząstka-antycząstka, ale pozostaje niezmienniczym względem iloczynu tych transformacji  $I = CP$  [9,10], który za Landauem będziemy nazywać inwersją kombinowaną. Wysłunięto zatem przypuszczenie, że wszystkie prawa fizyki są niezmiennicze względem inwersji kombinowanej. Zamiast zasady zachowania zwykłej parzystości  $P$  mielibyśmy zatem zasadę zachowania parzystości kombinowanej  $I$  jako bezwzględne prawo przyrody. Operator  $I = CP$  nie komutuje jednak z operatorem ładunku elektrycznego, ponieważ operacja  $C$  zmienia znak ładunku. Ponieważ interesują nas w fizyce układy, w których poszczególne cząstki mają różne od zera ładunki elektryczne, więc zachowanie parzystości kombinowanej może mieć praktyczne znaczenie tylko w odniesieniu do bardzo wąskiej klasy układów. Będą to układy, które pod wpływem transformacji  $I$  przechodzą w siebie i które nazwiemy układami ściśle neutralnymi [9]. Układ ściśle neutralny stanowi np. mezon  $\pi^0$ , pozytronium itp. Neutralne ciężkie mezony  $K^0$  nie są ściśle neutralne, ponieważ posiadają różną od zera *strangeness*, która zmienia znak przy sprzężeniu cząstka — antycząstka. Ogólnie rzecz biorąc niezmienniczość względem inwersji kombinowanej daje związki między procesem i jego odpowiednikiem otrzymanym przez zmianę wszystkich cząstek na antycząstki, natomiast odnośnie samego procesu otrzymujemy znacznie mniej ograniczeń niż z niezmienniczości względem zwykłej inwersji przestrzeni. W każdym razie należy od razu zaznaczyć, że nawet jeśli dwuskładnikowa teoria neutrina okaże się bezwzględnie słuszna, to nie oznacza to jeszcze niezmienniczości praw fizyki względem inwersji kombinowanej, bowiem nie tylko równania swobodnego neutrina, lecz także wszystkie oddziaływania muszą być niezmiennicze względem transformacji  $I = CP$ . Do sprawy tej powrócimy poniżej.

Dwuskładnikowa teoria neutrina prowadzi do całego szeregu bardzo ciekawych doświadczalnych wniosków. Wynika z niej, że mezon  $\mu$  pochodzący z rozpadu znajdującego się w spoczynku mezonu  $\pi$  jest całkowicie spolaryzowany w kierunku zgodnym lub przeciwnym do kierunku pędu w zależności od tego, czy drugą emitowaną jednocześnie cząstką jest neutrino czy też antyneutrino. Mezon  $\mu$  rozpada się dalej według schematu

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (25)$$

Dwa neutrina względnie dwa antyneutrino są tu raczej wykluczone, ponieważ prowadziłyby to do zupełnie niezgodnych z doświadczeniem wartości

tw. parametru  $\varrho$  Michela [11]. Oddziaływanie odpowiedzialne za proces (25) ma zatem następującą ogólną postać (26)

$$H_{\mu}^i = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^5 c_k (\bar{\psi}_e \Omega_k \psi_{\mu}) (\psi_{\nu}^* (1 - \gamma_5) \gamma_4 \Omega_k (1 - \gamma_5) \psi_{\nu}) + h. s. \quad (26)$$

Zaniedbując możliwość występowania sprzężeń z pochodnymi mamy

$$\Omega_1 = 1, \quad \Omega_2 = \gamma_5, \quad \Omega_3 = \gamma_{\alpha}, \quad \Omega_4 = \gamma_5 \gamma_{\alpha}, \quad \Omega_5 = (\gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} - \gamma_{\beta} \gamma_{\alpha}), \quad (27)$$

$$\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4.$$

Ponieważ  $\gamma_5$  antykomutuje z wszystkimi  $\gamma_{\alpha}$ , więc

$$(1 - \gamma_5) \gamma_4 \Omega_s (1 - \gamma_5) = \gamma_4 \Omega_s (1 + \gamma_5) (1 - \gamma_5) = 0, \quad (28)$$

dla  $s = 1, 2, 5$ . Widzimy więc, że w wyrażeniu (26) pozostaną tylko dwa sprzężenia, a mianowicie (3) i (4), wektorowe i pseudowektorowe. A zatem [11]

$$H_{\mu}^i = \frac{1}{2} \left\{ c_v (\bar{\psi}_e \gamma_{\alpha} \psi_{\mu}) (\bar{\psi}_{\nu} \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) \psi_{\nu}) + \right. \\ \left. + c_A (\bar{\psi}_e \gamma_5 \gamma_{\alpha} \psi_{\mu}) (\bar{\psi}_{\nu} \gamma_5 \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) \psi_{\nu}) \right\} + h. s. \quad (29)$$

Lee i Yang obliczyli na podstawie tego wyrażenia rozkład kątowy i energetyczny elektronów w rozpadzie całkowicie spolaryzowanego mezonu  $\mu$  znajdującego się w spoczynku [11]. Otrzymali oni

$$dN = \frac{2\varepsilon^2}{4\pi} [(3 - 2\varepsilon) + \xi(1 - 2\varepsilon) \cos \Theta] d\varepsilon d\omega_e \quad (30)$$

gdzie

$$\varepsilon = \frac{p}{p_{max}}, \quad \xi = \frac{c_v c_A^* + c_A c_v^*}{|c_v|^2 + |c_A|^2} \quad (31)$$

$p$  oznacza pęd elektronu,  $\Theta$  — kąt między kierunkiem spinu mezonu  $\mu$  i pędu elektronu, a  $d\omega_e$  oznacza element kąta bryłowego. Ponieważ znaczna większość elektronów ma energię rzędu kilkudziesięciu MeV, zaniedbana została masa elektronu. Po wyciąłkowaniu po energiach otrzymujemy następujący prosty rozkład kątowy

$$dN_c = \left| \frac{1}{4\pi} \right| \left( 1 - \frac{\xi}{3} \cos \Theta \right) d\omega_e. \quad (32)$$

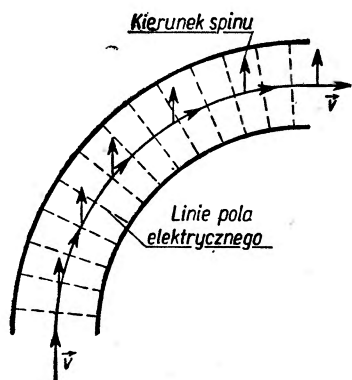
Pierwsze pomiary asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów w rozpadzie mezonu  $\mu$  wykonał Lederman [8] ze współpracownikami. W przypadku mezonów  $\mu^+$  otrzymał on wartość  $\xi \simeq 1$ . Wartość  $|\xi| = 1$  jest maksy-

stwie do dozwolonych przejść  $\beta$  można tu bardzo łatwo odróżnić nie tylko  $S$  i  $T$  od  $V$ , lecz także  $S$  od  $T$ . Polaryzację mezonu  $\mu$  można zmierzyć badając stopień asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów w rozpadzie mezonu  $\mu$ . Możemy więc powiedzieć, że reakcja (34) jest polaryzatorem, a reakcja (25) jest analizatorem polaryzacji mezonu  $\mu$ . W analogicznym rozpadzie



miar polaryzacji elektronu jest znacznie trudniejszy, ponieważ nie ma tak naturalnego analizatora, jakim jest dla reakcji (34) rozpad mezonu  $\mu$ .

Warto jednak choć krótko wspomnieć o metodach pomiaru stopnia polaryzacji elektronu. Jako analizator stopnia polaryzacji elektronu może służyć kulombowskie rozpraszanie elektronu na ciężkich jądrach, np. na złocie. Przekrój czynny jest wprawdzie zupełnie nieczuły na polaryzację podłużną, natomiast zależy od polaryzacji poprzecznej. Elektrony wylatujące z niespolaryzowanych jąder są jednak spolaryzowane podłużnie. Trzeba zatem najpierw odwrócić kierunek ich spinu czyli, ściślej mówiąc, zamienić polaryzację podłużną na poprzeczną i dopiero potem rozpraszają na folii złota. Używa się kilku dosyć pomysłowych metod zmiany kierunku polaryzacji.



Rys. 3. Metoda elektryczna odwracania kierunku spinu

Pierwsza metoda wykorzystuje fakt, że pole elektryczne nie działa w przybliżeniu nierelatywistycznym na spin. Wiązkę elektronów przepuszcza się więc przez zakrzywiony kondensator (patrz rys. 3), w którym kierunek pola jest zawsze prostopadły do kierunku ruchu elektronu. Zmienia się w ten sposób kierunek pędu, nie zmienia się energia i przy niezbyt dużych prędkościach bardzo słabo zmienia się kierunek spinu. Zawsze można więc dobrać kąt, o który należy odchylić wiązkę elektronów w polu elektrycznym, by polaryzacja wiązki zmieniła się z podłużnej na poprzeczną.

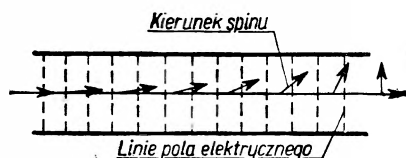
W metodzie skrzyżowanych pól elektron o prędkości  $\vec{v}$  przebiega przez skrzyżowane pole elektryczne  $\vec{E}$  i magnetyczne  $\vec{H}$  (rys. 4). Wszystkie trzy wektory  $\vec{v}$ ,  $\vec{E}$  i  $\vec{H}$  są prostopadłe do siebie, a stosunek  $E/H$  dobrany jest tak, by znikła siła Lorentza

$$\vec{F} = e \left( \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right) \quad (36)$$



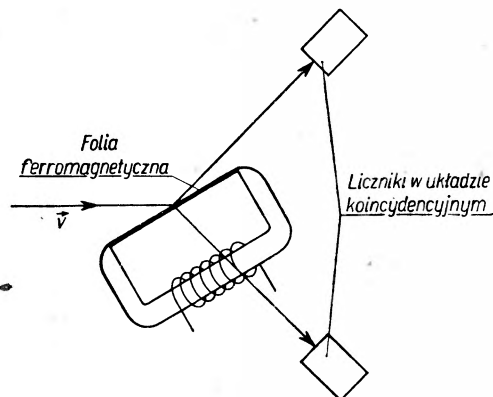
Elektron będzie się zatem poruszał po linii prostej. Pozostanie jednak siła działająca na spin elektronu, który będzie ulegał skręceniu. Można dobrać tak natężenie pola  $E$ , by polaryzacja elektronów o określonej prędkości została zmieniona z podłużnej na poprzeczną.

Istnieją również inne metody pomiaru stopnia polaryzacji elektronu, w których nie trzeba zmieniać polaryzacji podłużnej w poprzeczną. Okazuje się, że rozpraszanie elektronu na elektronie zależy od wzajemnego ustawienia spinów elektronów (równoległe lub antyrównoległe). Aby móc wykorzystać ten fakt, należy zatem rozpraszać spolaryzowane elektrony na spolaryzowanych elektronach np. jakiegoś ferromagnetyku. Na rys. 5 pokazany jest schemat prostego układu tego typu. Elektrony  $\beta$  padają na lekko pochyloną folię ferromagnetyku, w której około 80%



Rys. 4. Metoda skrzyżowanych pól. (Pole magnetyczne  $\vec{H}$  prostopadłe do płaszczyzny rysunku)

elektronów ma spiny ustawione zgodnie z kierunkiem pola  $\vec{H}$ , który zmieniamy w trakcie doświadczenia. W celu wyeliminowania rozpraszania kulombowskiego liczniki łapiące elektrony rozproszone i elektrony wybity znajdują się w koincydencji.



Rys. 5. Rozpraszanie spolaryzowanych elektronów na spolaryzowanych elektronach ferromagnetyka

pozytronium w zależności od stopnia polaryzacji pozytronów i od kierunku pola  $\vec{H}$  [17].

Niemal wszystkie wymienione efekty polaryzacyjne są dosyć duże i można się nawet dziwić, że nie zostały wykryte wcześniej. Ostatecznie fizycy doświadczalni mieli ogromną ilość zdjęć rozpadu mezonu  $\mu$ , a jednak nie odkryli dosyć dużej przecież asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów rozpadu. Pokazuje to raz jeszcze, że łatwiej jest coś znaleźć,

Podobny układ można stosować w przypadku pozytronów  $\beta$ , które prócz rozpraszania na elektronach będą tworzyły orto- lub parapozytronium z przewagą jednego lub drugiego, w zależności od kierunku pola  $\vec{H}$ . Otrzymamy więc różne ilości dwukwantowych koincydencji pochodzących z anihilacji para-

gdy się wie, czego się szuka. Wielką zasługą Lee i Yanga jest właśnie wskazanie, czego należy szukać.

Na zakończenie zastanówmy się zatem również, jakie problemy stoją jeszcze otwarte odnośnie parzystości i gdzie należy szukać ich rozwiązania. Otóż stwierdziliśmy dotychczas tylko jeden fakt bezwzględnie pewny, a mianowicie, że parzystość nie zachowuje się w słabych oddziaływaniach, w których uczestniczy neutrino. Trzeba jednak pamiętać, że jest to stwierdzenie o charakterze negatywnym.

Duże asymetrie w rozkładach kątowych elektronów w rozpadach  $\beta$  spolaryzowanych jąder i w rozpadzie mezonu  $\mu$  oraz duży stopień polaryzacji elektronów  $\beta$  wykazują, że dwuskładnikowa teoria neutrina jest chyba prawdziwa. W celu bardziej przekonującego potwierdzenia tej teorii trzeba jednak znacznie zwiększyć dokładność pomiarów. Teoria dwuskładnikowa nie jest niezmiennicza ani względem transformacji  $P$ , ani względem transformacji  $C$  z osobna, natomiast jest niezmiennicza względem transformacji  $I = CP$ . Niezmienniczość praw fizyki względem transformacji  $I$  nie wynika jeszcze z dwuskładnikowej teorii. Teoria dwuskładnikowa neutrina może się okazać prawdziwą, a mimo to parzystość kombinowana może nie być zachowana w słabych oddziaływaniach. Np. teoria rozpadu  $\beta$  będzie niezmiennicza względem transformacji jedynie wtedy, gdy w hamiltonianie oddziaływania

$$H_{\beta}^{\dagger} = \sum_{p,n} \sum_{k=1}^5 c_k (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k (1 - \gamma_5) \psi_\nu) + h. s. \quad (37)$$

stałe sprzężenia  $c_k$  są rzeczywiste. Jeśli warunek ten nie jest spełniony, mogą wystąpić w rozkładach kątowych pewne człony interferencyjne, które nie są niezmiennicze względem inwersji kombinowanej  $I$ . Niezmienniczość względem transformacji  $I$  prowadzi także do prostych związków symetrii między polaryzacją mezonów  $\mu^-$  w rozpadzie mezonów  $K^-$  a polaryzacją mezonów  $\mu^+$  w rozpadzie mezonów  $K^+$  [16]. Stwierdzenie naruszenia tych związków oznaczałoby, że słabe sprzężenia nie są niezmiennicze względem inwersji kombinowanej. Wykonanie szeregu doświadczeń w celu sprawdzenia, czy słabe sprzężenia są niezmiennicze względem transformacji  $I$ , wydaje się więc sprawą ogromnej wagi. Pierwsze, nie bardzo jednak wiarygodne, wyniki doświadczenia wydają się wskazywać, że słabe sprzężenia nie są niezmiennicze względem transformacji  $I$  [18]. Byłoby to prawdopodobnie jeszcze większym wstrząsem dla fizyków niż naruszenie zachowania zwykłej parzystości. Niezmienniczość względem  $I = CP$  jest bowiem wystarczająca dla utrzymania szeregu bardzo ważnych teoretycznych wniosków, np. symetrii między cząstkami i antycząstkami, braku elektrycznego momentu dipolowego u neutronu itp. Wszystkie te wnioski

należałoby zrewidować, gdyby się okazało, że nie mamy niezmienniczości względem inwersji kombinowanej.

Poza tym należy pamiętać, że naruszenie zasady zachowania parzystości zostało stwierdzone tylko w procesach, w których bierze udział neutrino. Odpowiednie doświadczenia w innych powolnych procesach nie zostały jeszcze zakończone. Jest to częściowo spowodowane trudnością wykonania tych doświadczeń, a częściowo brakiem tak prostego związku między parzystością i polaryzacją, jaki mamy najprawdopodobniej w przypadku neutrina. Jednakże wydaje się, że wkrótce powinniśmy otrzymać wiadomości przynajmniej odnośnie reakcji (13) i (14). Można wykazać zupełnie ogólnie, że asymetrii w rozkładzie pędów protonu  $\vec{p}_p$  względem płaszczyzny określonej przez pędy  $\vec{p}_{\pi_{pocz}}$  i  $\vec{p}_{\Delta^0}$  możemy oczekiwać jedynie wtedy, gdy hyperon  $\Delta^0$  utworzony w reakcji (13) jest spolaryzowany, a w reakcji (14) parzystość nie zachowuje się [19]. I tutaj więc, mimo pozornie zupełnie innych pomiarów, o wykrywalności członu pseudoskalarne go decyduje polaryzacja. Tak np. przeprowadzenie podobnego pomiaru dla mezonu  $K^0$  wytworzonego w reakcji (13) nie może dać żadnego wyniku, jeśli spin  $K^0$  jest równy zeru. Definitywne stwierdzenie naruszenia zasady zachowania parzystości w reakcjach, w których uczestniczą cząstki bezspinowe, będzie zatem dużo trudniejsze. Naruszenie zachowania parzystości w jednych powolnych procesach pozwala na przypuszczenie, że w przypadku mezonów  $\tau$  i  $\theta$  mamy do czynienia z jedną cząstką rozpadającą się na różne sposoby bez zachowania parzystości.

Bez względu na dalsze losy problemu parzystości jedno jest pewne, że pomiary polaryzacji elektronów, mezonów  $\mu$  itp. stają się nowym i bardzo czułym narzędziem badań.

W ciągu najbliższych paru lat możemy się zatem spodziewać wielu istotnych trwałych osiągnięć, np. uporządkowania teorii rozpadu  $\beta$ , rozstrzygnięcia problemu uniwersalnego sprzężenia Fermiego itd. Widzimy więc, że sprawa zachowania parzystości w rozpadach  $\tau$  i  $\theta$  okazała się nieoczekiwanie mocnym bodźcem do badań w różnych dziedzinach fizyki. Fakt, że osiągnięte dotychczas wyniki nie dotyczą bezpośrednio samych mezonów  $\tau$  i  $\theta$ , może wyglądać paradoksalnie, ale odkrycia fizyczne mają również swoje własne nie zbadane jeszcze prawa.

*Uwaga dodana w korekcie.* W ciągu kilku miesięcy, które upłynęły od napisania tego artykułu do jego korekty autorskiej, dokonano szeregu ważnych odkryć. Przede wszystkim stwierdzono naruszenie parzystości w rozpadach  $\Delta^0$  i  $\Sigma^+$ . Wydaje się zatem pewne, że naruszenie zachowania parzystości nie jest związane z dwuskładnikową teorią neutrina, lecz ma ogólniejszy charakter. Częściowe potwierdzenie wniosków wynikających z zaproponowanego przez Lee, Yanga oraz Salama i Landaua wariantu teorii neutrina przez doświadczenie może mieć charakter czysto przypadkowy i ciągle wymaga wyjaśnienia teoretycznego.

