

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM X

ZESZYT 6

1959

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzec. 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 — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład (1522 + 128) 1650	Oddano do składania 22.X.59
Ark. wyd. 7 Ark. druk 8	Podpisano do druku 22.I.60
Rotogr. III kl. 80 g. 70 × 100	Druk ukończono w styczniu 1960.
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 1871/59 C-30

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

J. Smorodiński

Współczesny stan teorii rozpadu β (II)*

§ 6. Widmo dozwolonych przejść i korelacja elektron—neutrino

Według ogólnych zasad rachunku zaburzeń prawdopodobieństwo rozpadu β równa się:

$$w = 2\pi |H|^2 \varrho_E. \quad (6.1)$$

Gęstość stanów układu elektron—antyneutrino znajdujemy według ogólnych zasad¹ (będziemy sumować po spinach i dlatego nie będziemy uwzględniali ich statystycznej wagi ϱ_E)

$$\varrho_E = \frac{p^2 dp}{(2\pi)^3 dW} dW \frac{W^2}{(2\pi)^3} d\Omega_\nu d\Omega_e, \quad (6.2)$$

W , p — energia i pęd elektronu, W_ν — energia neutrino i $d\Omega_\nu$, $d\Omega_e$ — odpowiednie kąty bryłowe.

Wprowadzając energię rozpadu W_0 (granica widma β + masa elektronu) i kładąc $W_\nu = (W_0 - W)$ otrzymamy:

$$d^3w = \frac{1}{(2\pi)^5} |H|^2 (W^2 - m^2)^{1/2} (W_0 - W)^2 W dW d\Omega_\nu d\Omega_e. \quad (6.3)$$

Pozostawimy tylko dwie zmienne: energię elektronu i kąt między pędami elektronu i neutrino ϑ

$$\frac{d^2w(W\vartheta)}{d \cos \vartheta dW} = \frac{2}{(2\pi)^3} |H|^2 f(W), \quad (6.4)$$

gdzie przez $f(W)$ oznaczona jest tak zwana funkcja Fermiego

$$f(W)_1 = (W^2 - m^2)^{1/2} (W_0 - W)^2 W. \quad (6.5)$$

Wyliczmy teraz $|H|^2$.

* Pierwsza część tego artykułu ukazała się w poprzednim zeszycie *Postępów Fizyki* wraz z literaturą do całości.

¹ Nie bierzemy pod uwagę energii odrzutu. Pęd odrzutu jądra jest wyznaczony przez prawa zachowania.

Przy tym obliczeniu spotykamy wyrażenie typu $(e^* O \nu)^2$ gdzie O jest pewną macierzą.

Te wyrażenia można przekształcić w następujący sposób:

$$|e^* O \nu|^2 = (e^* O \nu) (\nu^* O^+ e). \quad (6.6)$$

Sumując po obu składowych ν i uwzględniając unormowanie ν , otrzymujemy:

$$|e^* O \nu|^2 = e^* O O^+ e. \quad (6.7)$$

Prawa strona stanowi średnią wartość operatora $O O^+$ obliczoną dla stanu elektronu wylatującego, który jest opisany dwuskładnikową funkcją Pauliego e .

Oznaczając wartości średnie przez kwadratowe nawiasy otrzymamy podstawowy wzór:

$$\sum_{Spin \nu} |e^* O \nu|^2 = [O O^+]_{sr}. \quad (6.8)$$

Zastosujemy tę regułę do (5.24). Dla niespolaryzowanego jądra iloczyn $\langle 1 \rangle \langle \sigma \rangle$ uśredniony po spinie jądra zniknie, dlatego możemy rozpatrywać oba składniki niezależnie

$$H = \langle 1 \rangle H_1 + \langle \vec{\sigma} \rangle H_\sigma \quad (6.9)$$

i dla niespolaryzowanego jądra

$$|H|^2 = \langle 1 \rangle^2 |H_1|^2 + \langle \vec{\sigma} \rangle^2 |H_\sigma|^2 \quad (6.10)$$

(jądrowe elementy macierzowe są rzeczywiste).

Jeżeli nie zajmujemy się polaryzacją, to $|H|^2$ wyliczone ze wzoru (6.8) trzeba wysumować po dwóch spinowych stanach elektronu. Ponieważ przy takim sumowaniu wyrazy, w które wchodzi liniowo macierz σ , znikają, zaś średnie wielkości wyrazów nie zawierających σ nie są zależne od stanu elektronu, to sumowanie sprowadza się do odrzucenia z otrzymanego wyrazu członów liniowych względem spinu i pomnożenia wyniku przez 2.