## Literatura

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
2. *Reports on the VI-th Rochester Conference* (1956).
3. R. H. Dalitz, *K-particles and Hyperons*.
4. M. Gell-Mann, *Reports on the VI-th Rochester Conference*.
5. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 822 (1956).
6. T. D. Lee, *Conservation Laws in Weak Interactions* (Lectures at Harvard University, 1957).
7. C. S. Wu i współpracownicy, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
8. R. L. Garvin, L. H. Lederman, H. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957); H. Frauenfelder i współpracownicy, Phys. Rev. **106**, 386 (1957).
9. A. Salam, Nuovo Cim. **5**, 299 (1957); L. D. Landau, Nucl. Ph.; T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
10. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).
11. L. Michel, C. Bouchiat, Phys. Rev. **106**, 170 (1957); T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
12. J. I. Friedman, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **105**, 1681 (1957); A. Abashian i współpracownicy, Phys. Rev. **105**, 1927 (1957).
13. Referat T. D. Lee na konferencji w Rochester 1957. B. T. Feld, *On Parity Non-Conservation in  $\beta$ -Decay*, Phys. Rev. (w druku).
14. H. Frauenfelder, (informacja prywatna — praca w druku).
15. K. Siegbahn,  *$\beta$ -and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy*, North Holland, 1955.
16. J. Werle, *Polarization of  $\mu$ -Mesons and Electrons in K-Meson Decays*, Nucl. Ph. **4** (1957).
17. L. A. Page, M. Heinberg, *A Measurement of the Longitudinal Polarization of Positrons Emitted by Sodium<sup>22</sup>*, Phys. Rev. (w druku).
18. Referat T. D. Lee na VII konferencji w Rochester.
19. T. D. Lee, Steinberger, *Possible Detection of Parity Nonconservation in Hyperon Decay*, Phys. Rev. (w druku).

*Stanisław Michnowski*

Zakład Geofizyki PAN

## **Główny problem elektryczności atmosferycznej w Międzynarodowym Roku Geofizycznym 1957/58**

### **1. Wstęp**

W czasie trwania Międzynarodowego Roku Geofizycznego (MRG), przypadającego na okres od lipca 1957 r. do końca 1958 r., mają być przeprowadzone w skali światowej badania we wszystkich prawie dziedzinach geofizyki i nauk ściśle z nią związanych [14]. Kierunki i wytyczne zamierzonych badań zostały określone w sposób ogólny przez Międzynarodowy Komitet Specjalny Roku Geofizycznego (CSAGI — Comité Spécial de l'Année Geophysique Internationale) [1]. W ich ramach poszczególne kraje biorące udział w pracach przedstawiły swoje programy badań, których rodzaj i zakres wiąże się siłą rzeczy z możliwościami i tradycją badawczą poszczególnych ośrodków.

Program udziału Polski w badaniach naukowych podczas Międzynarodowego Roku Geofizycznego opracowała powołana przez Polską Akademię Nauk Komisja Roku Geofizycznego, koordynująca prace MRG odpowiednich naszych placówek badawczych [47].

W nadchodzącym Roku Geofizycznym badania międzynarodowe będą obejmowały przede wszystkim zagadnienia meteorologii, geomagnetyzmu, fizyki jonosfery, zórz polarnych i promieni kosmicznych [15]. W zakresie wyżej wymienionych rozległych badań znajdują się również problemy elektryczności atmosferycznej, na czoło których wysuwa się zagadnienie dotyczące wyjaśnienia przyczyn występowania i utrzymywania się w dolnych warstwach atmosfery pola elektrycznego.

Zagadnienie to jest podstawowym problemem dotyczącym zjawisk elektrycznych w dolnej atmosferze i nosi z tego względu nazwę tak zwanego głównego problemu elektryczności atmosferycznej. Można zaliczyć je do zagadnień, których rozwiązanie wymaga badań kompleksowych i czynnej współpracy w skali międzynarodowej. Między innymi z tego względu badania z zakresu elektryczności atmosferycznej znalazły się również w zaleceniach CSAGI.

Treścią niniejszego referatu będzie krótkie przedstawienie rozwoju badań w zakresie głównego zagadnienia elektryczności atmosferycznej i obecnych nań poglądów oraz zarysowanie związanych z tym zagadnieniem grup problemów i kierunków badań zaleconych podczas MRG.

## **2. Występowanie pola elektrycznego w atmosferze i początkowe próby wyjaśnienia jego przyczyn**

Od dawna, bo już od drugiej połowy XVIII wieku wiedziano, że w warstwach przyziemnych atmosfery pole elektryczne występuje wszędzie i zawsze zarówno w czasie burzy, jak i w czasie pięknej pogody.

Badania tego pola w czasie burzy, ze względu na duże trudności eksperymentalne oraz zawłość i nieregularność zachodzących w tym czasie przebiegów — pomijając sporadyczne początkowe usiłowania — mogły być podjęte skutecznie dopiero w obecnym stuleciu. Znacznie wcześniej mogły być prowadzone systematyczne badania odnoszące się do warunków pięknej pogody. Pomiaru pola elektrycznego prowadzone w wielu miejscach przez długie okresy czasu pozwalały stwierdzić, że potencjał tego pola zasadniczo wzrasta wraz z wysokością, a wartości jego gradientu podlegają pewnym okresowym zmianom w granicach  $\pm 30\%$  wartości średniej, przy czym mają one w różnych miejscach ten sam rząd wielkości. Przeciętną wartość gradientu potencjału tego pola można było podać na około — 100 V/m [65].

Przyczyny występowania pola elektrycznego w atmosferze upatrywano początkowo jedynie w istnieniu ładunku powierzchniowego o wartości  $\sigma$ , jaki powinna posiadać powierzchnia ziemi, aby wywołać mierzone przy niej natężenie pola. Zgodnie z tym odpowiednia wartość przeciętnej gęstości powierzchniowej powinna wynosić —  $2,7 \cdot 10^{-4}$  CGSE/cm<sup>2</sup> i wobec tego całkowity ładunek na powierzchni kuli ziemskiej byłby równy ok. 500000 C przy milczącym założeniu, że nad całą powierzchnią ziemi panuje pogoda. Założenie to zdawało się być poniekąd usprawiedliwione faktem, iż burze obejmują zaledwie ułamek procentu powierzchni globu [17].

Obserwacje przeprowadzone pod koniec XIX w. za pomocą balonów wykazywały, że w obszarach pogody ze wzrostem wysokości natężenie pola elektrycznego zmniejsza się znacznie szybciej niż w czysto elektrostatycznym polu przewodzącej kuli, równoważnej Ziemi. Tak na przykład natężenie tego pola na wysokości 10 km ma zaledwie kilka procent wartości, jaką miało przy powierzchni ziemi. Można było tłumaczyć to występowaniem w obszarach tych znacznego, dodatniego ładunku przestrzennego, charakteryzującego się określonym rozkładem pionowym, który wywoływałby

obserwowaną zmianę. W końcu zeszłego stulecia panowało płynące stąd powszechne przekonanie, że elektryczne pole w atmosferze jest jedynie rezultatem działania ujemnego powierzchniowego ładunku ziemi i dodatnich ładunków przestrzennych w przyziemnych warstwach atmosfery [72]. W poszukiwaniu przyczyn powstawania takich ładunków podano wiele różnych hipotez, żadna z nich nie wytrzymała poważniejszej krytyki.

Właściwy kierunek poszukiwań wskazały dopiero badania dotyczące jonizacji powietrza atmosferycznego i wymiany ładunków elektrycznych między ziemią i atmosferą w czasie burz.

Zwykle powietrze w pewnym, bardzo małym stopniu przewodzi prąd elektryczny dzięki obecności w nim jonów, które w dolnych warstwach są wytwarzane głównie w wyniku działania ciał promieniotwórczych i promieni kosmicznych. Czynniki jonizujące wywołują powstawanie dodatnich i ujemnych jonów lekkich, które znikają przez rekombinację oraz częściowo również przez przyłączenie się do znacznie większych neutralnych cząstek, jak jądra kondensacji lub cząstki zanieczyszczeń powietrza, pyły itp., tworząc przy tym mało ruchliwe jony ciężkie. W wyniku tych procesów wytwarza się pewne stężenie jonów obu znaków o różnych ruchliwościach. Jony lekkie posiadają ruchliwość ok.  $1,5 \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ , zaś ciężkie — ruchliwość rzędu  $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ . W widmie ruchliwości jonów powietrza jony o ruchliwości pośredniej tak zwane jony średnie są reprezentowane stosunkowo nielicznie. Konkretnie liczby jonów w  $\text{cm}^3$ , w stanie równowagi, są bardzo różne i zależne od lokalnych warunków. W powietrzu nad lądami liczby te są większe niż liczby jonów występujących nad oceanami. Wynika to z jednej strony wskutek występowania nad lądami silniejszego działania substancji radioaktywnych w warstwach przyziemnych powietrza, z drugiej wskutek obecności w powietrzu większej liczby zawiesin, co jest szczególnie widoczne nad miastami i ośrodkami przemysłowymi. Tabela I podaje typowe przeciętne wartości liczby jonów [84].

Tabela 1

Liczby jonów dodatnich i ujemnych

Warunki	Stopień jonizacji czyli liczba par jonów powstających w $1 \text{ cm}^3$ na sek wskutek działania		Liczba jonów w $\text{cm}^3$	
	radioaktywnych substancji	promieni kosmicznych	lekkie	ciężkie
Powietrze oceaniczne	0	2	700	200
„ lądowe	8	2	600	2000
„ miejskie	8	2	100	20000

Jony dodatnie i ujemne występują zwykle prawie w tej samej liczbie. Istnieje jednak mała przewaga liczby jonów dodatnich [84]. Występowanie jonów w powietrzu wywołuje jego przewodnictwo, dane w danym obszarze przez zależność:

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = \sum_r n_r^+ k_r^+ + \sum_r n_r^- k_r^- ,$$

gdzie:

$\lambda_+, \lambda_-$  — przewodnictwa właściwe powietrza,

$n_r^+, n_r^-$  — liczby jonów typu  $r$  dodatnich i ujemnych w jednostce objętości,

$k_r^+, k_r^-$  — ruchliwości jonów dodatnich i ujemnych typu  $r$ .

Jak się okazało, przewodnictwo powietrza zwiększa się silnie ze wzrostem wysokości ponad ziemią. Wynika to stąd, iż:

- 1) ruchliwość jonów jest większa przy niższych gęstościach powietrza,
- 2) liczba jonów staje się większa odpowiednio do wzmożonego działania promieni kosmicznych, a na dużych wysokościach również wskutek promieniowania słonecznego.

Na wysokości rzędu kilkudziesięciu km przewodnictwo powietrza jest ok.  $10^9$  razy większe od przewodnictwa powietrza w warstwach przyziemnych [31]. Na jeszcze większych wysokościach stwierdzono występowanie znacznie silniej przewodzących warstw zjonizowanych.

Stwierdzenie tego ostatniego faktu w pierwszym ćwierćwieczu obecnego stulecia doprowadziło do utworzenia pogładowego modelu wyjaśniającego występowanie pola elektrycznego w troposferze. Stosownie do niego Ziemia i otaczająca ją atmosfera tworzą ogromny kulisty kondensator, którego wewnętrzną okładkę stanowi dobrze przewodząca naładowana ujemnie powierzchnia ziemi, zaś zewnętrzną silnie zjonizowana górna warstwa atmosfery obdarzona ładunkiem dodatnim [2]. Taki elektrostatyczny model nie mógł być jednak wystarczający wskutek przyjęcia zbyt dużych uproszczeń.

W omawianym kondensatorze zamiast idealnego dielektryka występuje pomiędzy elektrodami przewodzące w pewnym stopniu powietrze. Dzięki przewodnictwu powietrza w polu elektrycznym w atmosferze płynie prąd przewodzony określony w stanach stacjonarnych zależnością:

$$i = \lambda K, \quad (2)$$

gdzie:

$i$  — gęstość prądu,

$K$  — natężenie pola elektrycznego.

W obszarach pięknej pogody stwierdzono występowanie prądu skierowanego do ziemi zgodnie z kierunkiem natężenia pola. Pomiaru wy-



kazały, że przeciętna średnia wartość gęstości tego prądu wynosi ok.  $+3 \cdot 10^{-16}$  A/cm<sup>2</sup> [29].

Wskutek dopływającego do ziemi dodatniego prądu pionowego ujemny ładunek ziemi zniknąłby w ciągu kilkunastu minut, gdyby nie było czynników podtrzymujących go. Ponieważ pole elektryczne występuje stale, należałoby sądzić, że powinny działać również procesy o przeciwnym kierunku, kompensujące w rezultacie utratę ujemnego ładunku na powierzchni ziemi.

W poszukiwaniu takich procesów stworzono dużą liczbę różnych hipotez i teorii. Szukały one rozwiązania zagadnienia w zjawiskach pozaziemskich (promienie kosmiczne, promieniowanie korpuskularne słońca), w hipotecznych procesach zachodzących w Ziemi (efekt giroskopowy, strumień elektronów z wnętrza Ziemi itp.) [73]. Wszystkie te próby nie znalazły należytego potwierdzenia doświadczalnego i przez długi czas wyjaśnienie problemu dopływu ładunków do Ziemi, w rezultacie którego kompensuje się utrata ujemnego ładunku na jej powierzchni, nastęrczało poważne, zda- wało się, nie do pokonania trudności.

Można przypuszczać, iż przyczyniło się do tego pewne odizolowanie elektryczno-atmosferycznych badań od meteorologii, które nastąpiło po pierwszym okresie prób znalezienia bezpośrednich związków między zjawiskami elektrycznymi i meteorologicznymi [37]. Wobec bezskuteczności tych prób zaczęto uważać zjawiska elektryczne i meteorologiczne za odrębne zespoły, a wpływy meteorologiczne na zmiany wielkości elektrycznych w atmosferze traktować wówczas co najwyżej jako „zakłócenia”. Ograniczenie ówczesnych badań przede wszystkim do okresów pięknej pogody doprowadziło do jednostronnego, statycznego postawienia omawianego zagadnienia, co utrudniło znalezienie właściwej drogi jego rozwiązania.

### 3. Hipoteza Wilsona i zarys poglądów rozwiniętych na jej podstawie

Wyjście z tych trudności ułatwiło: a) stwierdzenie ogromnej różnicy w wartości elektrycznego przewodnictwa w górnych warstwach atmosfery i Ziemi\* w porównaniu z jego wartością w warstwie przyziemnej oraz b) bacniejsze zwrócenie uwagi na zjawiska zachodzące w obszarach burzowych. Spostrzeżenia te wykorzystał C. T. R. Wilson [82], który pierwszy w 1921 r. wskazał, że dopływu ujemnego ładunku do powierzchni ziemi należy oczekiwać w tych jej częściach, nad którymi rozpościerają się chmu-

\* Przewodnictwo powietrza w warstwach przy powierzchni ziemi wynosi przeciętnie około  $10^{-19}$  Ω<sup>-1</sup> cm<sup>-1</sup>, przewodnictwo Ziemi przeciętnie około  $10^5$  Ω<sup>-1</sup> cm<sup>-1</sup>.

ry burzowe, oraz że dopływ ten zachodzi wskutek przepływu prądów elektrycznych w układzie: ziemia — górne przewodzące warstwy atmosfery.

Ożywione badania, które nastąpiły później, a w szczególności badania uwzględniające procesy burzowe i ich nasilenie w skali całego globu pozwoliły w ciągu ostatniego trzydziestolecia na rozwinięcie myśli Wilsona oraz na dokładniejsze sformułowanie omawianego zagadnienia. Zamiast odpowiedzi na pytanie — „Dlaczego ziemia posiada stale ujemny ładunek elektryczny, mimo bezustannego dopływu ładunków dodatnich do jej powierzchni?” — starano się dać odpowiedź na pytanie: „W jaki sposób może być wyjaśniony fakt, że atmosfera posiada ciągle utrzymujące się pole elektryczne, mimo swego przewodnictwa” [7].

Według dzisiejszych poglądów rozwiniętych na podstawie hipotezy Wilsona a dotyczących odpowiedzi na powyższe pytanie mechanizm, który utrzymuje i reguluje pole elektryczne atmosfery, jest natury meteorologicznej [37]. Opiera się on przede wszystkim na działalności chmur burzowych. W chmurach tych oraz w znacznie mniejszym stopniu i w innych, w których powstają opady, wytwarzają się i rozdzielają ładunki elektryczne. W wyniku działania tych procesów, których mechanizm jest ciągle jeszcze przedmiotem dyskusji, wywołana zostaje i utrzymywana dodatnia polaryzacja chmur — to jest tego rodzaju, że górne ich części są naelektryzowane dodatnio, dolne ujemnie [68]\*.

Nie opisując szczegółowiej tych procesów można stwierdzić, że wytwarzane i utrzymywane przez nie ładunki doprowadzają do powstawania pewnego rozkładu pola elektrycznego w układzie ziemia — przewodzące górne warstwy atmosfery. Wobec występowania w układzie tym atmosferycznego powietrza o określonym przewodnictwie muszą płynąć w nim przestrzenne prądy, a zatem wspomniany rozkład pola elektrycznego nie może mieć charakteru elektrostatycznego [43].

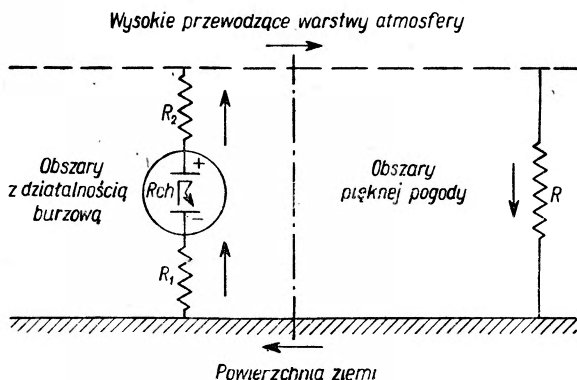
Efektywne działanie elektryczne chmur przyrównać można do działania olbrzymiego generatora, na którego biegunach zbierają się ładunki elektryczne oraz wytwarza się i utrzymuje potężna różnica potencjałów mimo przepływu prądu w przyłączonym do niego obwodzie [33]. Uproszczony obraz biegu prądów przestrzennych utrzymywanych przez generującą działalność aktywnych elektrycznie chmur przedstawiony jest szkicowo na rys. 1. Obraz ten rozwija podawany poprzednio model, który traktuje ziemię jako ogromny kondensator. Dwie poziome linie przedstawiają tu schematycznie elektrody tego kondensatora, tj. powierzchnię ziemi i warstwę przewodzącą górnej atmosfery. Lewa część schematu oznacza wszyst-

---

\* Jest to uproszczony model elektryczny chmury. W rzeczywistości oprócz ładunków dodatnich w górnych partiach chmury i ujemnych w dolnych, co odpowiada dodatniej polaryzacji chmury burzowej — występują jeszcze często skupiska ładunków dodatnich, również w ujemnej podstawie chmur burzowych.

kie obszary, w obrębie których występuje działalność burzowa, zaś część prawa — obszary pozostałe. Traktując sprawy w pewnym uproszczeniu można stwierdzić, że dzięki zachodzącemu prawie zawsze dodatniemu spolaryzowaniu chmur — prąd elektryczny, płynący w obszarach z działalnością burzową, ma kierunek przeciwny do kierunku w obszarach pięknej pogody, doprowadzając w obszarach burzowych elektryczne ładunki ujemne do powierzchni ziemi względnie do przewodzących górnych warstw atmosferycznych ładunki dodatnie.