Dalsze obliczenia są oczywiste. Dla kwadratu modułu elementu macierzowego H_1 wysumowanego po stanach spinowych elektronu znajdziemy

$$\begin{aligned} \sum |H_1|^2 = & \frac{W+m}{2W} |g_s|^2 \left[\left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) (1 - \vec{\sigma} \vec{\nu}) \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) \right]_{sr} + \\ & + \frac{W+m}{2W} |g_v|^2 \left[\left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) (1 - \vec{\sigma} \vec{\nu}) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) \right]_{sr} + \end{aligned}$$

$$+ \frac{W+m}{2W} 2 \text{Reg}_s g_v^* \left[\left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) \right]_{sr}. \quad (6.11)$$

Do dalszych obliczeń będą potrzebne dwa wzory:

$$\left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right) = \frac{2m}{W+m}, \quad (6.12)$$

$$\left(1 \pm \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right)^2 = \frac{2W}{W+m} (1 \pm \beta \vec{\sigma} \vec{e}), \quad (6.13)$$

gdzie \vec{e} — wektor jednostkowy w kierunku pędu elektronu, zaś β — prędkość elektronu.

Wówczas otrzymamy z (6.11) po wysumowaniu po spinach elektronu

$$\sum |H_1|^2 = |g_s|^2 + |g_v|^2 - \beta (|g_s|^2 - |g_v|^2) \cos \vartheta + \frac{2m}{W} \text{Reg}_s g_v^*. \quad (6.14)$$

Wykorzystaliśmy tu wzór

$$[(\vec{\sigma} \vec{e}) (\vec{\sigma} \vec{v})]_{sr} = \vec{e} \vec{v} = \cos \vartheta. \quad (6.15)$$

Musimy teraz uściślić znaczenie kierunku \vec{v} .

W hamiltonianie znajduje się operator falowy anihilacji neutrina, będziemy jednak posługiwać się pędem wysyłanego antyneutrina. Jak już było mówione, operator falowy ν zawiera również kreacje $\tilde{\nu}$ z tym samym pędem, lecz odwrotnym kierunkiem spinu. Wobec tego możemy uważać \vec{v} za wektor jednostkowy, skierowany wzdłuż kierunku ruchu ν .

To rozumowanie możemy sprawdzić, rozpatrując na przykład składnik, odpowiadający skalarnemu wariantowi w (5.29). Zakładając dla uproszczenia, że prędkość elektronu równa się 1, przepisujemy czynnik opisujący lekkie cząstki w postaci:

$$e^* (1 + \vec{\sigma} \vec{e}) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) \nu. \quad (6.16)$$

Para elektron—antyneutrino nie zabiera momentu pędu, dzięki temu obie cząstki nie mogą wylatywać w jednym kierunku (ich skrętność jest jednakowa).

Z drugiej strony (6.16) znika dla $\vec{e} = \vec{v}$, jest to dowodem tego, że \vec{v} jest kierunkiem wylotu antyneutrina.

Wyliczenie $|H_\sigma|^2$ jest nieco dłuższe. Oznaczamy przez $\vec{\sigma} \vec{l}$ rzut spinu elektronu w kierunku polaryzacji jądra. Wówczas $|H_\sigma|^2$ wysumowane po wartościach polaryzacji elektronu równa się:

$$\begin{aligned} \frac{2W}{W+m} \sum |H_\sigma|^2 = & |g_T|^2 \left[\left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right)^2 \vec{\sigma} \vec{l} (1 - \vec{\sigma} \nu) \vec{\sigma} \vec{l} \right]_{sr} + \\ & + |g_A|^2 \left[\left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m} \right)^2 \vec{\sigma} \vec{l} (1 - \vec{\sigma} \nu) \vec{\sigma} \vec{l} \right]_{sr} + \\ & + \frac{2m}{W} \text{Reg}_T g_A^* [\vec{\sigma} \vec{l} (1 - \vec{\sigma} \nu) \vec{\sigma} \vec{l}]_{sr}. \end{aligned} \quad (6.17)$$

Obliczając iloczyny otrzymamy:

$$\sum |H_\sigma|^2 = |g_T|^2 + |g_A|^2 - \beta (|g_T|^2 - |g_A|^2) [\vec{\sigma} \vec{e}] (\vec{\sigma} \vec{l}) (\vec{\sigma} \nu) (\vec{\sigma} \vec{l})]_{sr}. \quad (6.18)$$

Dla wyliczenia czwartego iloczynu rozłożymy wektor jednostkowy \vec{l} na dwie składowe: \vec{l}_\parallel wzdłuż $\vec{\nu}$ i \vec{l}_\perp prostopadłe do $\vec{\nu}$. Wówczas $\vec{\sigma} \vec{l}_\parallel$ komutuje z $\vec{\sigma} \nu$, zaś $\vec{\sigma} \vec{l}_\perp$ antykomutuje, oraz

$$(\vec{\sigma} \vec{e}) (\vec{\sigma} \vec{l}) (\vec{\sigma} \nu) (\vec{\sigma} \vec{l}) = (\vec{\sigma} \vec{e}) (\vec{\sigma} \nu) [(\vec{\sigma} \vec{l}_\parallel)^2 - (\sigma l_\perp)^2] = (\vec{\sigma} \vec{e}) (\vec{\sigma} \nu) (l_\parallel^2 - l_\perp^2) \quad (6.19)$$

Uśredniając po kierunkach \vec{l} i zauważając, że

$$[l_\parallel^2]_{sr} = \frac{1}{3}, \quad [l_\perp^2]_{sr} = \frac{2}{3}$$

znajdziemy, że średnia wartość nawiasu w (6.19) jest równa $1/3$.

Podstawiając ten wynik do (6.23) znajdziemy

$$\sum |H_\sigma|^2 = |g_T|^2 + |g_A|^2 + 1/3 \beta (|g_T|^2 - |g_A|^2) + \frac{2m}{W} \text{Reg}_T g_A^*. \quad (6.20)$$

Wzór dla rozpadu β^+ otrzymamy z (6.20) po zmianie znaku ostatniego składnika (zmiana znaku g_T).

Wobec tego dla prawdopodobieństwa rozpadu β otrzymamy

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w(W, \vartheta)}{d \cos \vartheta dW} = & \frac{f(W)}{4\pi^3} \left\{ \langle 1 \rangle^2 (|g_S|^2 + |g_V|^2) + \langle \sigma \rangle^2 (|g_T|^2 + |g_A|^2) - \right. \\ & - \beta \cos \vartheta [\langle 1 \rangle^2 (|g_S|^2 - |g_V|^2 - \frac{1}{3} \langle \sigma \rangle^2 (|g_T|^2 - |g_A|^2))] + \\ & \left. + \frac{2m}{W} [\langle 1 \rangle \text{Re } g_S g_V^* + \langle \sigma \rangle \text{Re } g_T g_A^*] \right\}, \end{aligned} \quad (6.21)$$

gdzie $f(W)$ określone jest przez (6.5), zaś $\langle \sigma \rangle^2 \equiv \langle \vec{\sigma} \rangle^2$.

Z (6.21) widzimy, że przy rozpadzie niespolaryzowanych jąder interferują między sobą tylko warianty S i V albo T i A . Dlatego też mamy trzy przypadki, kiedy w widmie nie ma interferencyjnych członów: 1) iloczyny $g_s g_V^*$ i $g_T g_A^*$ są urojone — w tym wypadku kombinowana parzystość nie zachowuje się, 2) oddziaływanie jest sumą wariantów skalarnego i tensorowego — elektron jest spolaryzowany tak jak antyneutrino, i 3) oddziaływanie jest sumą wariantów wektorowego i pseudowektorowego — elektron jest spolaryzowany tak jak neutrino.