Na schemacie symbole:  $R_{ch}$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  oznaczają odpowiednie opory występujące pomiędzy „biegunami” generatora burzowego i odpowiednimi warstwami przewodzącymi okładzin kondensatora. Rolę tych „biegunów” w uproszczonym modelu grają górne i dolne obszary chmur zawierające odpowiednio dodatni i ujemny ładunek przestrzenny. Generowany działalnością chmur burzowych prąd pionowy płynie drogą zaznaczoną na rysunku strzałkami, zamykając się poprzez przewodzące warstwy wyrównawcze i położoną między nimi atmosferę obszarów odległych od burz. Zgodnie z obrazem pola, jaki w rozpatrywanym układzie wywoła uproszczony model chmury, prąd generowany w poszczególnej chmurze burzowej zamyka się również częściowo w atmosferze przyległej do chmury między górnymi i dolnymi jej warstwami [33]. Na rys. 1 ten rodzaj lokalnych przepływów nie jest uwzględniony.



Rys. 1. Szkic ilustrujący w uproszczony sposób przebieg elektrycznych prądów w atmosferze

Utworzony w ten sposób olbrzymi obieg zamknięty systemu prądów przestrzennych obejmuje całą ziemię. W każdym miejscu atmosfery musi wskutek tego istnieć pewien gradient potencjału i pewna gęstość prądu przewodzonego [7]. W obszarach nie leżących w bezpośrednim polu chmur generujących ładunki elektryczne można praktycznie przyjąć, że prąd przewodzony i gradient potencjału  $K$  mają kierunek pionowy. W obsza-

rach tych w stanie quasi — stacjonarnym gradient  $K$  mierzony w danym miejscu może być zgodnie z przedstawionym schematem wyrażony w postaci

$$K = \frac{V}{R} r, \quad (3)$$

gdzie:

$r$  —  $\frac{1}{A}$  jest oporem właściwym powietrza w miejscu pomiaru.

$V$  — różnica potencjałów między powierzchnią ziemi i przewodzącą górną warstwą atmosfery wynosząca ok. 400000 V [32].

$R$  —  $\int_0^H r dh = \text{ok. } 10^{21} \Omega$  opór pionowej kolumny powietrza o przekroju jednostkowym, zawartej pomiędzy powierzchnią ziemi i atmosferyczną warstwą wyrównawczą [31], której wysokość  $H$  można przyjąć za I s r a ë l e m i K a s e m i r e m na ok. 65 km, tj. w górnej stratosferze.

W myśl zależności (3) zmiany gradientu potencjału wywołane są zmianami  $V$ ,  $R$ ,  $r$ . Przy tym rozkład pionowy gradientu dla danego miejsca i chwili wywołany jest zmianami przewodnictwa powietrza w funkcji wysokości.

Zgodnie z tym, co było powiedziane, obserwowany wzrost przewodnictwa powietrza z wysokością jest wywołany głównie przez promienie kosmiczne, a na dużych wysokościach przede wszystkim przez udział promieniowania słońca. Oprócz tego jonizującego wpływu działanie bezpośrednich czynników zewnętrznych (poza ziemskich) na pole elektryczne troposfery jest możliwe raczej tylko w bardzo niewielkim zakresie, ponieważ jonosfera, podobnie jak olbrzymia puszka Faradaya, ekranuje wszystkie zewnętrzne pola statyczne i quasi-statyczne. Pewnych wpływów na elektryczne zjawiska w troposferze pozwala oczekiwać działanie promieni korpuskularnych Słońca, docierających przez jonosferę do rozpatrywanego obszaru: przewodząca warstwa górnej stratosfery — Ziemia. Tego rodzaju efekty wywoływane są zmianami aktywności słonecznej, uwidaczniającymi się między innymi występowaniem większego nasilenia plam słonecznych. Towarzyszy im wtedy występowanie burz magnetycznych i zórz polarnych. Okazuje się, iż zmiany aktywności słońca, które w sposób decydujący wywołują zmiany w strukturze i właściwościach jonosfery, nie wpływają jednak wyraźnie na wartości pola elektrycznego w troposferze. Występowanie tego wpływu w tym obszarze należy do problemów dotychczas nie wyjaśnionych wystarczająco [29, 57].

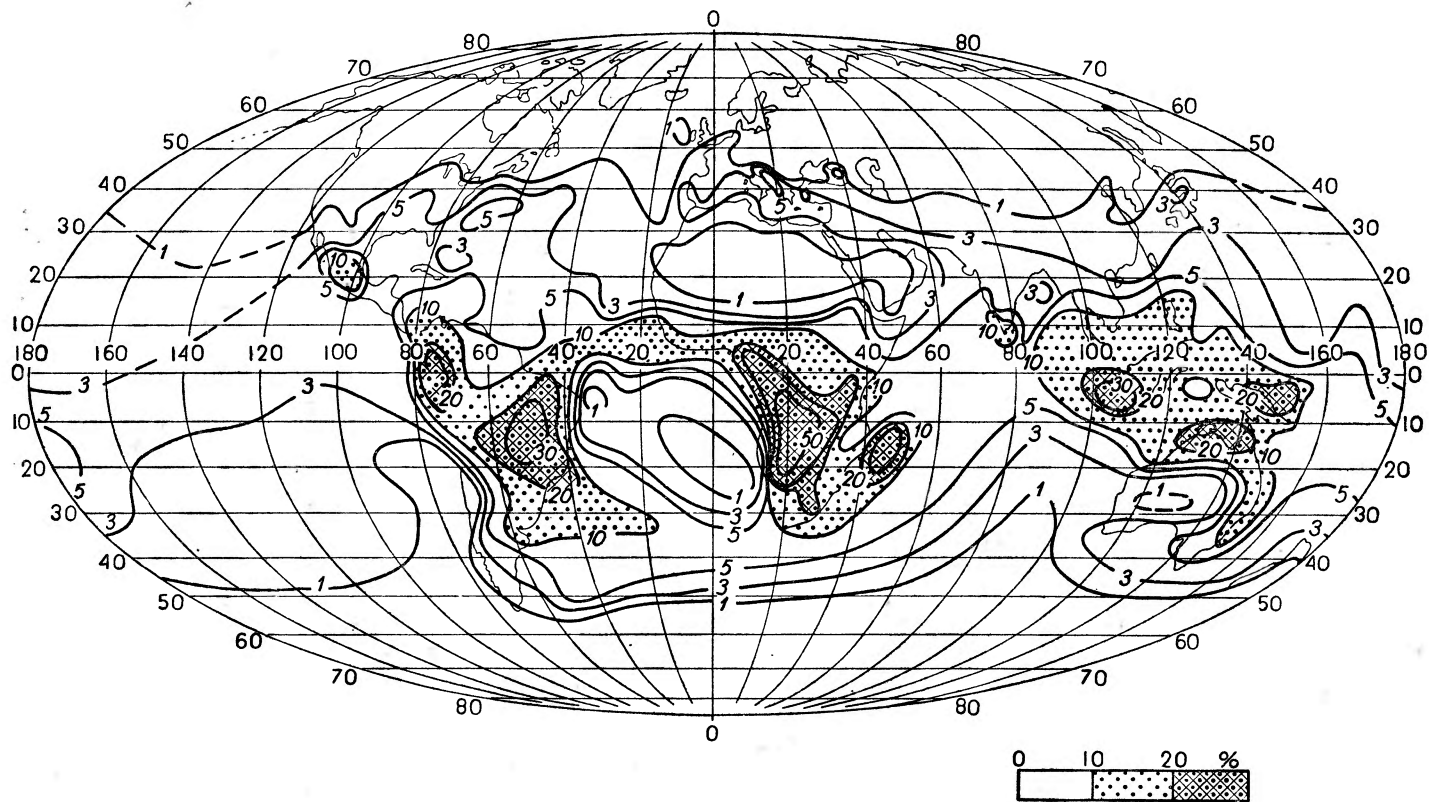
Natomiast bardzo wyraźnie i w znacznym stopniu na pole elektryczne troposfery wpływają warunki meteorologiczne [34]. Od nich zależą zarówno wartości oporu właściwego powietrza  $r$ , które są związane z wielkością stężenia substancji radioaktywnych, jąder kondensacji i pyłów w powietrzu, jak i wartości  $R$  związane z rozkładem pionowym tych zawiesin. Wartości gradientu potencjału  $K$  muszą zależeć na przykład od przebiegu dobowego pionowej turbulencyjnej wymiany mas powietrza (*atmosphärische Massenaustausch*) ze względu na związany z nią przebieg czasowych zmian przestrzennego rozkładu zawiesin w powietrzu, które wpływają decydująco na zmiany oporów  $r$  i  $R$  [35]. Warto tu zauważyć, że w rozkładzie pionowym oporu właściwego 50% wartości  $R$  przypada na warstwę przyziemną o wysokości około kilku km, gdzie czynniki lokalne działają najsilniej.

W związku ze zmianami  $r$ ,  $R$  przebiegi zmian gradientu potencjału rejestrowane w czasie pogody przez stacje lądowe [80] wykazują różny charakter zależnie od warunków meteorologicznych, jak również i od sztucznych zakłóceń pochodzących od takich czynników, jak na przykład zanieczyszczenia powietrza wywołane przez ośrodki przemysłowe itp. [49].

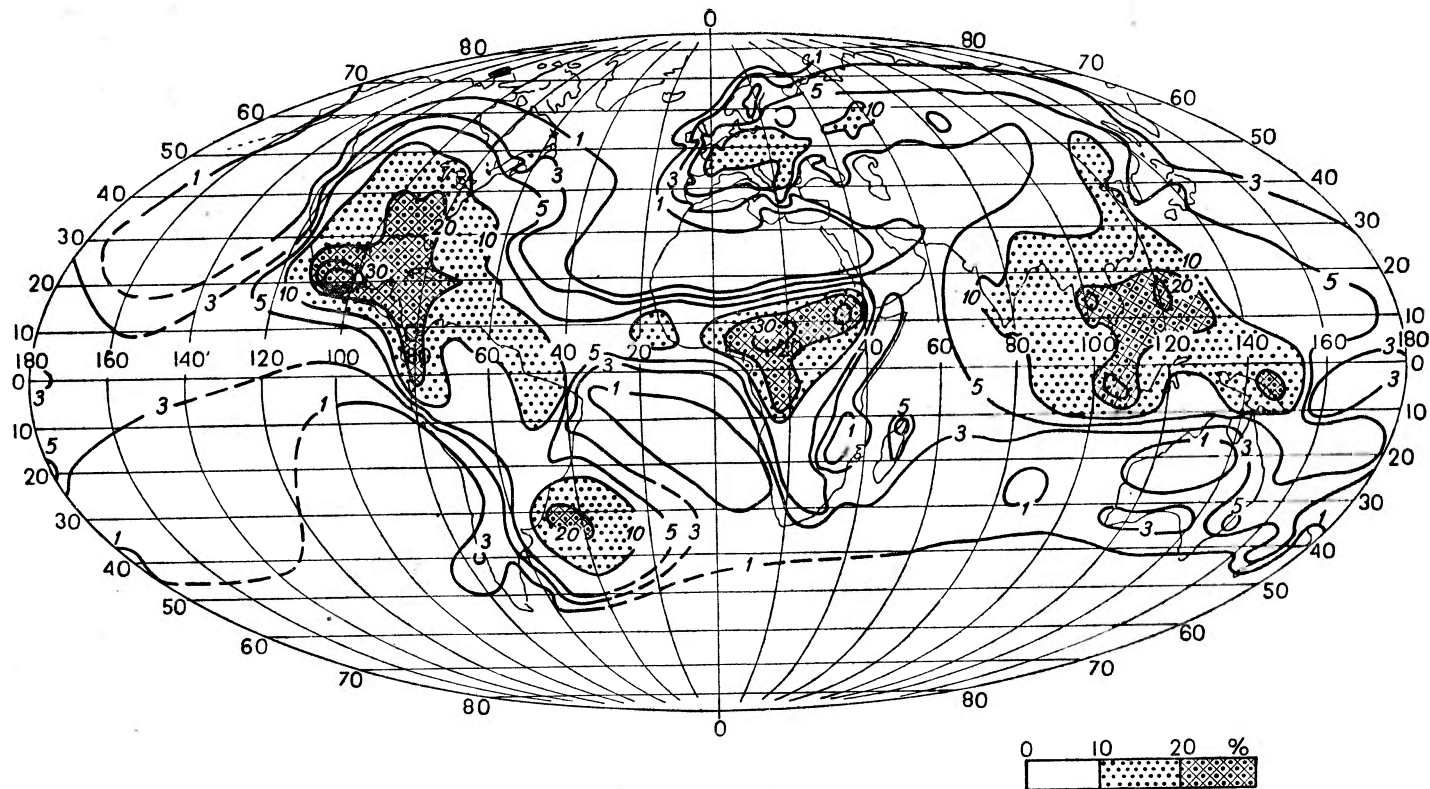
#### 4. Dobowy przebieg zmian gradientu potencjału nad oceanami i zmian światowej działalności burzowej

Można było spodziewać się, że nad oceanami i krajami polarnymi przebieg dobowy gradientu będzie wykazywał większą prawidłowość. Pomiarzy (Mouchly'ego) wykazały istotnie, że dobowe zmiany gradientu potencjału nad oceanami miały wszędzie na różnych długościach geograficznych podobny przebieg niezależny od czasu miejscowego, wykazując przy tym maksimum około godz. 19 GMT (czas uniwersalny). Okazało się również, że przebieg ten był w fazie z podobnymi zmianami zarejestrowanymi w punktach pomiarowych położonych w rejonach Arktyki i Antarktydy [84].

Nad oceanami i przypuszczalnie nad rejonami polarnymi zmiany dobowej turbulencyjnej wymiany są wielokrotnie mniejsze niż ponad lądami (co jest widoczne na przykład na podstawie małych amplitud dobowych zmian temperatury i wilgotności nad morzem). Wskutek tego można oczekiwać, że dobowe zmiany przewodnictwa są tam niewielkie, co rzeczywiście ma miejsce [7]. Wobec tego można dalej oczekiwać (w przebiegu dobowym) praktycznie stałych wartości  $R$  i co za tym idzie wnioskować, że zmiany gradientu potencjału  $K$  jak również gęstości prądu pionowego dyktowane są głównie przez dobowy bieg zmian różnicy potencjałów  $V$  między ziemią a warstwą wyrównawczą.



Rys. 2. Mapa procentowej ilości dni z burzami między październikiem i marcem wg. Brooksa, 1925



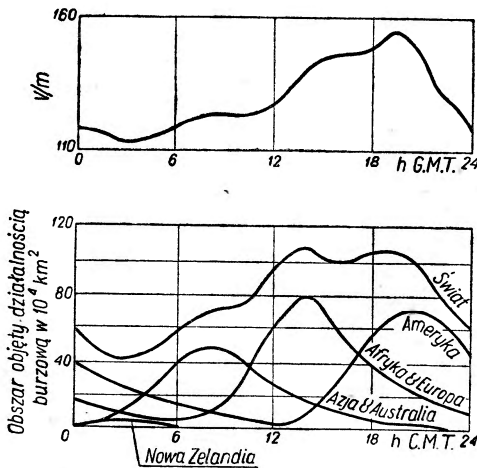
Rys. 3. Mapa procentowej ilości dni z burzami między kwietniem i wrześniem wg. Brooksa, 1925.

Dzięki wysokiemu przewodnictwu wspomnianej warstwy przewodzącej różnicę tę można w pierwszym przybliżeniu przyjąć za jednakową dla całej jej powierzchni i wobec tego zrozumiała się staje otrzymana nad oceanami wspomniana jednocześnie zmian przebiegów gradientu potencjału.

Na podstawie hipotezy Wilsona, dotyczącej roli chmur burzowych w utrzymywaniu się w czasie elektrycznego pola w atmosferze, można było również wysunąć przypuszczenie, iż przebieg dobowy zmian gradientu potencjału nad oceanami odpowiadać winien przebiegowi dobowemu nasilenia światowej działalności burzowej. Sugestia taka podana w 1925 r. przez Appletona została sprawdzona w 1929 r. przez Whipple'a

i Scrase'a [81], na podstawie badań dobowego przebiegu nasilenia światowej działalności burzowej.

Materiał do tych badań dały statystyki klimatologiczne Brooksa [6], dotyczące występowania dni burzowych na poszczególnych obszarach globu. Na rys. 2 i 3 podane są mapki krzywych izoceraunicznych, to jest linii łączących miejscowości o tej samej liczbie dni burzowych w roku. Przedstawiając rozmieszczenie na świecie liczb dni burzowych w roku w procentach, wykazują one, że nasilenie burz na globie nie jest równomierne, przy czym największe liczby burz przy-



Rys. 4. Przebieg dobowy zmian gradientu i potencjału nad oceanami oraz zmian światowej działalności burzowej

padają na terenach tropikalnych Afryki i Ameryki Południowej. Można było wobec tego przypuszczać, że globalne nasilenie działalności burzowej nie będzie w czasie doby stałe i że największa jego wartość przypada wtedy, kiedy najbardziej aktywne ogniska burzowe wykazują największą dobową aktywność.

Whipple na podstawie statystyk burz zestawił krzywe zmian powierzchni objętych działalnością burzową na poszczególnych kontynentach w zależności od czasu uniwersalnego (rys. 4). Krzywe te opierają się na ustaleniu, na ilu km<sup>2</sup> powierzchni ziemi, słyszane są odgłosy wyładowań piorunowych, w czasie 60 min. przed i 60 min. po oznaczonej chwili. Tego rodzaju wskaźnik akustyczny burz wskutek małego zasięgu głosu wymaga bardzo wielu stacji obserwacyjnych na rozległych obszarach kontynentów, nie mówiąc już o oceanach. Ponieważ nie dysponowano odpowiednio gęstą siecią stacji, można by pod znakiem zapytania postawić naukową wartość



cytowanych opracowań statystycznych [83]. Jednakże badania zakłóceń elektromagnetycznych związanych z wyładowaniami, znanych pod nazwą trzasków atmosferycznych, dały potwierdzające wskazania. Wykazały one, iż rozmieszczenie wyładowań jest w przybliżeniu zgodne z mapami B r o o k s a [7], jak również, że dobowy bieg zmian w występowaniu odpowiednio odbieranych trzasków, których liczba może być w pewnych przypadkach wskaźnikiem orientacyjnym ogólnej liczby wyładowań piorunowych, wydaje się w pierwszym przybliżeniu zgodny z krzywą W h i p p l e'a [83] dobowych zmian nasilenia globalnej działalności burzowej.

Porównanie otrzymanej krzywej dobowych zmian nasilenia światowej działalności burzowej i krzywej dobowego przebiegu gradientu rejestrowanego ponad oceanami wykazuje bardzo wyraźną zgodność. Dotyczy ona charakteru przebiegu, czasów występowania maksimum oraz stosunków maksimum do minimum odpowiednich krzywych. Zgodność ta przemawia silnie za słusznością omawianej teorii i wskutek tego była i jest ostatnio przedmiotem różnych krytycznych dyskusji i badań [83]. Okazało się, że obserwuje się ją nie tylko w stosunku do oceanów, ale również tam, gdzie można także pominąć praktycznie dobowe zmiany przewodnictwa związane z turbulencyjnym wymieszaniem powietrza, to jest na dużych wysokościach (wysokie góry [39], balony na uwięzi [33], okolice podbiegunowe [84]).

Można tu dodać, jak się dalej okazało, iż zmiany roczne aktywności burzowej i gęstości prądu pionowego, mierzone w kilkunastu stacjach rozmieszczonych w różnych punktach globu, wykazują również odpowiednio pewne podobieństwo przebiegów [28].

## 5. Ogólny bilans wymiany ładunków między ziemią i atmosferą

Słuszność poglądów omawianej teorii należy sprawdzić przez zbadanie bilansu wymiany ładunków między ziemią i atmosferą, którego globalne wyrównanie jest warunkiem koniecznym prawdziwości przedstawionego rozwiązania naszego zagadnienia.

Nie zatrzymując się dłużej na omawianiu poszczególnych składników partycypujących w wymianie ładunków między ziemią a atmosferą, do jakich zaliczyć należy: prąd pionowy, opady, wyładowania piorunowe i prądy z ostrza, przedstawimy dla ilustracji bilansu tej wymiany pewne dane orientacyjne na podstawie dotychczasowych statystyk.

Jak wiemy, do powierzchni ziemi w obszarach nie burzowych dopływa dodatni prąd pionowy. Bezpośrednie jego pomiary, należące do trudnych, prowadzone z tego względu do ostatnich czasów tylko przez niewiele stacji, wykazały, że średnie jego wartości wynoszą ponad oceanami około

$+3 \cdot 10^{-16}$  A/cm<sup>2</sup>, zaś ponad ładami są zmienne i na ogół mniejsze [84]. Gęstości prądu pionowego otrzymane na podstawie oszacowań rachunkowych przyjmujących za punkt wyjścia wzór (2) oraz otrzymane z bezpośrednich pomiarów często różnią się o kilkanaście procent [8], co wywołane jest obecnością ładunku przestrzennego i konwekcją powietrza. W bilansie ogólnym można tych różnic na razie nie uwzględniać, tym bardziej że występują one często z różnymi znakami.

Wskutek opadów, zarówno w odniesieniu do całości globu jak i obszarów burzowych, powierzchnia ziemi otrzymuje więcej ładunków dodatnich niż ujemnych. Według Whipple'a cały ładunek przeniesiony w ciągu roku do powierzchni ziemi przez opady można oszacować na +30 C. Wartość ta przeliczona na fikcyjny prąd, który płynąłby stale przez powierzchnię ziemi, daje wartość około  $+1 \cdot 10^{-16}$  A/cm<sup>2</sup> [29].

W obszarach burzowych, a właściwie w rejonach pod chmurami burzowymi i opadowymi, ładunek elektryczny przenosić mogą oprócz opadów doziemne, piorunowe wyładowania oraz elektryczne prądy pionowe, związane z wyładowaniami z ostrzy.

Oszacowanie w sposób zadowalający wielkości ładunków elektrycznych przenoszonych przez pioruny nie było dotąd możliwe wskutek niepewności założeń wyjściowych.

Wychodząc ze statystyk Brooks'a oceniających występowanie na całej kuli ziemskiej 1800 burz w ciągu godziny i przyjmując, iż na burzę i godzinę przypada 60 piorunów doziemnych, otrzymamy około 108 000 piorunów na godzinę, przyjmując dalej, że jedno wyładowanie przenosi przeciętnie ładunek 20 C (wartości przyjęte statystycznie) i szacując stosunek wyładowań dodatnich do ujemnych na (1 : 4), Israëł otrzymał jako udział wyładowań piorunowych w przenoszeniu ładunku elektrycznego do ziemi wartość:  $-0,67 \cdot 10^{-16}$  A/cm<sup>2</sup> [29]. Dane różnych autorów wykazują w tych wartościach duże rozbieżności.

Pomimo niepewności tych danych można jednak uznać za niewątpliwie, że całkowity prąd przenoszony przez pioruny nie wystarcza na zrównoważenie prądu pionowego pięknej pogody, a może co najwyżej równoważyć prąd opadów.

Trudno również oszacować drugi czynnik, to jest prąd pionowy związany z wyładowaniami z ostrzy. Nie przeprowadzono dotychczas bezpośrednich pomiarów tego prądu, płynącego podczas burzy. Jednak badania prądu wyładowań z pojedynczego ostrza dają pewien materiał, z którego wynika przewaga ładunku ujemnego, spływającego wtedy do ziemi, jak świadczą o tym pomiary przeprowadzane w Kew, Durham, Monachium, Pretorii, Nigerii, na Kaukazie [56]. Tego rodzaju pomiary prowadzone w ostatnich latach również na terenie Obserwatorium Geofizycznego PAN w Świdrze [55] wykazały, że w czasokresie obserwowanych burz stosunek

wartości ładunku ujemnego dopływającego przez ostrze do ziemi do wartości ładunku ujemnego odpływającego przezeń do atmosfery wynosi ok. 1,5. Otrzymana wielkość jest zgodna w przybliżeniu z wynikami otrzymywanymi w cytowanych powyżej miejscowościach.

Szacując liczbę i rodzaj naturalnych ostrzy, na przykład drzew, można na podstawie pomiarów prądu z pojedynczego ostrza orientacyjnie podać gęstość prądu pionowego związanego z wyładowaniami z ostrzy.

Badania tego rodzaju były zapoczątkowane przez Sch on l a n d a. Mierzył on podczas burz prądy płynące z całego drzewa, które było odpowiednio izolowane od ziemi (po wykopaniu z ziemi umieszczone na odpowiednim izolowanym wsporniku) i połączone z nią poprzez galwanometr. Pomiary wykazały, że średnie wartości prądu z takiego naturalnego „ostrza” były rzędu ułamków mikroampera. Ponieważ w otoczeniu stanowiska pomiarowego Sch on l a n d a (Somerset West w Afryce Południowej) znajdowały się podobne drzewa, o dość równomiernym rozkładzie, można było szacunkowo określić średnią gęstość prądu z ostrzy przepływającego pomiędzy chmurą a ziemią w obszarze burzy. Dla burz obserwowanych przez Sch on l a n d a wynosiła ona ok.  $0,16 \text{ A/km}^2$  [66]. Wartość ta przewyższa analogiczne wartości otrzymywane przez innych obserwatorów, wykazujące zresztą dość duże rozbieżności.

Rozbieżności te wynikają z wielu powodów. Jednym z nich jest trudność ustalenia takiego regularnego, zastępczego rozkładu ostrzy w terenie, aby prąd płynący przez nie mógł być traktowany jako całkowity prąd z ostrzy płynący ponad danym terenem [10].

Ponieważ wyładowania z ostrzy zachodzą wówczas, gdy zostanie przekroczona określona wartość krytyczna natężenia pola, a czas występowania odpowiednio dużych natężeń pola zależy przy tym od stosunków meteorologicznych, będzie więc występował w zależności od warunków klimatycznych, określających częstość i nasilenie burz różny, w różnych miejscach, udział wymiany ładunków między ziemią a atmosferą poprzez wyładowania z ostrzy [56]. Tak np. w krajach tropikalnych o znacznej działalności burzowej czas i intensywność wyładowań z przeciętnie wysokiego ostrza są znacznie większe niż w naszych szerokościach, a tym bardziej nad pustyniami i krajami polarnymi [50]. Specjalnym zagadnieniem jest przy tym problem wymiany ładunków poprzez ostrze nad oceanami, gdzie działalność burzowa jest niewielka [11].

Z zestawienia bilansu prądów wynika, że przeciętny prąd w obszarach burzowych przenoszony przez opady niewiele się różni wartością od prądu przenoszonego przez pioruny, jest on natomiast przeciwnego znaku. Należy więc zasadniczą rolę w wymianie ładunków w tych obszarach przypisać prądowi wyładowań z ostrzy. Ogólny orientacyjny bilans prądów płynących między ziemią i atmosferą podaje tabela II.

Tabela 2

Lp.	Składniki wymiany ładunków między ziemią i atmosferą	Orientacyjna wartość natężenia prądu biorącego udział w tej wymianie odniesiona do całej powierzchni ziemi w A/cm <sup>2</sup>
1.	Prąd pionowy w czasie pogody	+ 3 · 10 <sup>-16</sup>
2.	Opady	+ 1 · 10 <sup>-16</sup>
3.	Wyładowania doziemne pioruna	-0,67 · 10 <sup>-16</sup>
4.	Wyładowania z ostrzy	-3,33 · 10 <sup>-16</sup>

Z tablicy tej widzimy, że na to, aby zrównoważyć globalny bilans, prąd pionowy występujący w obszarach burz musiałby wynosić w przeliczeniu na całą powierzchnię ziemi około  $-3,4 \cdot 10^{-16}$  A/cm<sup>2</sup> [33]. Wartość ta jest ustalona na drodze pośredniej, bezpośrednie jej wyznaczenie, które winno być oparte na statystycznych pomiarach w różnych punktach globu i różnych warunkach, jest sprawą nadal otwartą.

Jak widzimy, problem wyrównania globalnego bilansu wymiany ładunków między ziemią a atmosferą wymaga jeszcze dalszego badania i zbierania statystycznych materiałów obserwacyjnych w różnych miejscach w skali całego globu. Należy mieć nadzieję, iż badania Międzynarodowego Roku Geofizycznego przyniosą tu znaczny postęp.

Statystyki, którymi obecnie dysponujemy, były robione po raz pierwszy przez W o r m e l l a (1930) w Cambridge [85], później (1949) przez S c r a s e' a w Kew i innych [8]. Pomiary prowadzone przez nich dały następujący roczny bilans wymiany ładunków na powierzchni 1 km<sup>2</sup>.

	Cambridge	Kew
1) prąd wyładowań z ostrzy	— 100	— 125 C/km <sup>2</sup> rok.
2) „ piorunowy	— 20	— 45 „
3) piorunowy prąd pogody	+ 60	+ 35 „
4) wszystkie opady	+ 20	+ 22 „
	— 40	— 113 „

Pomimo małej dokładności tego oszacowania rezultaty te wykazują, że w podanych miejscowościach występuje nawet nadwyżka ujemnego ładunku doprowadzonego do powierzchni ziemi w czasie 1 roku. W h i p p l e wykazał, że tego rodzaju ujemny bilans jest większy w rejonach intensywniejszej działalności burzowej. Nad oceanami, nad którymi burze występują rzadko i które — zdawałoby się — nie posiadają naturalnych ostrzy,

można by było oczekiwać dodatniego bilansu, tym bardziej że występuje tam dodatni pionowy prąd przewodzenia o wyższych wartościach niż nad lądami.

Prace Chalmersa z 1951 r. [11] uzasadniają pogląd, że również nad oceanami w przypadku burzowych nateżeń pól elektrycznych z grzbietów fal mogą występować wyładowania z ostrza, przy czym prąd pionowy przez nie wywołany jest tego samego rzędu co nad lądem i jest mało zależny od rodzaju i układu ostrzy.

Na podstawie dotychczasowych danych należy się spodziewać, iż omawiane cztery procesy wymiany ładunków przy łącznym ich działaniu równoważą się w odniesieniu do całej kuli ziemskiej.

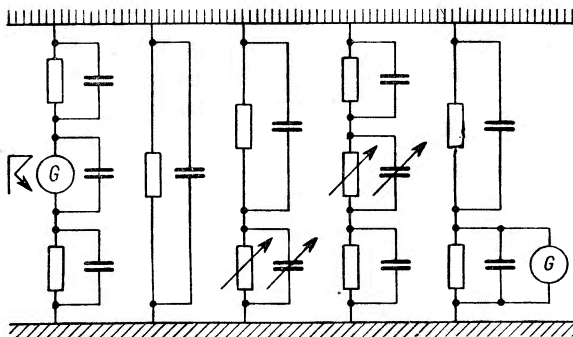
#### **6. Pomiary Gischa i Waita oraz współczesne uzupełnienia poglądów dotyczących utrzymywania się i zmian pola elektrycznego w atmosferze**

Oszacowana na podstawie bilansu gęstość prądu płynącego w danej chwili z wszystkich chmur burzowych w stronę jonosfery daje wartość około 1650 A [33]. Przyjmując przytoczoną już liczbę około 1800 burz aktywnych, w każdej chwili można oczekiwać, że na jedną burzę wypadnie prąd około 0,9 A. Bezpośrednie pomiary prowadzone przez Gischa i Waita [78] przy pomocy samolotów w 1949 r. potwierdziły to oczekiwanie. Pomiary przewodnictwa powietrza i nateżenia pola elektrycznego przeprowadzone ponad chmurami burzowymi pozwoliły wyznaczyć gęstość prądu pionowego, które całkowane na całe pole ponad burzą pozwoliły wyznaczyć całkowity prąd pionowy ponad nią. Wyniki wykazały, że prąd ten skierowany jest w stronę jonosfery i wynosi od 0,1 do 1,4 A, przy czym w jednym przypadku, kiedy samolot przebywał częściowo w chmurze, otrzymano wartość 6,4 A. Przeciętna wartość z 27 mierzonych burz\* wynosiła 0,8 A na burzę.

Pomiary te wypełniły lukę w danych doświadczalnych dotyczących cyrkulacji ładunku elektrycznego w atmosferze, przy czym otrzymane wartości okazały się zgodne z wartościami przewidywanymi na podstawie omawianej teorii. Otrzymano przez to poważny argument przemawiający za słusnością przedstawionych poglądów dotyczących głównego problemu elektryczności atmosferycznej. W ostatnich latach powszechnie uznaje się słusność zasadniczych zarysów omówionego rozwiązania tego problemu [9, 35, 72, 84]. Wraz z postępem badań narasta jednak potrzeba i konieczność dalszego wyjaśnienia szeregu jego fragmentów i rozwinięcia pewnych uzupełnień.

\* Nie uwzględniając przypadku, w którym pomiary były wykonane w chmurze.

Jednym z istotnych takich uzupełnień jest sprawa oddziaływania meteorologicznych przebiegów na zmiany wielkości elektrycznych w atmosferze. Działanie to zachodzi albo przez rozdział ładunków (działanie generujące), albo przez zmianę przewodnictwa elektrycznego (działanie modyfikujące) [36], przy czym często działanie generujące i modyfikujące może zachodzić w danym miejscu równocześnie. Ostatnie badania wskazują na to, iż działanie generujące może zachodzić nie tylko przy występowaniu burz i opadów, ale również w pewnym stopniu i w czasie tzw. pięknej pogody. Aby zilustrować zależności kształtujące przebieg pola elektrycznego w atmosferze, rozszerzono przedstawiony uprzednio najprostszy schemat, przedstawiając go poglądowo w formie pokazanej na rys. 5 [36]. Uwzględniono w nim dynamiczny charakter elektryczno-atmosferycznych zmian wprowadzając zamiast elementów oporności odpowiednie człony RC. Oporzy i równoległe pojemności tych członów ilustrują różne własności elektryczne obszarów atmosfery pomiędzy jonosferą a powierzchnią ziemi.



Rys. 5. Uproszczony schemat zastępczy powiązań elektryczno-meteorologicznych w atmosferze

Obie lewe kolumny z rys. 5 przedstawiają w znany sposób związek pomiędzy światową działalnością burzową i elektrycznymi przebiegami w obszarach bezburzowych w warunkach niezakłóconych. Pod względem elektrycznym niezmienna czasowo atmosfera bezburzowa, jaką reprezentuje kolumna 2 od strony lewej, jest pewnym przybliżeniem, które można przyjąć tylko dla wybranych obszarów (oceany, wysokie góry) oraz w wybranych okresach czasu (dni elektrycznie niezakłócone) dla wartości średnich i dłuższych okresów czasu. W pojedynczych bowiem przypadkach przebieg pierwotny wywołany światową działalnością burzową może być całkowicie maskowany (modyfikowany) przez czynniki meteorologiczne najrozmaitszego rodzaju i wielkości, działające lokalnie, jak na przykład: zawiesiny i turbulencyjna wymiana powietrza, opady itd.

W trzech dalszych kolumnach rys. 5 wpływy te są rozróżnione według ich rodzaju i działania na takie, które przez zmiany aerosolu w pobliżu zie-

mi (3 kolumna) lub w wyższych warstwach (4 kolumna, licząc z lewej strony) zmieniają zastępcze elementy  $RC$ , a więc działają jako elementy obwodu — oraz na takie, które przez zmiany rozkładu ładunków przestrzennych w atmosferze działają jako generator (5 kolumna licząc od lewej strony).

Do przyjęcia takiego lokalnego działania generującego doprowadziły przeprowadzone w najnowszych czasach jednoczesne rejestracje gęstości prądu pionowego, natężenia pola elektrycznego i przewodnictwa powietrza. Ich wyniki wykazywały w pewnych warunkach na przykład w czasie wschodu słońca wzrost natężenia pola i gęstości prądu pionowego przy jednoczesnym zmniejszeniu się przewodnictwa powietrza. W systemie prądów wywoływanych jedynie działalnością burzową zmniejszenie przewodnictwa winno wywołać mniejsze lub większe zmniejszenie się gęstości prądu pionowego, nigdy zaś jej zwiększenie. W celu wytłumaczenia tego rodzaju zjawisk przyjęto występowanie dodatkowego działania generującego, które przypisano turbulencyjnej wymianie powietrza. Wymiana ta prowadzić może do przenoszenia lokalnie wytworzonego, na przykład przy pomocy efektu elektrodowego, dodatniego ładunku przestrzennego w warstwie przyziemnej powietrza [44] wbrew siłom atmosferycznego pola elektrycznego.

Warto zwrócić uwagę, że jeszcze wcześniej niż hipoteza Wilsona były wysuwane przypuszczenia przypisujące temu działaniu generującemu decydujące znaczenie w wyjaśnieniu omawianego głównego problemu elektryczności atmosferycznej. Nie wytrzymały one jednak pod tym względem krytyki i wobec różnych sprzeczności musiały być zarzucone. Lokalne znaczenie tego działania pozostało niezauważone i dopiero w ostatnich kilkunastu latach bierze się je ponownie pod uwagę.

Obserwacje prowadzone przy powierzchni ziemi i w wolnej atmosferze oraz obliczenia wykazują, że działanie to jest raczej stosunkowo niewielkie [30]\*.

Zgodnie z przedstawionym na rys. 5 schematem zmiany pola elektrycznego atmosfery zależą z jednej strony od przebiegów o zasięgu światowym, z drugiej — od lokalnych wpływów meteorologicznych o stosunkowo niewielkim zasięgu. Dla interpretacji obserwowanych zmian pola elektrycznego wyłania się konieczność jednoczesnego badania i wyróżnienia wpływów światowej działalności burzowej od wpływów lokalnych związanych z przebiegiem warunków atmosferycznych w pobliżu stacji obserwacyjnej. To wyodrębnienie może być uzyskane na dotychczas stosowanej drodze klimatologicznej, to znaczy przez rozpatrzenie średnich stosunków, jak

\* Określenie biegu dobowego tego działania generującego można uzyskać:

- a) przez rejestrację pionowego prądu konwekcyjnego;
- b) przez pomiary gradientu potencjału względnie gęstości prądu pionowego na różnych wysokościach w warstwie wymiany turbulencyjnej;
- c) przez rejestrację pionowego gradientu temperatury i wiatru.

i na drodze „synoptycznej”, to znaczy przez rozpatrywanie i porównywanie równocześnie występujących w wielu miejscach pojedynczych przypadków [36]. Tak na przykład pomiar natężenia pola względnie prądu pionowego jednocześnie nad oceanem i na odpowiednio odległej stacji lądowej pozwolić może na tej ostatniej w przybliżeniu wyodrębnić chwilowy bieg dzienny nasilenia światowej działalności burzowej. Ten ostatni przebieg próbuje się obecnie wyodrębnić dla każdej chwili również przez odpowiednio prowadzoną rejestrację trzasków atmosferycznych w zakresie długości fal 20—100 cykli [35, 41]. Metoda synoptyczna, po raz pierwszy wprowadzona dopiero w ostatnich latach niezależnie przez Holzera w Kalifornii i H. Israëla w Alpach [30], wymaga zarówno równoczesnych badań na całej sieci stacji, jak i rozszerzenia ich zakresu przez jednoczesne pomiary różnych elementów. W tym ostatnim względzie specjalnie interesujące są pomiary gradientu potencjału, gęstości prądu pionowego i przewodnictwa powietrza\*.