W ostatnich dwóch wypadkach wzór (6.19) możemy przepisać w postaci:

$$\frac{d^2 W}{d \cos \vartheta d W} = \frac{f(W)}{4\pi^3} \{ \langle 1 \rangle^2 (|g_{s,v}|^2 + \langle \sigma \rangle^2 |g_{T,A}|^2) (1 + \lambda \beta \cos \vartheta) \}, \quad (6.22)$$

$$\lambda_{S,T} = \frac{1 - 1/3 R}{1 + R}; \quad R = \frac{\langle \sigma \rangle^2}{\langle 1 \rangle^2} \left| \frac{g_T}{g_S} \right|^2 \quad (6.23)$$

i

$$\lambda_{V,A} = \frac{1 - 1/3 R}{1 + R}; \quad R = \frac{\langle \sigma \rangle^2}{\langle 1 \rangle^2} \left| \frac{g_A}{g_V} \right|^2. \quad (6.24)$$

Całkowite prawdopodobieństwo rozpadu β otrzymamy z (6.22) i wzoru następującego:

$$f = \int_m^{W_0} f(W) dW = (W_0^2 - m^2)^{1/2} \left[\frac{W_0^4}{30} - \frac{3 W_0^2 m^2}{20} - \frac{2 m^4}{15} \right] + \frac{W_0 m}{4} \ln \frac{W_0 + (W_0^2 - m^2)^{1/2}}{m} \quad (6.25)$$

W tablicach zwykle wprowadza się czas połowicznego rozpadu

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w}.$$

Dla wariantów (S,T) i (V,A) otrzymujemy

$$f t_{1/2} = \frac{2\pi^3}{|g_{s,v}|^2} \cdot \frac{1}{\langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2} \equiv \frac{A}{\langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2}. \quad (6.26)$$

Dobre tablice wartości $f t_{1/2}$ opracował Feingold [7], inne wiadomości o β -aktywnych jądrach podane są w tablicach Kinga [8].

§ 7. Polaryzacja elektronów

Korelacja pędów elektronów i neutrino, rozpatrywana w poprzednim paragrafie, pozwala, jak widzieliśmy, rozróżniać warianty rozpadu, nie daje nam ona jednak żadnych informacji o niezachowaniu pa-

rzystości. Informacji takich dostarczają jedynie zjawiska polaryzacyjne przy rozpadzie β . Ponieważ wektor polaryzacji transformuje się przy odbiciach inaczej niż wektor pędu, korelacja między kierunkiem spinu i pędu cząstki zależy od własności transformacyjnych układu względem odbić.

Jeśli rozpatrujemy rozpad jądra w spoczynku, to dzięki prawu zachowania pędu obraz rozpadu określamy przez dwa pędy (dla ustalenia uwagi przez pęd elektronu p_e i pęd antyneutrina p_ν) i cztery spiny. Spin neutrina jest zawsze równoległy do pędu. W związku z tym jedynie początkowa i końcowa polaryzacja jąder oraz polaryzacja elektronu są niezależne.

Mamy więc do rozporządzenia pięć wektorów. Amplituda przejścia jest zbudowana ze skalarów i pseudoskalarów utworzonych z tych wektorów ze współczynnikami (są one funkcjami energii elektronu) określającymi różne funkcje rozkładu mierzalne doświadczalnie. Bez udziału spinów można zbudować jedynie trzy skalary p_e^2 , p_ν^2 i $\vec{e} \cdot \vec{\nu}$. Odpowiednie części amplitudy rozproszenia wyznaczają widma elektronu i neutrina (jądra odrzutu)² i korelację elektron-neutrino. Na tym kończy się zbiór niezależnych wielkości, które mogą być zbudowane bez brania pod uwagę spinu.

Włączymy teraz do rozważań spin elektronu nie ustalając na razie spinów jąder w stanach początkowym i końcowym.

W paragrafie tym będziemy rozpatrywali korelację między kierunkiem spinu elektronu a pędami elektronu i neutrina, czyli pseudoskalary $\vec{\sigma} \cdot \vec{e}$, $\vec{\sigma} \cdot \vec{\nu}$ i skalar $\vec{\sigma}(\vec{e} \times \vec{\nu})$. Dla niespolaryzowanych jąder są to wszystkie możliwe wielkości charakteryzujące proces. W następnych paragrafach rozpatrzmy wielkości związane z polaryzacją jąder.

Wprowadzimy obecnie wygodny dla nas następujący prawoskrętny układ współrzędnych kartezjańskich. Jedną z osi skierujemy wzdłuż pędu elektronu (wersor \vec{e}), drugą oś skierujemy wzdłuż prostopadłej do płaszczyzny rozpadu (wersor \vec{n} , $\vec{n} \sim \vec{e} \times \vec{\nu}$). Trzecią oś umieścimy w płaszczyźnie rozpadu prostopadle do \vec{e} (wersor \vec{m} , $\vec{m} \sim \vec{n} \times \vec{e}$). Oczywiście zachodzą związki $\vec{e} \times \vec{m} = \vec{n}$, $\vec{m} \times \vec{n} = \vec{e}$.