Decydujące znaczenie ma tu również wprowadzenie pomiarów elektrycznych w wolnej atmosferze. Jest ono obecnie możliwe wskutek ulepszenia w ostatnich czasach techniki instrumentalnej, dzięki któremu zanotować można ostatnio rozwój pomiarów lotniczych [7], a przede wszystkim radiosondowych, dla wyznaczenia natężenia pola elektrycznego [7, 75] i przewodnictwa powietrza w wolnej atmosferze [76] oraz ostatnio pomiarów rakietowych.

Dzięki wprowadzeniu tych nowych metod badań, możliwych do zrealizowania wobec postępu techniki pomiarowej i obecnych możliwości zorganizowania szerokiej sieci stacji obserwacyjnych, można oczekiwać dalszego rozwoju i pogłębienia poglądów dotyczących utrzymywania się i zmian pola elektrycznego w atmosferze. Być może rozwój ten zaspokoi potrzebę przeprowadzenia pełniejszej analizy przebiegu mierzonego natężenia pola, który zależy od rozplywu elektryczno-atmosferycznych prądów w zakresie światowym. Analiza tego przepływu do tej pory nie była możliwa do wykonania.

## **7. Główne kierunki badań z zakresu elektryczności atmosferycznej podczas MRG i znaczenie praktyczne podejmowanych pomiarów**

Na tle omawianej teorii głównego problemu elektryczności atmosferycznej i jej rozwoju zarysowują się wyraźnie te grupy problemów i kierunków badań odnoszących się do elektryczności atmosferycznej, na które zwrócona jest specjalna uwaga w badaniach planowanych na okres 1957/58.

---

\* Zwraca się tu uwagę na konieczność równoczesnych w tym samym miejscu badań różnych elementów elektryczno-atmosferycznych, jak ładunek przestrzenny, stężenie jąder kondensacji w danym miejscu pomiarowym w celu kontroli i wyeliminowania lokalnych zakłóceń sztucznych [49].



Do tych badań należy zaliczyć grupę problemów dotyczącą badań dobowego i okresowego biegu zmian elementów elektryczno-atmosferycznych w zależności od sytuacji atmosferycznej\*. Szczególny nacisk został położony na badaniu pola elektrycznego i przewodnictwa powietrza. Znalazło to wyraz w sformułowaniach CSAGI [1], które zalecają:

1) przedsięwzięcie w stacjach kontynentalnych i morskich systematycznych pomiarów synoptycznych pola elektrycznego i przewodnictwa powietrza oraz, o ile to leży w możliwościach, również prądu pionowego;

2) przedsięwzięcie w miarę możliwości w jak największej liczbie stacji i to co najmniej w czasie dni światowych pomiarów gradientu potencjału elektrycznego i przewodnictwa powietrza przy pomocy radiosond albo samolotów oraz porównywanie wyników pomiarów sondażowych;

3) wykonywanie w dni pięknej pogody pomiarów gradientu potencjału i przewodnictwa powietrza w okolicach nie zakłóconych przyczynami przypadkowymi i lokalnymi oraz przeprowadzanie porównań wykonywanych pomiarów między sobą i zestawień ich z danymi sondażu pola elektrycznego.

Przy stosowaniu synoptycznych pomiarów prowadzonych przez odpowiednią sieć stacji można się spodziewać meteorologicznego pogłębienia interpretacji przebiegów elektryczno-atmosferycznych począwszy od sytuacji ściśle lokalnych występujących przy mgłę, opadzie [36, 59] itp. do takich, które mają miejsce przy różnych masach powietrza, przy przejściu frontów [39, 21] itp. Z interesujących związków między zjawiskami elektrycznymi, termicznymi i dynamicznymi atmosfery, które mogą być przedmiotem tych badań, ciekawa jest na przykład zależność gradientu potencjału i przewodnictwa powietrza od masy powietrza w obszarze frontowym.

Przy badaniach tych należy się jednak liczyć z tym, że nie wystarczy tu metoda klimatologicznych opracowań tak zwanych dni elektrycznie nie zakłóconych, jak również studiowanie samych tylko takich wpływów, jak opady, fronty, inwersje itd., których występowanie jest oczywiste. Główny wysiłek musi być raczej kładziony na studiowanie czynników trudnych do uchwycenia, a często zasadniczo wpływających na przebieg zmian elektryczno-atmosferycznych elementów, jakimi są przede wszystkim procesy turbulencyjne pionowej wymiany powietrza.

Druga grupa problemów z zakresu elektryczności atmosferycznej, która jest związana z poprzednią i na którą ma być zwrócona uwaga w Roku Geofizycznym, dotyczy działalności burzowej i jej okresowych zmian. Na

---

\* Badania te wymagają odpowiedniego wyboru sieci stacji pomiarowych. Podczas MRG uruchomione będą przy tym pomiary w pewnej liczbie punktów specjalnych, takich jak wyspy oceaniczne, okręty, stacje wysokogórskie, rejony polarne. Równocześnie z takimi stacjami będą pracować zwykle stacje lądowe.

badania te kładzie się duży nacisk ze względu na ich doniosłość naukową i praktyczną. CSAGI zaleca tu prowadzenie badań przy pomocy wszelkich możliwych środków włączając takie, które opierają się na pomiarach radarowych, rekonesansach lotniczych, sondowaniach, radiolokacji burz itp. [1]. Nie wchodząc bliżej w rozległy kompleks występujących tu zagadnień zwrócimy pobieżnie uwagę na parę z tych, które bezpośrednio dotyczą głównego problemu elektryczności atmosferycznej i mają pierwszeństwo w programie MRG ze względu na potrzebę współpracy międzynarodowej.

Jednym z takich zagadnień jest kontrola bilansu elektrycznych prądów w atmosferze. Chodzi tu zarówno o globalny bilans, którego ustalenie wiąże się z pomiarami prądu pionowego również w obszarach bezburzowych, jak i o udział w nim pojedynczych burz. W tym celu będą prowadzone pomiary prądu pionowego, prądu opadów i wyładowań z ostrzy, prądu piorunów oraz prądów występujących powyżej i poniżej chmur burzowych.

Podjęmowane w Roku Geofizycznym 1957/8 badania w skali światowej dają okazję pogłębienia znajomości rozkładu burz na całym globie, ich intensywności i czasu trwania. Jest to niewątpliwie ważne zadanie, w którym bardzo istotną rolę odegrają badania i rejestracja w stacjach radiometeorologicznych trzasków atmosferycznych wywołanych wyładowaniami piorunowymi [7, 29]. Na badania te w czasie MRG jest położony duży nacisk. CSAGI zaleca, by były one prowadzone w możliwie wielu krajach, aby sieć stacji radiogoniometrycznych mogła objąć badanie burz w skali całego globu.

Tak więc obie wymienione grupy zaleceń i problemów dotyczą zagadnień, które bezpośrednio wyrastają z głównego problemu elektryczności atmosferycznej. Na podstawie wszystkich dotychczasowych obserwacji i doświadczeń nie ma powodu do powątpiewania w słuszność podstawowej koncepcji tego problemu, to jest przyczynowego bezpośredniego związku między globalną działalnością burzową i elektrycznością atmosferyczną. Jednak koncepcja ta, oparta dotychczas tylko na statystycznych (klimatologicznych) rezultatach, powinna być jeszcze potwierdzona przez wykazanie bezpośredniego związku między przebiegiem gradientu potencjału i gęstości prądu pionowego a przebiegiem zmian światowej działalności burzowej w postaci pojedynczych korelacji otrzymywanych z dnia na dzień.

Praktyczna realizacja podejmowanej podczas MRG na tak wielką skalę metody synoptycznej wymaga: 1) rozwoju właściwych metod dla dokonania rozdziału ogólnoświatowych i lokalnych składników w przebiegach atmosferyczno-elektrycznych, 2) bezpośredniego pomiaru zmian nasilenia aktywności burzowej w indywidualnych wielkich ogniskach burzowych świata. Pierwsze zadanie znajduje odzwierciedlenie w zaleceniach dokładnego przestudiowania wpływów meteorologicznych na przebiegi elektryczno-

-atmosferyczne, drugie w zalecanym zwiększeniu liczby stacji radiogoniometrycznych i odpowiednim prowadzeniu rejestracji trzasków.

Wyniki badań MRG okażą, w jakim stopniu będą rozwiązane stawiane zadania oraz w związku z tym czy i na ile postąpi naprzód spodziewany dalszy rozwój głównego problemu elektryczności atmosferycznej.

Udział poszczególnych krajów w pracach MRG jest różny. Nie wszystkie kraje podejmują badania z zakresu elektryczności atmosferycznej. Również nie można oczekiwać, by te, które biorą w nich udział, podejmowały program badań w pełnym zakresie. Zbyt duże są tu wymagania dotyczące przygotowań poszczególnych ośrodków, ich tradycji badawczych i możliwości technicznych. Omawiane wskazania CSAGI służyły do skoncentrowania wysiłku i skierowania uwagi na te problemy, których rozwiązanie byłoby niemożliwe bez szerokiej międzynarodowej współpracy. W myśl jednak ogólnych wskazań oczywiste jest, iż stacje międzynarodowej sieci będą prowadziły obserwacje wielkości elektryczno-atmosferycznych w możliwie pełnym zakresie stosownie do swoich możliwości. Pozwoli to otrzymywać materiał potrzebny nie tylko do rozwiązania głównego zagadnienia elektryczności atmosferycznej czy jego bardziej aktualnych fragmentów, ale może się jednocześnie przyczynić do opracowania szeregu dalszych związanych z tym zagadnieniem ważnych problemów, wychodzących nieraz poza zakres dziedziny elektryczności atmosferycznej (brany w ogólnie przyjętym znaczeniu zwięzonym do badania zjawisk elektryczno-atmosferycznych w tropo- i stratosferze).

Nie określając bliżej tych problemów można jednak wymienić niektóre z nich o dużej doniosłości poznawczej i praktycznej. Do takich zaliczyć należy problemy dotyczące mechanizmu wytwarzania się ładunków elektrycznych w chmurach [7] i działania generującego chmur. Zjawiska elektryczne zachodzące w chmurach, mimo długotrwałych badań, nie są dotychczas dostatecznie wyjaśnione [9], chociaż grają znaczną rolę w tak bardzo ważnych i dziś aktualnych zagadnieniach, jak formowanie się opadów w chmurach [7, 62, 64, 75], zwłaszcza w chmurach burzowych. Dość duże znaczenie ma tu również do dziś nie wyjaśnione zagadnienie formowania się wyładowań piorunowych. Badanie tych ostatnich zasługuje na specjalną uwagę. Statystyczne określenie rodzaju i charakteru wyładowań przy pomocy rejestracji szybkich zmian pola elektrycznego przynieść może bowiem dane dotyczące przenoszonego przez nie ładunku, jak i innych wielkości charakteryzujących wyładowania piorunowe. Dane te, niezależnie od wspomnianej przy omawianiu bilansu aktualności związanej z problematyką Roku Geofizycznego, mają również doniosłe znaczenie praktyczne [3]. To samo dotyczy znajomości rozkładu występowania burz i częstości wyładowań piorunowych, ponieważ dotychczasowe statystyki, mimo ich praktycznego znaczenia [3], nie są opracowane w sposób wystarczający.

Do ważnych zagadnień zaliczyć tu można sprawy dotyczące pionowego rozkładu wielkości elektrycznych w atmosferze [19, 46, 52] związane z problemami turbulencyjnej wymiany powietrza i rozchodzeniem się krótkich fal w troposferze [26]. Całą dziedzinę ważnych problemów przedstawia zagadnienie przewodnictwa elektrycznego stratosfery (kwestie dotyczące warstwy wyrównawczej) oraz związane z nim zagadnienia najniższych warstw jonosfery (D, sporadyczna E). Interesujący jest tu przy tym problem wpływu zmian aktywności słonecznej na zmiany niektórych wielkości elektrycznych notowanych w troposferze.

Z uwagi na ograniczone ramy tego artykułu nie zatrzymując się bliżej nad poruszonymi problemami ani nad sprawą wykorzystania zaleconych podczas MRG pomiarów z zakresu elektryczności atmosferycznej, zwrócimy tylko możliwie najogólniej uwagę na te dziedziny, w których badane zjawiska elektryczne grają szczególnie doniosłą rolę praktyczną.

Wyniki badań nad burzami i wyładowaniami piorunowymi mają duże znaczenie i mogą być niewątpliwie wykorzystane w technice ochrony odgromowej. Pozwalają one na zmniejszenie strat wywołanych wyładowaniami w liniach energetycznych, które w skali gospodarki narodowej szacuje się bardzo wysoko, a nadto wielokrotnie większych zniszczeń spowodowanych pożarami. Pewne znaczenie mają te badania również dla komunikacji lotniczej w związku na przykład z zakłóceniami łączności, wywołanymi elektryzacją samolotów w chmurach burzowych oraz z ochroną samolotów od wyładowań [7]. Duże znaczenie praktyczne mają również problemy elektryczne dotyczące widoczności [16, 71].

Bardzo duże znaczenie mają badania z zakresu elektryczności atmosferycznej dla współczesnej łączności radiowej ze względu na wpływy elektryczno-atmosferyczne wywierane na propagację fal radiowych, zakłócenia wywołane wyładowaniami atmosferycznymi itp.

W dziedzinie meteorologii wyniki badań z zakresu elektryczności atmosferycznej stanowią istotną pomoc w rozwiązywaniu wielu zagadnień (zjawiska w chmurach burzowych, synoptyka [51], lokalizacja burz [7], jet stream'u [23, 69], badanie turbulencyjnej wymiany w atmosferze itp. Znaczenie to jest zrozumiałe, gdyż można powiedzieć, że przebiegi meteorologiczne są ściśle związane ze zjawiskami elektrycznymi i odwrotnie, prawie każde zjawisko elektryczne w troposferze można tłumaczyć wpływami meteorologicznymi [37].

Ostatnio nabrała wielkiego znaczenia grupa zagadnień związana z badaniami stanu jonizacji powietrza, jego przewodnictwa i zawiesin [13]. Wiąże się one z badaniami zawartości substancji radioaktywnych w atmosferze i coraz bardziej aktualnym problemem sztucznych zanieczyszczeń radioaktywnych oraz ich migracji w atmosferze [5, 18, 24]. Należy przewidywać,

iż badania w dziedzinie elektryczności atmosferycznej będą miały coraz większe znaczenie również w bioklimatologii; chodzi tu na przykład o wpływ na warunki biologiczne stanu jonizacji powietrza oraz zawartości substancji radioaktywnych w powietrzu i opadach [45]. Wiąże się to ściśle z badaniami w dziedzinie rolnictwa, leśnictwa, medycyny.

## 8. Zakończenie

Odnosi się wrażenie, że stoimy u progu nowego okresu w dziedzinie badań nad elektrycznością atmosferyczną. Z jednej strony bowiem mamy już ugruntowane do pewnego stopnia zręby teorii porządkującej i wiążącej ze sobą oderwane dotychczas i niezrozumiałe obserwacje a z drugiej — po raz pierwszy mają być przedsięwzięte jednoczesne pomiary różnych parametrów w wielu odpowiednio rozmieszczonych punktach globu. Poza tym badanie zagadnień ma być podejmowane na bardzo szerokim froncie w różnych dziedzinach, co pozwoli wyrobić sobie bardziej kompletne niż dotychczas pojęcie o interesującym nas zakresie zjawisk.

Międzynarodowa sieć pomiarów i współpraca zorganizowana w Roku Geofizycznym obejmuje również Polskę. Zobowiązuje to do postawienia u nas prac nad elektrycznością atmosferyczną na odpowiedniej płaszczyźnie.

## Literatura

1. *Anné Géophysique*, International Bulletin d'Information N. 2, N. 9, Comité Spécial d'Anné Géophysique Internationale (CSAGI), Secrétariat Général du CSAGI, Belgique.
2. H. Benndorf, *Atmosphärische Elektrizität, Handbuch der Experimentalphysik, Geophysik*, Leipzig, 1929.
3. K. Berger, CIGRE (The International Conference of Large Electric Systems), 33, 8 (1952).
4. M. Berger, *Zeitschr. f. Meteor.* 10, 244 (1956).
5. I. H. Blifford, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 9, 1 (1956).
6. C. E. P. Brooks, *Met. Off. Geophys. Mem.* 3, Nr. 24 (1925).
7. H. Byers, *Thunderstorm Electricity*, Chicago, 1953.
8. J. A. Chalmers, *Atmospheric Electricity*, Oxford, 1949.
9. J. A. Chalmers, *Rep. Prog. Phys.* 17, 101 (1954).
10. J. A. Chalmers, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 346 (1953).
11. J. A. Chalmers, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 2, 301 (1951).
12. J. A. Chalmers, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 345 (1953).
13. J. Clay, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 132 (1953).
14. S. Chapman, Sydney, *Nature* 175, 54 (1955). +
15. S. Chapman, Sydney, *Nature* 175, 401 (1955). +
16. Ch. Junge, *Journ. Meteorol.* 13, 1 (1955).

17. I. F. Clark, I. H. Kraakevik, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 6, 344 (1955).
18. E. S. Cotton, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 5, 90 (1955).
19. K. Dreisbach, *Arch. f. Meteor. Geoph. Biokl. A*, 9, 37 (1956).
20. J. I. Frenkel, *Tieoria jawlenij atmosfierowno elektrizestwa*, Leningrad, 1949.
21. M. Giorg, F. Molina, *Scient. Proc. Inter. Assoc. Meteorol.*, Rome, Sept. 1954.
22. H. J. Golde, *Nature* 169, 761 (1952). †
23. P. Greystone, *Meteorol. Mag.*, 83, 347 (1954).
24. D. L. Harris, *J. Geophys. Res.* 60, 45 (1955).
25. G. Hess, *Journ. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 172 (1953).
26. O. Heer, *Fernmeldetechn. Zeitschr.* 8, 129 (1955)
27. H. Holzer, *Journ. Geophys.* 57, 207 (1952).
28. A. R. Hogg, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A*, 3, 40 (1950).
29. H. Israël, *Das Gewitter*, Leipzig, 1950.
30. H. Israël, *Luftelektrizität und Radioaktivität*, Heidelberg, 1957.
31. H. Israël, H. W. Kasemir, *Ann. de Geoph.* 5, 313 (1949).
32. H. Israël, *Ann. de Geoph.* 8, 253 (1952).
33. H. Israël, *Geof. Pura Appl.* 24, 95 (1953).
34. H. Israël, *Ber. Deutsch. Wetterd. US Zone* 35, 217 (1952).
35. H. Israël, *Luftelektrizität im A.G.J.*, Auchen, 1957.
36. H. Israël, *Meteorol. Rundschau* 9, 1 (1956).
37. H. Israël, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A*, 3, 1 (1950).
38. H. Israël, *Ber. Deutsch. Wetterd. US Zone* 4, 31 (1951).
39. H. Israël, H. W. Kasemir, K. Wienert, *Arch. f. Meteor. Geoph. Biokl. A*, 3, 357 (1951).
40. H. Israël, *Mitteil. Deutsch. Wetterd.*, April 1954.
41. H. Israël, E. Theunissen, *Die Naturwiss.* 44, 8 (1957). †
42. H. Israël, G. Lahmeyer, *Terr. Mag. Atm. Electr.*, 53, 373 (1948).
43. H. W. Kasemir, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A*, 5, 56 (1952).
44. H. W. Kasemir, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A*, 9, 357 (1956).
45. L. R. Keller, *J. Franklin Inst.* 214, 543 (1952).
46. B. I. Krasnow, *Opyt izuczenija elektrizeskogo polia w atmosferie*, Awtoferiat, Kirow, 1954.
47. T. Kopcewicz, *Postępy Fizyki* 7, 3 (1956).
48. C. W. Lutz, *Gerl. Beiträge*, 41, 317 (1941).
49. R. Mühleisen, *Abstract of Technical Communications*, Rome Assembly 1954 A.G.I.
50. H. Meinhold, *Wetter und Klima* 1, 288 (1948).
51. H. Meinhold, *Ber. Deutsch. Wetterd. US Zone* 4, 39 (1951).
52. W. B. Milin, B. I. Krasnow, *Uczen. Zap. Kirow. Gosudar. Pedag. Inst.* 8, 29 (1954).
53. W. B. Milin, *DAN SSSR*, 95, 983 (1954). †
54. W. B. Milin, *Uczen. Zap. Kirow. Gosudar. Pedagog. Inst.* 8, 11 (1954).
55. St. Michnowski, *Acta Geoph. Pol.* 3, 123 (1955).
56. St. Michnowski, *Acta Geoph. Pol.* (w druku).
57. S. K. Mitra, *Nature*, 174, 798 (1954). †
58. R. Neuwrith, *Geof. Pura Appl.* 30, 147 (1955).
59. H. Norinder, H. Israël, R. Siksnä, *Ark. Geofys.* 2, 109 (1954).
60. H. Norinder, R. Siksnä, *Ark. Geofys.* 1, (1953).
61. H. A. Paramonov, *DAN SSSR*, 70, 37 (1950). †
62. J. W. Podobina, *Izw. AN. SSSR, Ser. Geof. Nr* 3, 288 (1954).