Średnia polaryzacja elektronu, ogólnie mówiąc, może mieć składowe wzdłuż wszystkich trzech wektorów

$$\langle \vec{\sigma} \rangle = P_e \vec{e} + P_m \vec{m} + P_n \vec{n}. \quad (7.1)$$

² Widma elektronu i neutrina są związane, oczywiście, z zasadą zachowania energii.

Jak łatwo zobaczyć, trzy wersory po prawej stronie przekształcają się różnie przy odbiciach. Rozpatrujemy ich własności transformacyjne przy odbiciach P i T . Ponieważ nie bierzemy pod uwagę oddziaływania kulombowskiego, operację odbicia czasu będziemy rozumieli w sensie pierwszego przybliżenia rachunku zaburzeń (zmiana znaków pędów i spinów, porównaj §4.). Operację tę będziemy oznaczać przez T_1 w odróżnieniu od ścisłego odbicia czasu T . Poniżej rozpatrzemy również wpływ pola kulombowskiego. Przy odbiciach w przestrzeni P i w czasie T pędy zmieniają znak. W związku z tym przy tych odbiciach zmieniają znaki wersory \vec{e} i \vec{m} .

Z drugiej strony polaryzacja $\langle \vec{\sigma} \rangle$ nie zmienia się przy odbiciu P i zmienia znak przy odbiciach T i T_1 (transformuje się ona jak prędkość kątowna).

Przekształcenia przy odbiciach

odbicie wektor	P	T_1
\vec{e}	-	-
\vec{n}	+	+
\vec{m}	-	-
$\langle \vec{\sigma} \rangle$	+	-

Z tabeli widać, że przy zachowaniu parzystości, tzn. jeśli własności układu nie zmieniają się przy odbiciach, polaryzacja w pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń nie może mieć składowych wzdłuż żadnej

z osi, ponieważ $\vec{\sigma}$ przekształca się inaczej niż wszystkie wersory. Aby polaryzacja była różna od zera, musi zachodzić niezachowanie parzystości.

Jeśli nie zachowuje się parzystość przestrzenna, a zachowuje się czasowa, to pojawiają się składowe polaryzacji elektronu wzdłuż wersora \vec{e} (polaryzacja podłużna) i wzdłuż wersora \vec{m} . Nie może wystąpić przy tym polaryzacja wzdłuż wersora \vec{n} (porównaj znaki w kolumnie T_1). W tym wypadku polaryzacja elektronu leży w płaszczyźnie rozpadu. Jeśli nie zachowuje się parzystość czasowa, to polaryzacja elektronu może mieć składową wzdłuż wersora \vec{n} .

Zauważmy, że jeśli uśrednimy po wszystkich kierunkach wektora \vec{v} (nie będziemy rejestrować kierunku odrzutu jądra), to jedynym wy-

różnym kierunkiem będzie wektor \vec{e} . Wzdłuż tego wektora będzie skierowana polaryzacja niezależnie od zachowania P lub T . Ponieważ zachowanie parzystości czasowej związane jest z zespoloną wartością stałych rozpadu (lub, ściśle mówiąc, z różnicą faz różnych wariantów), może ono wystąpić jedynie w zjawiskach związanych z interferencją różnych wariantów. W czystych wariantach polaryzacja, w związku z tym, zawsze leży w płaszczyźnie rozpadu.

Wyprowadzimy teraz wzory dla polaryzacji elektronu.

Zacniemy od wariantu skalarnego. Prawdopodobieństwo rozpadu elektronu jest określone wzorem (6.10) nie uśrednionym po spinie. Prawdopodobieństwo to jest proporcjonalne do wyrażenia:

$$e^* \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) e. \quad (7.2)$$

W dalszych rachunkach będziemy, na ogół, opuszczali wspólne czynniki liczbowe, ponieważ nie będą nas interesować absolutne wartości prawdopodobieństw rozpadu, które wyliczyliśmy już poprzednio. Operator stojący między e^* i e określa prawdopodobieństwo kreacji elektronu z różnymi rzutami spinu. Jeśli operator ten sprowadzić do postaci proporcjonalnej do wyrażenia

$$1 + \vec{\sigma} \vec{P}, \quad (7.3)$$

to prawdopodobieństwo skreowania elektronu z rzutem spinu $1/2$ na kierunek wektora \vec{P} będzie równe

$$w_+ = 1 + |\vec{P}|$$

i odpowiednio dla rzutu $-1/2$

$$w_- = 1 - |\vec{P}|.$$

W związku z tym P jest z definicji polaryzacją elektronu

$$|\vec{P}| = \frac{w_+ - w_-}{w_+ + w_-}. \quad (7.4)$$

Przekształcimy operator występujący we wzorze (7.2). W tym celu rozłożymy \vec{v} na dwa wektory skierowane wzdłuż \vec{e} i \vec{m} . Otrzymamy

$$(\vec{\sigma} \vec{v}) = (\vec{e} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{e}) + (\vec{m} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{m}). \quad (7.5)$$

Biorąc pod uwagę antykomutację różnych składowych σ otrzymamy dla operatora (7.2) postać

$$\left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right)^2 [1 - (\vec{e} \nu)(\vec{e} \sigma)] - \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) (\vec{m} \nu)(\vec{\sigma} m). \quad (7.6)$$

Otwierając nawiasy i odrzucając wspólny czynnik otrzymujemy

$$1 + \beta(\vec{\sigma} \vec{e}) - (\beta + \vec{\sigma} \vec{e}) \vec{e} \nu - \frac{m}{W} \frac{\vec{m} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu} (\vec{\sigma} m). \quad (7.7)$$

Po podzieleniu przez $(1 - \beta \vec{e} \nu)$ otrzymamy

$$1 + \frac{\beta - \vec{e} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu} (\vec{\sigma} \vec{e}) - \frac{m}{W} \frac{\vec{m} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu} \vec{\sigma} m. \quad (7.8)$$

Porównując z (7.3) widzimy, że w wariacie skalarnym polaryzacja elektronu ma dwie składowe³: podłużną

$$P_e(S) = \frac{\beta - \vec{e} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu} \quad (7.9)$$

i poprzeczną

$$P_m(S) = - \frac{m}{W} \frac{\vec{m} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu}. \quad (7.10)$$

Wariant wektorowy różni się od skalarnego tym, że we wzorze (7.2) i odpowiednio w (7.6) należy zmienić znak przy $\vec{\sigma} \vec{p}$. Sprowadza się to do zmiany znaku przy β i prowadzi do następujących wzorów dla polaryzacji

$$P_e(V) = - \frac{\beta + \vec{e} \nu}{1 + \beta \vec{e} \nu}, \quad (7.11)$$

$$P_m(V) = - \frac{m}{W} \frac{\vec{m} \nu}{1 - \beta \vec{e} \nu}. \quad (7.12)$$

W wypadku wariantów tensorowego i pseudowektorowego zamiast operatora (7.2) należy rozpatrywać operator

³ Jest to zgodne z tym, że w czystym wariacie polaryzacja leży w płaszczyźnie rozpadu.

$$\left(1 \pm \frac{\sigma \vec{p}}{W + m}\right) \vec{\sigma} \vec{l} (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) \vec{\sigma} \vec{l} \left(1 \pm \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right), \quad (7.13)$$

gdzie górny znak odnosi się do tensorowego a dolny do pseudowektorowego wariantu i gdzie \vec{l} jest jednostkowym wektorem w kierunku spinu jądra, po którym należy uśrednić.

Średnia wartość (w sensie uśrednienia po kierunkach \vec{l}) potrójnego iloczynu $\vec{\sigma} \vec{l} (\vec{\sigma} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{l})$ była wyliczona w § 6 i jest równa $-\frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{v}$. Po uśrednieniu (7.13) przyjmuje postać

$$\left(1 \pm \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) \left(1 + \frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{v}\right) \left(1 \pm \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right). \quad (7.14)$$

Porównując to wyrażenie z (7.2) widzimy, że polaryzację w wariacie tensorowym można otrzymać z polaryzacji w wariacie skalarnym przez zamianę $\vec{v} \rightarrow -\frac{1}{3} \vec{v}$. Taka sama zamiana pozwala otrzymać polaryzację w wariacie pseudowektorowym z polaryzacji w wariacie wektorowym.