63. R. Reiter, *Geof. Pura Appl.* **28**, 223 (1954).
64. S. E. Reynolds, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* Nr 3, 117 (1953).
65. F. B. J. Schonland, *Atmospheric Electricity*, London, 1951.
66. F. B. J. Schonland, *Proc. Roy. Soc.* **118**, 252 (1928). ✚
67. F. B. J. Schonland, *The Flight of Tunderbolts*, Oxford, 1950.
68. F. B. J. Schonland, D. J. Malan, *Arch. f. Meteor. Geophys. Biokl. A.* **3**, 64 (1950).
69. V. J. Schaefer, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A.* **8**, 265 (1955).
70. W. Smosarski, *Acta Geoph. Pol.* **1**, 32 (1953).
71. W. A. Sołowiew, *Meteorol. Hidrol.* Nr 3 (1941).
72. P. N. Twierskoj, *Priroda* **43**, 30 (1954).
73. P. N. Twierskoj, *Atmosfiernoje elektriczestwo*, GKMUZ, 1949.
74. P. N. Twierskoj, *Kurs metieorologii* GKMUZ, 1951.
75. S. Twomey, *Tellus*, **8**, 445 (1956).
76. S. P. Verkiteshwaren, *Ind. J. Met. Geoph.* **5**, 255 (1954).
77. S. P. Verkiteshwaren, *Proc. Ind. Acad. Sci.* **38**, 109 (1953).
78. G. R. Wait, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A.* **3**, 70 (1950).
79. J. M. Wats, *J. Geoph. Res.* **56**, 403 (1951).
80. S. Warzecha, *Przegląd Geofizyczny* (w druku).
81. F. J. W. Whipple, *Geophys. Mem.* **7**, Nr 68 (1936).
82. C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **17**, 73 (1921).
83. H. Wichman, *Arch. f. Met. Geoph. Biokl. A.* **3**, 290 (1950).
84. W. T. Wormell, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **78**, 7 (1952).
85. W. T. Wormell, *Proc. Roy. Soc. A.* **118**, 443 (1930).
86. W. T. Wormell, *Proc. Roy. Soc. A.* **127**, 567 (1930).
87. W. T. Wormell, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **79**, 3 (1953).
88. W. T. Wormell, *Scient. Proc. Inter. Assoc. Meteorol. Rome*, Sept. 1954.

### Polski Komitet Narodowy UIPPA

Polski Komitet Narodowy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (Union Internationale de Physique Pure et Appliquée — UIPPA) został ukonstytuowany w następującym składzie: przewodniczący — Wojciech Rubinowicz, wiceprzewodniczący — Leopold Infeld, sekretarz — Ludwik Natanson, członkowie — Andrzej Sołtan, Leonard Sosnowski, Szczepan Szczeniowski i Jan Weysenhoff.

Na mające się odbyć we wrześniu w Rzymie Zgromadzenie Ogólne UIPPA wydelegowano Leopolda Infelda, Ludwika Natansona i Jana Weysenhoffa.

### Dwudziestolecie śmierci Władysława Natansona

Ku uczczeniu pamięci Władysława Natansona Akademia Nauk w Krakowie, Uniwersytet Jagielloński i Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego urządziły w dniu 6 maja 1957 r. uroczyste posiedzenie z okazji dwudziestolecia jego śmierci.

Na program złożyły się przemówienia prof. A. Krzyżanowskiego, prezesa Akademii Nauk w Krakowie, „Optymizm Władysława Natansona”, prof. A. Piekary — „Wspomnienie o Władysławie Natansonie jako humaniście”, prof. J. Weysenhoffa, prorektora Uniwersytetu Jagiellońskiego, — „O pracach naukowych Władysława Natansona” i prof. K. Gumińskiego — „Władysław Natanson jako prekursor termodynamiki zjawisk nieodwracalnych”.

Referat prof. Gumińskiego podkreślił mało znane zasługi Władysława Natansona jako inicjatora nowoczesnej termodynamiki. W jednym z następnych zeszytów *Postępów Fizyki* będzie zamieszczone obszernie omówienie jego działalności.

### Nagrody Leninowskie

Nagrody Leninowskie, ustanowione w 1925 r., przyznawane są za wybitne osiągnięcia naukowe i techniczne. W bieżącym roku Nagroda Leninowska została przyznana między innymi E. K. Zawojskiemu, członkowi korespondentowi Akademii Nauk ZSRR, za badania rezonansu paramagnetycznego. Odkryte przez niego zjawisko stało się podstawą nowej gałęzi fizyki — spektroskopii magnetycznej, dającej możliwość badania struktury najbardziej złożonych cząstek.

### Bačkovský członkiem Akademii Nauk ČSR

Dnia 21 listopada 1956 r. na jesiennej sesji plenarnej Czechosłowacka Akademia Nauk wybrała dr J. Bačkovskýego swoim członkiem korespondentem. Dr J. Bačkovský, znany ze swoich badań w dziedzinie spektroskopii promieni X, jest założycielem i dyrektorem Instytutu Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk.

### Nagroda Forda

Pierwszym laureatem nagrody Forda „Atomy dla pokoju” został znakomity fizyk duński Niels Bohr. Nagrodę ufundowaną przez Ford Motor Co dla uczczenia pamięci swego założyciela Henry



Forda I i jego syna Edsela stanowi złoty medal i 75 000 dolarów.

Przyznanie nagrody poprzedziła ankietna rozesłana do 23 krajów, w wyniku której zgłoszono 75 kandydatów. W dniu 6 marca komitet nagrody jednomyślnie przyznał nagrodę Bohrowi w uznaniu jego wybitnego wkładu w dzieło pokojowych zastosowań energii atomowej". Przewodniczący komitetu dr James R. Killian Jr. oświadczył: „Dobroć, mądrość i humanitarność Bohra wraz z jego wielkimi osiągnięciami naukowymi sprawiły, że liczni jego uczniowie i koledzy tworzą ośrodek międzynarodowego porozumienia i przyjaźni. W okresie od końca II wojny światowej prof. Bohr działał nie tylko jako kierownik swego słynnego Instytutu, grupującego międzynarodowy zespół współpracowników, ale również dążył wytrwale i z wielkim oddaniem do nawiązania współpracy międzynarodowej w kierunku rozwoju pokojowych zastosowań energii atomowej. W tym swoim dążeniu dawał prywatnie i publicznie wyraz żywej nadziei, że postęp nauki może stać się początkiem nowej ery harmonijnej współpracy międzynarodowej.”

#### Medal Maxa Plancka

Niemieckie Towarzystwa Fizyczne przyznały Medal Maxa Plancka za rok 1956 znanemu fizykowi teoretykowi Victorowi F. Weisskopfowi, profesorowi Massachusetts Institute of Technology.

#### Nowi członkowie zagraniczni Royal Society

Do brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego zostali wybrani nowi członkowie zagraniczni. Są to między innymi: Hans Albrecht Bethe (Cornell University), znany ze swych wybitnych prac w wielu dziedzinach fizyki teoretycznej, i Otto Hahn, prezes Towarzystwa Maxa Plancka (Göttingen), odkrywca rozszczepienia uranu i toru.

#### Herzberg członkiem honorowym Indyjskiego Towarzystwa Fizycznego

Indyjskie Towarzystwo Fizyczne wybrało Gerharda Herzberga na swego członka honorowego. Prof. Herzberg jest obecnie dyrektorem Wydziału Fizyki Czystej w kanadyjskiej Narodowej Radzie Naukowej. Niedawno na zaproszenie Indyjskiego Kongresu Nauki prof. Herzberg odwiedził Indie i wygłosił szereg odczytów.

#### Osiem BeV w Dubnie

11 kwietnia br. podano do wiadomości, że synchrotron Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnie pod Moskwą osiągnął energię 8,3 BeV. Jest to obecnie największy czynny akcelerator na świecie. Bevatron Uniwersytetu Kalifornijskiego daje energię 6 BeV. Imponujące wymiary nowego synchrotronu można zilustrować faktem, że sam jego magnes waży 35 000 ton. Ośrodek badawczy w Dubnie zwiedziła w maju br. grupa fizyków europejskich i amerykańskich.

#### Komisja Promieniotwórczości Stosowanej

W roku ubiegłym Międzynarodowa Unia Chemiczna i Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej postanowiły utworzyć wspólną Komisję Promieniotwórczości Stosowanej. Pierwsze posiedzenie tej Komisji odbyło się 15 grudnia 1956 r. w Paryżu.

Przewodniczącym Komisji został jednomyślnie wybrany dr P. Sue. Wyłoniono dwie podkomisje. Jedna z nich ma za zadanie ustalenie wzorców promieniotwórczych i kontrolę międzynarodowego wzorca radowego. Wzorcowanie izotopów będzie się odbywać w ściślejszej współpracy z Komisją Ciężarów Atomowych. Przewodniczącym podkomisji został prof. G. Hevesy, a członkami prof. Joliot i prof. Paneth.

Druga wyłoniona podkomisja ma za zadanie współpracę z Międzynarodową

Unię Geodezyjną i Geofizyczną oraz z biologami.

Obecny na posiedzeniu przedstawiciel UNESCO prof. P. Auger obiecał Komisji Promieniotwórczości Stosowanej pomoc ze strony UNESCO.

### Kontakty z CERN-em

Przewodniczący Komitetu Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej prof. L. Infeld, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych prof. A. Sołtan i p. Zabłocki z Urzędu Pełnomocnika Rządu do Spraw Energii Jądrowej udali się w maju br. z parodniową wizytą do Genewy. Celem wyjazdu było nawiązanie kontaktów z kierownictwem Europejskiego Centrum Badań Jądrowych (CERN).

### Brytyjski Narodowy Instytut Badań Jądrowych

W Wielkiej Brytanii został utworzony Narodowy Instytut Badań Jądrowych. Tworzenie wielkich centrów badań jądrowych, jak na przykład CERN, Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych pod Moskwą czy Brookhaven National Laboratory w Stanach Zjednoczonych, wydaje się celowym w obecnym stanie wiedzy, kiedy badania w zakresie wysokich energii wymagają potężnych aparatów i urządzeń pomocniczych trudno, ze względów finansowych i technicznych, osiągalnych przez poszczególne uniwersytety.

Nowopowstały Instytut jest finansowany poprzez Zarząd Energii Atomowej z kredytów, którymi rozporządza Lord Prezydent Rady Tajnej. Jego głównym zadaniem jest dostarczanie urządzeń i wyposażenia do badań jądrowych prowadzonych przez uniwersytety i inne organizacje, które nie mogą sobie pozwolić na zbudowanie potrzebnych urządzeń we własnym zakresie. Istnieje poważne niebezpieczeństwo, że utworze-

nie Instytutu może spowodować zepchnięcie uniwersytetów z ich tradycyjnej drogi zespalandy nauczania z pracą badawczą. Zakres działania Instytutu nie jest jeszcze ustalony, jak również nie ustalone są jeszcze formy jego współpracy z uniwersytetami. Pozostaje kwestią otwartą, kto będzie wytyczał problematykę badań — kierownictwo Instytutu czy ośrodki korzystające z jego urządzeń.

W związku z powstaniem Instytutu czasopismo *Nature* zwraca uwagę na możliwe konsekwencje tego kroku, stwierdzając że stanowi on zarodek zasadniczych przemian w tradycyjnej strukturze wyższych studiów w zakresie nauk ścisłych i technicznych w Wielkiej Brytanii.

### Szkola jądrowa w Iraku

W dniu 31 marca br. król Feisal II dokonał otwarcia Centrum Szkolenia Jądrowego, ufundowanego przez członków paktu bagdadzkiego: Wielką Brytanię, Irak, Iran, Pakistan i Turcję. Dyrektor techniczny Centrum W. J. Whitehouse oraz czterech innych członków personelu przybyło z brytyjskiego Zarządu Energii Atomowej, pozostałych ośmiu pracowników z krajów paktu bagdadzkiego przeszło roczne szkolenie w Harwell w dziedzinach fizyki jądrowej, radiochemii, elektroniki, zastosowań medycznych i rolniczych. Centrum rozporządza typowym wyposażeniem szkoły izotopowej, pozwalającym na prowadzenie kursów w grupach dwudziestoosobowych. Koszty pokrywają wszystkie państwa paktu.

Stosowanie energii jądrowej w Iraku i w Turcji ze względu na bogate zasoby ropy i energii wodnej nie jest w bliskiej przyszłości celowe, natomiast w niektórych okolicach Iranu i Pakistanu opłacałoby się założenie siłowni jądrowych średniej mocy. Centrum Szkolenia Jądrowego pomoże tym państwom przez udzielenie właściwych porad i wskazówek.

Utworzenie Centrum stanowi pewien eksperyment w wprowadzaniu nowych technik radioizotopowych do krajów środkowego wschodu.

### Konferencja na temat fizyki ciała stałego

Tegoroczne wiosenne zebranie brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego, poświęcone fizyce ciała stałego, odbyło się w dniach od 8 do 10 kwietnia w uniwersytecie w Nottingham. Wzięło w nim udział około 100 członków Towarzystwa Fizycznego i zaproszonych gości. Przedstawiono ponad 20 prac głównie z dziedziny magnetyzmu i półprzewodników.

Zebranie otworzył prof. L. F. Bates (Nottingham) referatem o figurach Bittera. G. E. Bacon (Ośrodek Badań Energii Atomowej, Harwell) przedstawił zastosowania dyfrakcji neutronów do badań magnetyzmu. Neutrony są bardzo cennym narzędziem badań w wielu problemach magnetyzmu. Badania takie przedstawiają jednak duże trudności, gdyż rozproszenie magnetyczne jest nie-raz o wiele mniejsze niż rozproszenie wywołane innymi czynnikami.

Drugi dzień sesji poświęcony był magnetyzmowi metali i stopów. J. Owen (Oxford) przedstawił swoje badania wykonane w Berkeley nad stopami miedź-mangan bogatymi w miedź. Wyniki tych badań nie są dostatecznie dobrze zinterpretowane, wydaje się jednak, że elektrony mają duże zlokalizowane pędy, że antyferromagnetyzm rozpoczyna się w niskich temperaturach i że występuje polaryzacja elektronów przewodnictwa, która szybko maleje wraz z odległością od atomów manganu. F. E. Hoare (Leeds) stwierdził anomalie w zmianach temperaturowych przenikliwości magnetycznej i elektro-nowego ciepła właściwego w rodzinie stopów palladu z rodem i srebrem oraz platyny z irydem i złotem.

Inna grupa prac dotyczyła układów magnetycznych niemetalicznych. K. J.

Standley (Nottingham) omówił pomiary dyspersji stałej dielektrycznej i pozornego oporu w niektórych ferrytach wskazujące na istnienie trwałych momentów dipolowych. W. Marshall (Ośrodek Badań Energii Atomowej, Harwell) podał interpretację teoretyczną zaobserwowanego w uwodnionym chlorku miedzi faktu, że maksimum przenikalności zachodzi w temperaturach zdecydowanie niższych od temperatury Néela.

Tradycyjny odczyt dla upamiętnienia założyciela Towarzystwa Fizycznego — Guthrie wygłosił w tym roku prof. H. C. Urey (Chicago) — „Niektóre chemiczne ograniczenia teorii układu słonecznego”. Prof. Urey przedstawił problemy interpretacji fizycznej i chemicznej względnej zawartości pierwiastków, składu chemicznego meteorytów i teorii powstawania układu słonecznego.

Ostatniego dnia omawiane były głównie zagadnienia półprzewodników. Wprowadzeniem był tu odczyt prof. M. H. L. Pryce (Bristol) o technikach rezonansu paramagnetycznego i jądrowego w cyklotronie. Badania półprzewodników III—V metodą magnetycznego rezonansu jądrowego przedstawił E. H. Rhoderick (Services Electronic Research, Baldock). W półprzewodnikach tych sprzężenie elektronowo jądrowe występuje dużo silniej niż w germanie i krzemie. Część referatów poświęcona była również zagadnieniom chemicznym, między innymi prof. D. D. Eley (Nottingham) omówił swoje prace z półprzewodnikami organicznymi.

Sprawozdanie z tegorocznego zebrania Towarzystwa Fizycznego nie będzie wydane, gdyż referowane prace oryginalne zostaną opublikowane zwykłą drogą w czasopiśmie.

### Konferencja elektronograficzna

W styczniu 1957 r. odbyła się w Moskwie konferencja elektronograficzna,

zwołana przez Instytut Krystalografii Akademii Nauk ZSRR. Udział wzięło około 180 osób z różnych ośrodków Moskwy, Leningradu, Charkowa i innych miast. Wygłoszono 40 referatów dotyczących teorii rozproszenia elektronów w kryształach i ciałach amorficznych, zastosowania metody dyfrakcji elektronów do badania struktur, w szczególności metalów i stopów, tworzenia cienkich warstw niektórych półprzewodników. Osobne posiedzenie poświęcone było sprawom aparaturowym.

Konferencję tę ocenia się w ZSRR jako ważny etap w rozwoju radzieckiej elektronografii.

### Stellarator

Amerykańska Komisja Energii Atomowej zapowiedziała konstrukcję stellaratora — wielkiego urządzenia do doświadczzeń zmierzających do ujarznienia energii termojądrowej.

Przewodniczący Komisji admirał Strauss wyraził opinię, że będzie to stanowiło najważniejszy dotychczas krok na drodze ku wykorzystaniu reakcji analogicznych do zachodzących na Słońcu jako użytecznego źródła energii. Przewodniczący Komisji dodał jednak, że „znajdujemy się dopiero u progu naszych badań” i że właściwe doświadczenia rozpoczną się dopiero w roku 1960 lub 1961. Jak wiadomo, wstępne badania nad tym zagadnieniem prowadzone są w Związku Radzieckim\* i w Anglii.