Dla tensorowego wariantu otrzymujemy

$$P_e(T) = \frac{\beta + \frac{1}{3} e \vec{\sigma}}{1 + \frac{1}{3} \beta e \vec{v}}, \quad (7.15)$$

$$P_m(T) = \frac{m}{3W} \frac{\vec{m} \vec{v}}{1 + \frac{1}{3} \beta e \vec{v}}, \quad (7.16)$$

a dla wariantu pseudowektorowego

$$P_e(A) = - \frac{\beta - \frac{1}{3} e \vec{v}}{1 - \frac{1}{3} \beta e \vec{v}}, \quad (7.17)$$

$$P_m(A) = \frac{m}{3W} \frac{\vec{m} \vec{v}}{1 - \frac{1}{3} \beta (e \vec{v})}. \quad (7.18)$$

Wypiszemy jeszcze wzory dla wariantów (S, T) i (V, A). Ponieważ dodają się prawdopodobieństwa a nie polaryzacje, więc jeśli napisać prawdopodobieństwo wysłania elektronu w postaci

$$w \sim F(\vartheta) + G(\vartheta) \vec{\sigma} \vec{e} + \frac{m}{W} H(\vartheta) (\vec{\sigma} \vec{m}), \quad (7.19)$$

to polaryzacja elektronu będzie określona wzorami

$$P_e = \frac{G(\vartheta)}{F(\vartheta)}, \quad (7.20)$$

$$P_m = \frac{m}{W} \frac{\bar{H}(\vartheta)}{F(\vartheta)}. \quad (7.21)$$

Dla wariantu (S, T) otrzymujemy

$$\begin{aligned} F(\vartheta) &= 1 - \beta \vec{e} \vec{v} + A \left(1 + \frac{1}{3} \beta \vec{e} \vec{v} \right), \\ G(\vartheta) &= \beta - \vec{e} \vec{v} + A \left(\beta + \frac{1}{3} \vec{e} \vec{v} \right), \\ H(\vartheta) &= \left(\frac{A}{3} - 1 \right) \vec{m} \vec{v}, \end{aligned} \quad (7.22)$$

$$A = \left| \frac{g_T}{g_S} \right|^2 \frac{\langle \sigma \rangle^2}{\langle 1 \rangle^2},$$

a dla wariantu (A, V)

$$\begin{aligned} F(\vartheta) &= 1 + \beta \vec{e} \vec{v} + A \left(1 + \frac{1}{3} \beta \vec{e} \vec{v} \right), \\ G(\vartheta) &= -\beta + \vec{e} \vec{v} + A \left(\beta + \frac{1}{3} \vec{e} \vec{v} \right), \\ H(\vartheta) &= \left(\frac{A}{3} - 1 \right) \vec{m} \vec{v}, \end{aligned} \quad (7.23)$$

$$A = \left| \frac{g_A}{g_V} \right|^2 \frac{\langle \sigma \rangle^2}{\langle 1 \rangle^2}.$$

W celu otrzymania wzoru opisującego wszystkie cztery warianty należy we wzorze (7.22) podstawić sumę odpowiednich wyrazów z (7.22) i (7.23) pomnożonych odpowiednio przez $|g_S|^2 \langle 1 \rangle^2$ i $|g_V|^2 \langle 1 \rangle^2$. Oprócz tego należy jeszcze dodać człony pochodzące od interferencji (S, V) i (T, A) (inne kombinacje nie interferują w wypadku niespolaryzowanego jądra). Nie będziemy szczegółowo wypisywać tych wyrazów, a jedynie pobieżnie wskażemy ich niektóre własności. W celu znalezienia interferencji S i V należy, oczywiście, zamienić operator powstający przy pomnożeniu H_S i H_V^\dagger

$$g_S g_V^* \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) (1 - \vec{\sigma} \nu) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) + h.s. \quad (7.24)$$

Przekształcając operatory i odrzucając (jak i poprzednio) czynnik $2W/W + m$ otrzymamy

$$2 \operatorname{Re} g_S g_V^* \frac{m}{W} [1 + (\vec{\nu} \vec{e})(\vec{\sigma} \vec{e})] + 2 \beta \operatorname{Re} g_S g_V^* (\vec{m} \vec{\nu})(\vec{\sigma} \vec{m}) - \\ - 2 \operatorname{Im} g_S g_V^* (\vec{n} \vec{e})(\vec{\sigma} \vec{n}). \quad (7.25)$$