### OEEC a energia jądrowa

Komisja energii jądrowej Europejskiej Organizacji Współpracy Ekonomicznej (OEEC) pod przewodnictwem prof. L. Nicolaidisa (Grecja) zbadała sprawozdania grup ekspertów powołanych do przeprowadzenia wstępnych studiów

w przedmiocie podjęcia wspólnych przedsięwzięć. Między innymi dr L. Kowarski, konsultant Komisji, podał do wiadomości, że układa się spis eksperymentalnych reaktorów, które mają być zbudowane w bliskiej przyszłości w Europie zachodniej. Program objąć ma budowę reaktora o bardzo wielkim strumieniu neutronów do badania materiałów i prototyp reaktora typu *water boiler* ze zwykłą wodą. Następnie ma być skonstruowany jednorodny reaktor ciekły, reaktor z paliwem w postaci płynnego metalu i szybki reaktor produkcyjny. Równolegle prowadzone będą studia dalszych typów, w tym również reaktorów plutonowych. Wykonanie tego planu trwałoby szereg lat i kosztowałoby około 11 milionów funtów rocznie. Celem przyspieszenia realizacji tych zamierzeń proponuje się, aby niektóre reaktory budowane były przy istniejących ośrodkach.

### Rak kości wywołany $^{90}\text{Sr}$

Komisja do spraw szkodliwych skutków promieniowania, powołana przez Radę Atomic Scientists Association, opublikowała raport o wpływie promieniotwórczego  $^{90}\text{Sr}$  wytwarzanego w próbnym wybuchach bomb wodorowych na tworzenie raka kości. Przyjmując, że prawdopodobieństwo powstania raka kości jest wprost proporcjonalne do otrzymanej przez kości dozy promieniowania, komisja ustaliła liczbę przypadków raka kości, który mógłby powstać skutkiem próbnego wybuchu. Obliczenia wskazują, że gdyby bomba wodorowa typu użytego na Bikini w 1954 r. wybuchła wysoko w atmosferze, to mogłaby wywołać rak kości u 1000 osób na każdy milion ton TNT równoważnej siły wybuchu. Stwierdzono, że dotychczas eksplodowane bomby są równoważne w sumie  $50 \times 10^6$  ton TNT (jeśli chodzi o produkcję  $^{90}\text{Sr}$  w atmosferze) i wobec tego w ciągu najbliższych dziesięcioleci  $^{90}\text{Sr}$  opadający na ziemię mo-

\* Patrz artykuł K u r c z a t o w a, *Postępy Fizyki*.

że wywołać rak kości u 50 000 osób. Dalej komisja stwierdza, że w r. 1970 dawka promieniowania, jaką otrzymują kości z wybuchów próbnych przeprowadzonych do jesieni 1956 r., wyniesie od 9 do 45% dawki otrzymywanej ze wszystkich naturalnych źródeł promieniotwórczych, jak promieniowanie kosmiczne, skały promieniotwórcze i drobne ilości radu normalnie obecne w kościach. Istnieje również prawdopodobieństwo wywołania szeregu przypadków leukemii, komisja nie rozporządza jednak dostatecznymi informacjami aby móc oszacować ich liczbę.

Przewodniczącym komisji był prof. J. Rotblat, w imieniu Rady raport podpisali prof. H. S. W. Masey i dr H. R. Allan.

#### Energia jądrowa dla dziennikarzy

W dniach 30 i 31 maja br. odbył się w szkole reaktorowej Ośrodka Badań Atomowych w Harwell kurs dla dziennikarzy. Przedmiotem wykładów była promieniotwórczość, rozszczepienie jądrowe, reaktory, energia z reakcji fuzyjnych oraz metalurgia i chemia reaktorowa. Wykłady uzupełnione były demonstracjami i ćwiczeniami.

#### Rudy uranowe w Rumunii

Według czasopisma *Atomics & Nuclear Energy* istnieją wskazówki, że na terenie Rumunii istnieją bogate złoża rud uranowych, „być może tak wielkie, jak w Kongo Belgijskim”.

#### „Nuclear Instruments“

W Stanach Zjednoczonych zaczął ukazywać się nowy miesięcznik fizyczny — *Annals of Physics*. Czasopismo zamieszcza oryginalne artykuły ze wszystkich dziedzin fizyki, omawiające całość danego zagadnienia, tak aby mogły być zro-

zumiałe dla fizyków niespecjalistów z danej dziedziny. Redaktorem *Annals of Physics* został Philip M. Morse (MIT), zastępcami redaktora są: Bernard T. Feld (MIT), Herman Feshbach (MIT) i Richard Wilson (Harvard University), w skład Rady Redakcyjnej weszli: E. Amaldi, R. F. Bacher, H. A. Bethe, S. Chandrasekhar, E. M. McMillan, L. Nordheim, R. Oppenheimer, R. E. Peierls, L. I. Rabi, F. Seitz, E. P. Wigner i C. Zener.

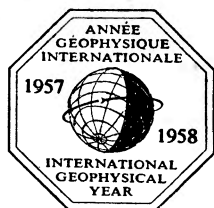
#### „Annals of Physics“

W bieżącym roku zaczęło się ukazywać nowe czasopismo — *Nuclear Instruments*, poświęcone zagadnieniom akceleratorów i innych przyrządów i technik fizyki jądrowej. Redaktorem jest prof. K. Siegbahn (Uppsala), w skład Rady Redakcyjnej weszli: K. B. Adams, E. Amaldi, H. L. Anderson, K. T. Bainbridge, C. J. Bakker, P. R. Bell, R. E. Bell, S. de Benedetti, A. Berthelot, H. Brinkman, G. von Dardel, M. Deutsch, W. Gentner, P. C. Gugelot, H. Halban, O. Haxel, M. de Hemptine, P. Huber, D. J. Hughes, S. Kikuchi, J. Koch, S. Livingston, E. M. McMillan, P. B. Moon, M. L. Oliphant, W. Paul, A. S. Rao, G. Salvini, P. Sawiż, P. Scherrer, C. Schmelzer, A. de Shalit, H. W. B. Skinner, R. Tangen, D. Taylor, S. du Toit, O. Wernholm, R. R. Wilson, S. D. Winter.

*Nuclear Instruments* jest wydawane jako dwumiesięcznik przez North-Holland Publishing Co. w Amsterdamie.

#### „Atomnaja Energia“ po angielsku

Pełne angielskie przekłady czasopisma *Atomnaja Energia* będą publikowane pod nazwą *The Soviet Journal of Atomic Energy*. Wydawcą jest Consultants Bureau w Nowym Jorku.



1 lipca 1957 r. rozpoczął się Międzynarodowy Rok Geofizyczny, „rok”, który trwać będzie 18 miesięcy. W tym czasie fizycy, geo-

fizycy i meteorolodzy z 71 krajów realizować będą obszerny program nakreślony przez Komitet Specjalny Międzynarodowego Roku Geofizycznego (Comité Spécial pour l'Année Géophysique Internationale), powołany przez Międzynarodową Radę Stowarzyszeń Naukowych. Sprawozdanie z prac wstępnych, programu badań i niektóre ważniejsze wyniki będą opublikowane w specjalnym piśmie *Annals of the International Geophysical Year*.

#### Współzawodnictwo o najniższą temperaturę

We wrześniu 1956 r. radziecka stacja polarna Pionierskaja zanotowała najniższą temperaturę na Antarktydzie —66,8 °C. 2 kwietnia 1957 r. amerykańska stacja na Biegunie Południowym zanotowała —67,3 °C. Jest to temperatura wyższa o 0,5 °C od rekordu światowego (—67,8 °C) zanotowanego w lutym 1933 r. w północno-wschodniej Syberii.

#### Satelity

Plany amerykańskie obejmują wypuszczenie w Międzynarodowym Roku Geofizycznym 12 satelitów. Pierwszy z nich będzie miał kształt kuli o średnicy około 50 cm. Wewnątrz kuli znajdować się będzie szereg przyrządów pomiarowych oraz urządzenie nadające drogą radiową wskazania tych przyrządów. Przewidziano przeprowadzenie następujących pomiarów: gęstość powietrza, skład pyłu atmosferycznego, temperatura, ciśnienie, pomiary geodezyjne, badanie widma słonecznego w dalekim nadfiolecie, natężenie promienio-

wania kosmicznego. Wyposażenie przeszło już próbę w doświadczalnym locie raketowym.

#### Pierwszy lot „Skowronka“

13 lutego 1957 r. *Skowronek* (*Sky-lark*) — brytyjska rakietą przystosowana do badań górnych warstw atmosfery przeszła szczęśliwie pierwszą próbę lotu. Rakietą przebyła 32 km wznosząc się do wysokości 16 km. Obecnie prowadzi się prace nad dalszym modelem *Skowronka* — *Sky-lark Mark II*, który ma osiągnąć wysokość około 210 km. Rakietą ta dokona pomiarów temperatury, ciśnienia, gęstości i układu wiatrów.

#### Wizyty zagranicznych fizyków jądrowych

W ciągu miesięcy wiosennych 1957 r. odwiedziło Polskę szereg wybitnych uczonych specjalistów w zakresie fizyki i chemii jądrowej. Byli oni zaproszeni przez Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej celem przeprowadzenia rozmów na temat wyboru najbardziej właściwych dróg rozwoju badań naukowych i zastosowań technicznych.

W końcu kwietnia przybyła grupa fizyków jugosłowiańskich z prof. R. Savičem na czele. Prof. Savič jest najbardziej znanym obecnie fizykiem jugosłowiańskim, przez szereg lat pracował w Instytucie Radowym w Paryżu pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie.

W drugiej połowie maja byli Sir John Cockroft K.C.B., K.B.E., F.R.S. dyrektor Ośrodka Badań Atomowych w Harwell, oraz dr Józef Rotblat, profesor Uniwersytetu Londyńskiego, kierownik pracowni fizycznej szpitala St. Bartholomew's. Prof. Rotblat do 1939 r. prowadził badania w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego pod kierunkiem prof.

Wertensteina, przed wybuchem wojny wyjechał na stypendium do Anglii.

Obaj uczeni szczegółowo zwiedzali zakłady Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie i w Krakowie oraz teren budowy reaktora w Świerku pod Warszawą. Prof. Cockroft wygłosił dwa odczyty: „Ośrodek badań atomowych w Harwell” \* i „Rozwój energii jądrowej w Wielkiej Brytanii”, a prof. Rotblat — na temat prowadzonych przez siebie prac nad budową akceleratora liniowego i nad badaniem jądrowych poziomów wzbudzonych oraz na temat interesujących go obecnie zagadnień biofizycznych.

Dyrektor Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych prof. Dymitr Iwanowicz Błochincew, wybitny teoretyk radziecki, bawił w Polsce od 6 do 15 czerwca. Poza zwiedzaniem warszawskich i krakowskich pracowni Instytutu Badań Jądrowych oraz wycieczką do Zakopanego prof. Błochincew przeprowadził rozmowy z Pełnomocnikiem Rządu do Spraw Energii Jądrowej i z Dyrektorem Instytutu Badań Jądrowych na temat ściślejszej współpracy między Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych a fizykami polskimi. W rozmowach uczestniczyli również prof. Infeld, doc. Majewski i wicedyrektor Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych prof. Danysz.

Prof. Błochincew wygłosił również odczyt, w którym zapoznał teoretyków polskich z bieżącymi pracami grupy teoretycznej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych.

Najdonioślejszym wynikiem wizyty prof. Błochincewa jest porozumienie dotyczące koordynacji podejmowanych tematów oraz ustalenie nowych form współpracy. Na podstawie tego porozumienia fizycy polscy uzyskują możliwość korzystania z urządzeń ZIBJ

i wykonywania tam konkretnych doświadczeń związanych z ich pracami prowadzonymi w kraju.

Mniej więcej jednocześnie z prof. Błochincewem odwiedzili Polskę dwaj wybitni uczeni francuscy Francois Perrin, Wysoki Komisarz do Spraw Energii Atomowej i Bertrand Goldschmidt, dyrektor Wydziału Spraw Zagranicznych Komisariatu do Spraw Energii Atomowej, znany specjalista chemii materiałów reaktorowych. Prof. Perrin przedstawił plan rozwoju fizyki jądrowej we Francji i opisał działalność centralnego francuskiego ośrodka badań w Saclay (w odczycie wygłoszonym w Pałacu Staszica). Wielkie zainteresowanie w kołach chemików polskich wywołały odczyty prof. Goldschmidta „Cykl chemiczny uranu” i „Rola przemysłu chemicznego w dziedzinie rozwoju energii jądrowej”.

Prof. Perrin omawiał z Pełnomocnikiem Rządu i kierownictwem Instytutu Badań Jądrowych sprawę szkolenia polskich fizyków jądrowych we Francji. W lecie roku bieżącego udają się do Saclay dwie osoby na dłuższy staż.

Inny nieco charakter miała wizyta dra Donald'a Hughesa z Brookhaven National Laboratory. Dr Hughes jest autorem znanej monografii o optyce neutronowej, która niedawno ukazała się w przekładzie polskim. Będąc w Warszawie dr Hughes interesował się szczególnie pracami grupy kierowanej przez doc. Burasa w Instytucie Badań Jądrowych i przeprowadził z nim szereg dyskusji. Na temat rezonansowego pochłaniania neutronów przez jądra atomowe wygłosił dr Hughes cykl świetnych odczytów w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

#### Wizyta fizyków radzieckich

W dniach od 28 czerwca do 6 lipca Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk gościł dwoje fizyków radzieckich kand.

\* Przekład tego odczytu ukaże się w jednym z następnych zeszytów.

nauk Zinajdę Aleksiejewną Trapeznikową i kand. nauk Michaiła Władimirowicza Focka z Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie. Oboje są specjalistami z dziedziny luminescencji fosforów krystalicznych. Goście radzieccy zwiedzili pracownie optyki i ciała stałego Instytutu na Hożej i przeprowadzili szereg wielogodzinnych dyskusji z kolegami pracującymi nad interesującymi ich problemami. Ponadto wygłosili dwa referaty: kand. nauk Trapeznikowa — o niektórych zagadnieniach luminescencji fosforów krystalicznych aktywowanych ziemiami rzadkimi, a kand. nauk Fock — o pracach własnych z dziedziny fosforów krystalicznych.

## II Konwersatorium Rentgenograficzne

W dniu 15 czerwca 1957 r. odbyło się w Zakładzie Badań Strukturalnych Instytutu Chemii Fizycznej PAN we Wrocławiu drugie z kolei Konwersatorium Rentgenograficzne na temat: „Rentgenografia stosowana”. Poza przedstawicielami zainteresowanych Katedr licznie reprezentowane były instytuty resortowe, co świadczy o rosnącym zainteresowaniu metodami rentgenograficznymi w przemyśle. Referat ogólny „Wybrane zagadnienia rentgenografii stosowanej” wygłosił mgr St. Węglowski (Zakład Badań Strukturalnych — Wrocław). Wysłuchano 11 komunikatów, z których większość dotyczyła rentgenografii włókien sztucznych i naturalnych (Łódź i Gorzów) oraz rentgenograficznej analizy fazowej (Gliwice). Ustalono, że konwersatoria rentgenograficzne mają się odbywać dwa razy w roku.

## VI Olimpiada Fizyczna

W roku akademickim 1956/7 odbyła się VI Olimpiada Fizyczna. Przewodniczącym Komitetu Olimpiady był prof. dr Szczepan Szczeniowski. Kie-

rownikiem VI Olimpiady — kand. nauk Kazimierz Rosiński, a sekretarzem naukowym — mgr Pelagia Ciok.

Do zawodów wstępnych zgłosiło się 482 uczniów szkół ogólnokształcących i zawodowych. Do zawodów I stopnia zostało dopuszczonych 301, do zawodów II stopnia — 179, do zawodów III stopnia, które odbywały się w dniach 12 i 13 kwietnia w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, dopuszczono 27 uczniów. W wyniku eliminacji Komitet Olimpiady uznał 9 uczniów za zwycięzców, w tym sześciu przyznał dyplomy, a trzem wyróżnienia.

Dyplomy otrzymali: (w kolejności lokat):

Zbigniew Pietrusiński z VI Liceum Ogólnokształcącego TPD w Lublinie (nauczyciel Włodzimierz Kozyrski),

Jacek Bańkowski ze Szkoły Ogólnokształcącej TPD XIV w Warszawie (nauczyciel Cz. Ziembicka),

Zbigniew Werner z II Szkoły Ogólnokształcącej w Toruniu (nauczyciel K. Majewska),

Andrzej Graja z Liceum Ogólnokształcącego im. Kołłątaja w Krotoszynie (nauczyciel E. Poprawa),

Konrad Fijałkowski z IV Liceum Ogólnokształcącego TPD w Lublinie (nauczyciel Włodzimierz Kozyrski),

Andrzej Szymach z III Liceum Ogólnokształcącego im. Staszica w Sosnowcu (nauczyciel S. Bomba).

Wyróżnienia otrzymali:

Roman Stobnicki z Państwowej Szkoły Ogólnokształcącej im. Władysława IV w Warszawie (nauczyciel J. Bieńkowska),

Stanisław Tatur z Liceum Ogólnokształcącego TPD w Gdańsku (nauczyciel A. Iwaniukowicz),

Andrzej Weil z II Szkoły Ogólnokształcącej w Toruniu (nauczyciel K. Majewska).



Uroczyste zakończenie VI Olimpiady Fizycznej odbyło się 19 czerwca w Ministerstwie Oświaty. Do zebranych zawodników i ich nauczycieli przemówił przewodniczący Komitetu Olimpiady prof. dr S. Szczeniowski. W imieniu zwycięzców odpowiedział Zbigniew Pietrusiński, a w imieniu nauczycieli Włodzimierz Kozyrski. Zwycięzcy otrzymali dyplomy oraz nagrody pieniężne i książki. Warto może przypomnieć, że zwycięzcom Olimpiady przysługuje prawo wstępu na wyższe uczelnie bez egzaminu.

#### John von Neumann

Dnia 8 lutego 1957 r. zmarł w Waszyngtonie znakomity matematyk, członek amerykańskiej Komisji Energii Atomowej — John von Neumann.

Wiele jego prac związanych było z fizyką, a fundamentalnym wkładem w tę naukę jest ściśle matematyczne ujęcie teorii kwantów *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (1931).

John von Neumann urodził się w r. 1903 w Budapeszcie, studiował na uniwersytecie berlińskim i w ETH w

Zurychu. W 1930 r. przybył do Stanów Zjednoczonych, gdzie pracował w Institute for Advanced Study w Princeton aż do r. 1954, kiedy został powołany do Komisji Energii Atomowej. W czasie wojny i później brał poważny udział w badaniach prowadzonych przez ośrodek Los Alamos.

#### Walther Bothe

Fizyk niemiecki Walther Bothe zmarł w Heidelbergu 8 lutego 1957 r. w wieku 66 lat. Bothe znany jest przede wszystkim ze swoich badań nad promieniowaniem kosmicznym. Wspólnie z Maxem Bornem otrzymał w 1954 r. Nagrodę Nobla za wykrycie cząstek wysokiej energii w promieniowaniu kosmicznym, dokonane przy pomocy opracowanej przez siebie metody liczenia koincydencyjnego.

Bothe urodził się w Oranienburgu, studiował i rozpoczął pracę naukową na uniwersytecie berlińskim, w 1932 r. przeniósł się do Heidelbergu, gdzie wykładał w Kaiser Wilhelm Instytut. W czasie wojny brał udział w niemieckich badaniach nad energią atomową.

Doc. Stanisław Andrzejewski, doc. Władysław Ney — **Elektrownie jądrowe**, PWT, Nowa Technika, z. nr 8, 1957, str. 145, cena zł 22.—

W polskiej literaturze technicznej do chwili obecnej istnieje luka w zakresie tematyki elektrowni jądrowych zarówno jeśli chodzi o publikacje własne, jak i przekłady opracowań zagranicznych\*. Praca Andrzejewskiego i Ney *Elektrownie jądrowe* jest opracowaniem 10 referatów wygłoszonych na atomowej konferencji genewskiej w 1955 r. Konferencja ta dostarczyła dużej ilości materiału źródłowego o realizowanych obecnie lub projektowanych elektrowniach, materiału o różnym ujęciu omawianego tematu i nierównej wartości informacyjnej (od szczegółowych opisów technicznych do ogólnikowych danych informacyjnych). Opracowanie takiego różnorodnego materiału w postaci zwartej całości jest bardzo trudne i wymaga dużego talentu.

Spośród różnych możliwych ujęć tego tematu autorzy zeszytu wybrali przedstawienie kilku obiektów, poprzedzając je własnym wstępem (w opracowaniu Ney). Na to, by opracowanie tego typu odpowiadało zadowalająco swemu zadaniu, musi ono spełniać kilka podstawowych warunków: wskazywać, które urządzenia są najbardziej typowe dla danej klasy urządzeń; w sposób logiczny, to jest według pewnych kryteriów uporządkować przedstawiany materiał; wreszcie przy dokonywaniu skrótów dążyć do pomijania zagadnień mało istotnych lub zbyt szczegółowych. Wydaje mi się, że przy zachowaniu tych lub im podobnych zasad udaje się przekazać Czytelnikowi maksimum wiadomości w sposób łatwy do przyswojenia.

Pod względem wyboru najbardziej typowych jednostek autorzy zeszytu — w zasadzie — nie pominęli najważniejszych elektrowni. Zeszyt zawiera opisy radzieckiej elektrowni z reaktorem uranowo-grafitowym chłodzonym wodą, amerykańskiej elektrowni z nadciśnieniowym reaktorem wodnym, brytyjskiej elektrowni z reaktorem uranowo-grafitowym chłodzonym gazem, amerykańskich elektrowni: z reaktorem sodowo-grafitowym o mocy 75 MW, z reaktorem z wrzącą wodą o mocy 5 MW oraz wielkiej mocy, z jednorodnym reaktorem wodnym, z reaktorem na ciekłym paliwie metalowe, z reaktorem na neutronach prędkich i wreszcie brytyjskiej elektrowni z reaktorem rozmnażającym o neutronach prędkich.

Poważne zastrzeżenie budzi sposób uporządkowania poszczególnych opisów, którego właściwie nie ma. Co prawda we wstępie podano pewne kryteria klasyfikacji, jednakże nie wykorzystano ich dalej do opracowania materiału faktycznego. Tak więc układ książki jest przypadkowy, co w dużym stopniu musi utrudnić Czytelnikowi znajdowanie cech wspólnych poszczególnych typów elektrowni.

Podobnie przedstawia się sprawa z uporządkowaniem materiału w każdym opisie (rozdziale) według jednolitego dla całego zeszytu układu. Autorzy nie podjęli się tego trudu, ograniczając się do dokonania streszczeń w takim układzie, jaki został podany w referatach oryginalnych. To także powoduje, że zeszyt staje się bardzo nieprzejrzysty i trudny do czytania. W części przeglądu opracowanej przez Ney znajduje się

\* Już po napisaniu niniejszej recenzji ukazało się tłumaczenie szeregu artykułów w wydaniu PWN (przyj. red.).

sporo materiału z innych źródeł (bez podania pochodzenia) wraz ze wstawkami własnej (często mylnej) interpretacji.

Nie zadowala także sposób dokonania skrótów. W pracy zaznacza się wyraźnie tendencja do omijania i opuszczania zagadnień jądrowych, stanowiących podstawę technicznych rozwiązań zastosowanych w danym obiekcie. A przecież właśnie specyfika tych zagadnień jest najbardziej istotna w elektrowniach jądrowych i z nią przede wszystkim trzeba zapoznać Czytelnika.

Zagadnienia techniczne zostały opracowane przez autorów zeszytu w sposób zwięzły, ścisły i przeważnie wiernie z oryginałem. Jednakże w części jądrowej występuje duża ilość potknięć wskazujących, że kompilatorzy błędnie interpretują stwierdzenia zawarte w pracach oryginalnych. Tutaj wymienić należy kilka najbardziej rażących:

Przy omawianiu materiałów stosowanych w płaszczu reaktora PWR chodzi o to, by uzyskać jak największy współczynnik mnożenia (*multiplication factor*), a nie — jak podaje tłumacz — współczynnik przemiany (s. 34). Na s. 83 określenie *reflector savings*, to jest zmniejszenie objętości rdzenia przez otoczenie go reflektorem czyli tzw. reflektorowy ubytek rdzenia, wyrażono przez odzysk neutronów z rdzenia. Ciężka woda nie ma największej zdolności spowalniania, jak to sugeruje tłumacz na s. 94. Zaś na s. 103 błędne jest stwierdzenie, że „...zachowanie równomierności (rozmięszczenia elementów paliwowych...) jest nieodzowne, jeśli chcemy uniknąć nadmiernego wzbogacenia paliwa” — tymczasem chodzi tu o uniknięcie nadmiernego lokalnego przekroczenia temperatury, co może doprowadzić do zniszczenia elementów paliwowych („*excessive hot spots*”).

Wspomnieć niestety trzeba także o kilku najważniejszych pomyłkach w części konwencjonalnej opisów, a których nie można przypisać chochlikowi drukarskiemu (który tu i tak był bardzo złośliwy, zmieniając w tytule rozdziału na s. 66 reaktor sodowo-grafitowy na wodoro-grafitowy). Tak więc na rys. 2-2 (s. 37) w obwodzie pierwotnym reaktora PWR szybkość przepływu chłodziwa wynosi 9 m/s, a nie 30 m/s; na rys. 2-10 (s. 51) przy podawaniu charakterystyk wszystkich obwodów zastąpiono entalpie przez temperatury uzyskując wielkości absurdalne (rzędu 650°C). W obwodzie płaszczu LMFR (s. 120) jest 231 ton bizmutu, a nie dziesięć razy mniej, jak to podaje tekst. Wreszcie w reaktorze EBR-II (s. 129) zewnętrzna średnica i wysokość wynoszą odpowiednio 3 i 3,9 m (nie zaś: średnica 3... 3,9 m).

Na rys. 1-2 (s. 20) podającym zależność  $\Delta K$  od ilości wody w rdzeniu należy zamieścić oznaczenia krzywych (1,2) (błąd ten znajduje się także w oryginale).

Oddzielnie trzeba omówić załączony do kompilacji „Wstęp” opracowany przez jednego z autorów zeszytu (Ney). Potrzeba takiego tekstu wprowadzającego, podającego nić przewodnią całej kompilacji, jest bezsporna, tym bardziej że zagadnienia energetyki jądrowej znane są u nas nader powierzchownie. Niemniej jednak uważam, że umieszczenie elaboratu Neya jest niedopuszczalne ze względu na zawarte w nim błędy. Przeanalizowanie całego „Wstępu” zajęłoby za wiele miejsca, dlatego też muszę ograniczyć się do kilku uwag najbardziej istotnych dla Czytelników.

Przez paliwo jądrowe rozumie się powszechnie łącznie materiał rozszczepialny i rodny stosowany w danym reaktorze, zatem jest nim dla przykładu uran naturalny (a nie izotop  $^{235}\text{U}$ ). Według Neya (s. 5) paliwem jest tylko materiał rozszczepiany przez neutrony termiczne, a więc  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Do takiej definicji można nie mieć żadnych zastrzeżeń, o ile będzie ona dalej konsekwentnie stosowana. Tak jednak nie jest: w całej pracy przez paliwo rozumie się materiał według poprawnego określenia. Zresztą sam autor wstępu przeczy sobie (s. 9) pisząc, że ilość paliwa w reaktorach wynosi od kilkuset kg do kilkuset ton. Ponieważ maksymalna dotychczas stosowana ilość ma-

teriału rozszczepialnego (tj. paliwa wg Ney) w reaktorze nie przekracza jednej tony, jasne, że autor ma na myśli zarówno materiał rozszczepialny jak i rodny.

Ostrzec trzeba następnie przed podanymi we „Wstępie” pojęciami (s. 6) reakcji łańcuchowej i współczynnika przemiany  $WP$ , gdyż o ile te pojęcia były słuszne, to nie dałoby się ani urzeczywistnić reakcji łańcuchowej, ani reaktora rozmnażającego. Zgodnie ze swą definicją omawianych pojęć Ney dowodzi (s. 14), że w reaktorze rozmnażającym o współczynniku przemiany 1,1, przy rozszczepieniu każdego jądra  $^{235}\text{U}$  powstanie 1,1 jąder  $\text{U}^{233}$ . Niestety według tej definicji reaktor taki nie jest rozmnażający (powinno być: przy zniszczeniu każdego jądra  $^{235}\text{U}$ ).

Niezrozumiałe jest stwierdzenie, dlaczego z faktu podanego przy omawianiu reaktorów prędkich, że hafn i bor są przezroczyste dla neutronów prędkich, ma wynikać możliwość większej swobody przy doborze materiałów konstrukcyjnych (s. 13). Dalej reaktory jednorodne są utożsamiane z reaktorami o paliwie obiegowym, co nie jest ścisłe.

Ze zdziwieniem dowiadujemy się (s. 17), że w programie amerykańskim trzy elektrownie typu PWR mają moderatory grafitowe, tak jak pierwszy reaktor energetyczny zbudowany w ZSRR. Ta informacja jest zupełnie mylna (moderatorem jest woda).

Pierwszym wrażeniem, którego doznaje Czytelnik biorąc do ręki zeszyt *Elektrownie jądrowe*, jest przyjemność z bardzo estetycznie wydanej publikacji (dobry papier, czysty druk, staranne rysunki). Wrażenie to ustępuje uczuciu zawodu z powodu dużej ilości poślizgnięć i niekompetentnego przedstawienia zagadnień jądrowych ważnych przy realizacji elektrowni jądrowych.

Cyryl Dąbrowski

W. Heitler — *Zarys mechaniki kwantowej z zastosowaniem do chemii kwantowej*, PWN, Warszawa 1957, s. 232, cena zł 18,00

Metody mechaniki kwantowej stają się coraz powszechnie stosowanym narzędziem pracy w chemii i znajomość ich jest dziś niezbędna dla wielu chemików pracujących doświadczalnie. Dla nich głównie, wydaje się, jest przeznaczona omawiana książka Heitlera. Zawiera ona elementarnie ujęty zarys mechaniki kwantowej, której metody zilustrowane są następnie problemami chemicznymi. Heitler podaje uzasadnienie układu periodycznego pierwiastków, rozpatruje rotację i wibrację cząsteczek dwuatomowych, wartościowość atomów. Zagadnienie wiązania chemicznego przedyskutowane jest na przykładzie cząsteczki wodoru przy użyciu opracowanej przez autora przed laty wspólnie z Londonem metody, która, jak wiadomo, zapoczątkowała rozwój chemii kwantowej. Przedstawiona jest także teoria wiązań walencyjnych w zastosowaniu do cząsteczek wieloatomowych, wspomniano o zagadnieniu energii aktywacji itp.

We wstępie „Od wydawnictwa” czytamy, że z powodu trudności elementarnego przedstawienia mechaniki kwantowej niektóre sformułowania Heitlera nie są wystarczająco precyzyjne, że dyskusyjne są niektóre jego obrazowe rozważania i analogie operujące pojęciami klasycznymi. W toku lektury *Zarysu mechaniki kwantowej* nasuwają się rzeczywiście liczne zastrzeżenia, lecz nie wszystkie można położyć na karb trudności związanych z elementarnym wykładem.

Tak np. w rozdziale drugim autor „wyprowadza” równanie Schrödingera i czytelnik nie mający dostatecznego przygotowania może odnieść wrażenie, że to równanie

rzeczywiście daje się wyprowadzić, tym bardziej że tytuł tego rozdziału brzmi „Wyprowadzenie równania falowego”.

Mówiąc o cząsteczkach Heitler pisze, że „przyczyną tworzenia się drobin jest zjawisko wymiany typowe dla mechaniki kwantowej” (str. 162), lub „wiązania homeo-polarne pochodzą od zjawiska wymiany” (str. 163). Pomijając stronę stylistyczną tego ostatniego sformułowania należy stwierdzić, że w tworzeniu się cząsteczek żadne zjawisko wymiany nie występuje. Wielu autorów (por. np. monografię Coulsona lub Eyringa, Waltera i Kimballa) podkreślało, że tzw. energii wymiany w chemii kwantowej nie można przypisywać głębszego sensu fizycznego. Występowanie całek wymiennych w wyrażeniu na energię związane jest jedynie ze specjalną metodą przybliżonego rachunku i przy zastosowaniu metody ogólniejszej (np. Jamessa i Coolidge'a) całki takie w ogóle nie wystąpią. Nie wystąpią one również przy zastosowaniu metody prostszej od metody Heitlera - Londona. Jeśli np. zamiast funkcji symetrycznej we współrzędnych obu elektronów weźmiemy po prostu iloczyn dwóch jednoelektronowych funkcji, wówczas w wyrażeniu na energię nie pojawią się żadne całki wymienne, a mimo to funkcja taka daje minimum energii, czyli trwałą cząsteczkę.

Książka Heitlera nie była planowana jako systematyczny wykład chemii kwantowej i dlatego brak w niej omówienia niektórych bardzo istotnych — z chemicznego punktu widzenia — zagadnień. Nie należy się dziwić, że rozpatrując cząsteczki wieloatomowe autor poświęca dużo miejsca metodzie wiązań walencyjnych, u której podstaw leży metoda Heitlera - Londona, można jednak żałować, że nie znalazło się w tej książce choć trochę miejsca dla innych metod, tym bardziej że ostatnio metoda orbitali molekularnych jest znacznie szerzej stosowana w chemii kwantowej niż metoda wiązań walencyjnych. Jeszcze większy żal można czuć do Heitlera, że nie poświęcił on ani jednego zdania tak ważnemu problemowi, jakim jest hybrydyzacja orbitali atomowych.

Nieścisły sposób wyrażania się jest także wadą autora *Zarysu mechaniki kwantowej*. Na przykład na str. 189 czytamy, że „funkcję falową dla ustalonych wiązań nazywamy strukturą walencyjną” i dalej na tej samej stronie „... strukturę (walencyjną), której dwie kreski przecinają się, można wyrazić przez struktury, gdzie takich przecięć nie ma”. Z tego wynikałoby, że mamy funkcje falowe, których dwie kreski przecinają się, i takie, których kreski się nie przecinają.

Nieco uwagi chciałem także poświęcić sprawom terminologii. Angielskie słowo *valence* tłumaczone jest w książce najczęściej jako wartościowość. Kłopoty wynikają jednak stąd, że wartościowość ma w języku polskim utarte znaczenie i jest pojęciem węższym niż angielskie *valence*. Można by wprawdzie nadać słowu wartościowość inne znaczenie, umówić się, że oznacza ono coś innego niż dotychczas, niemniej jednak wyrażenie takie jak np. „skierowane wartościowości” jest, wydaje się, bardzo niefortunne. Dlatego też może lepiej byłoby pójść za przykładem języka niemieckiego, w którym istnieje termin *Wertigkeit* dla tradycyjnej wartościowości i obok niego niezależnie *Valenz*, którą można by w przybliżeniu zdefiniować jako zdolność tworzenia cząsteczki chemicznej. Osobiście głosowałbym właśnie za rozróżnieniem w języku polskim tych dwóch pojęć i stosowaniem np. terminu walencyjność obok zwykłej wartościowości. Termin ten uzyskał już zresztą pewne prawo obywatelstwa w języku polskim. Mówi się przecież powszechnie o metodzie wiązań walencyjnych, o strukturach walencyjnych (tę nazwę stosuje się także w omawianej książce Heitlera); podobnie należałoby nazywać elektronami walencyjnymi (a nie np. wartościowymi — jak to się często spotyka) te elektrony które mogą tworzyć wiązania, wolną walencyjnością określać niewykorzystaną zdolność wiążącą atomów itp.

Przy okazji można nadmienić, że nieporozumieniem byłoby przetłumaczenie tytułu książki Coulsona *Valence* jako „Wartościowość” — tak jak to zapowiada PWN w przedmowie do recenzowanego podręcznika.

Jak widać z kilku podanych powyżej przykładów, *Zarys mechaniki kwantowej* Heitlera nie jest wolny od wad. Oczywiście książka ta ma i liczne zalety, do których należy przede wszystkim proste pod względem matematycznym przedstawienie materiału. Brak dotąd w języku polskim podręczników chemii kwantowej, brak również elementarnych podręczników mechaniki kwantowej i z uwagi na to, wydaje się, że książka Heitlera może być pożyteczna szczególnie jako uzupełnienie odpowiedniego wykładu.

W. Kołos

## TREŚĆ

G. Białkowski, J. Wrzecionko — Zagadnienia teoretyczne związane z zasadami zachowania parzystości . . . . .	519
J. Werle — Naruszenie zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach . . . . .	549
St. Michnowski — Główny problem elektryczności atmosferycznej w Międzynarodowym Roku Geofizycznym 1957/58 . . . . .	567
<b>KRONIKA</b> . . . . .	595
<b>RECENZJE</b>	
S. Andrzejewski, W. Ney — Elektrownie jądrowe (rec. C. Dąbrowski) . . . . .	605
W. Heitler — Zarys mechaniki kwantowej z zastosowaniem do chemii kwantowej (rec. W. Kołos) . . . . .	607

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Doc. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI

*Gliwice* — Prof. mgr JÓZEF SZPILECKI

*Kraków* — Doc. dr JERZY JANIK

*Lublin* — Doc. dr ARMIN TESKE

*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

*Poznań* — Prof. dr MAREK KWIEK

*Szczecin* — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI

*Toruń* — Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

*Warszawa* — Prof. kand. n. ZDISŁAW WILHELMI

*Wrocław* — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI



## ERRATA

do tomu VIII, zesz. 5/1957

Str.	Wiersz od dołu od góry	Jest	Powinno być
570	5	$A = \lambda_+ + \lambda_- = \sum_r n_r k_r^+ + \sum_r n_r k_r^-$	$A = \lambda_+ + \lambda_- = \sum_r e n_r^+ k_r^+ + \sum_r e n_r^- k_r^-$
570	6	gdzie:	gdzie: $e$ — ładunek elementarny jonu
582	9	piorunowy prąd pogody	piorunowy prąd w czasie pogody
583	12	Pomiary Gischa...	Pomiary Gisha...
586	8,9	w zakresie długości fal	w zakresie częstotliwości
587	4	turbulencyjne pionowej wymiany	turbulencyjnej pionowej wymiany
588	13	działalnością burzową i elektrycznością atmosferyczną	działalnością burzową i przejawami elektryczności atmosferycznej
590	10	w atmosferze itp.	w atmosferze itp.).
592	4	H. Norider...	H. Norinder...

## SPROSTOWANIE

Redakcja zawiadamia, że w sprawozdaniu dotyczącym pracy Oddziału Łódzkiego PTF zamieszczonym w 3 zeszytcie VIII tomu „Postępów Fizyki” mylnie zostało podane nazwisko referenta. Referat pt. *Modelowe ujęcie budowy elektronu* wygłosił docent dr Eugeniusz Dmochowski, a nie Skorko, jak wydrukowano.