Interferencja między T i A daje analogiczne wyrazy, należy jedynie zamienić

$$\beta \rightarrow -\frac{1}{3} \beta, \quad g_S g_V^* \rightarrow g_T g_A^*.$$

W związku z tym, co mówiliśmy poprzednio, wyrazy interferencyjne prowadzą do pojawienia się składowych polaryzacji wzdłuż trzeciego wersora \vec{n} . Polaryzacja w tym kierunku w rachunku zaburzeń powstaje wtedy, gdy stałe sprzężenia są zespolone (ściślej mówiąc, gdy fazy g_S i g_T lub g_S i g_V są różne). Może to zachodzić tylko przy niezachowaniu czasowej parzystości.

Do takiego samego wyniku prowadzi również oddziaływanie kulombowskie przy zachowaniu parzystości czasowej. W tym bowiem wypadku wyraz z $\vec{\sigma} \vec{p}$ otrzymuje zespolony czynnik (dla małych Z) $a = 1 + i \frac{Ze^2}{\hbar v}$. Wówczas otrzymujemy

$$\left(1 + a \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) \left(1 - a^* \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) \rightarrow \frac{2m}{W} (2i\beta) \quad (7.26)$$

zamiast $2m/W$ (przy $Z = 0$). Prowadzi to do pojawienia się polaryzacji w kierunku \vec{n} dla wszystkich wariantów (nawet bez interferencji różnych wariantów). W wyrazach interferencyjnych polaryzacja związana z oddziaływaniem kulombowskim jest proporcjonalna do $\operatorname{Re} g_S g_V^*$ i $\operatorname{Re} g_T g_A^*$, podczas gdy polaryzacja związana z niezachowaniem parzystości czasowej jest proporcjonalna do urojonych części tych iloczynów. Jest to związane z tym, że przy odbiciu czasu $g \rightarrow g^*$, tzn. $\operatorname{Re} g_S g_V^*$ i $\operatorname{Re} g_T g_A^*$ nie zmieniają znaku, a $\operatorname{Im} g_S g_V^*$ i $\operatorname{Im} g_T g_A^*$ zmieniają znak. Dzięki temu tylko ostatnie wyrazy naruszają niezmienniczość względem odbicia czasu.

Ze wzoru (7.26) można wyciągnąć ogólne wnioski o własnościach oddziaływania kulombowskiego. Z wzoru tego widać mianowicie, że po-

laryzacja $\vec{\sigma} \vec{e}$ powstająca na skutek oddziaływania kulombowskiego jest przesunięta w fazie o $\pi/2$ (czynnik i) w stosunku do innych podobnych do niej wyrazów. Dlatego też interferencja kulombowska będzie zawsze przesunięta w fazie w stosunku do niekulombowskiej. Z tego, co mówiliśmy o parzystości czasowej, wynika, że jeśli rozpatrywany efekt nie jest niezmienniczy względem przybliżonego (bornowskiego) odbicia czasu, to bez uwzględniania oddziaływania kulombowskiego pojawią się wyrazy z urojonymi częściami iloczynów stałych rozpadu, zaś oddziaływanie kulombowskie daje wyrazy proporcjonalne do ich części rzeczywistych. W efektach niezmienniczych względem przybliżonego odbicia czasu sytuacja jest odwrotna. Wyrazy niekulombowskie będą proporcjonalne do części rzeczywistych iloczynów stałych a kulombowskie do urojonych. Rozważania te są przydatne do zrozumienia struktury wielu wzorów.

§ 8. Rozpad spolaryzowanych jąder

W poprzednich rozdziałach rozpatrywaliśmy wszystkie efekty, które nie wiążą się z polaryzacją jądra w stanach końcowym i początkowym. Teraz zajmiemy się rozpadem spolaryzowanego jądra. W tym wypadku rozkład kątowy elektronów przestaje być izotropowy — powstaje korelacja pędu elektronu z kierunkiem spinu jądra. Eksperymentalne wykrycie tego efektu przez Wu potwierdziło słuszność koncepcji Yanga i Lee. Jeśli nie brać pod uwagę polaryzacji jądra po rozpadzie, to uzyskamy trzy nowe efekty nie związane ze spinem elektronu: 1) korelacja pędu elektronu i polaryzacji jądra — pseudoskalar $\vec{e} \vec{l}$ (\vec{l} — wektor jednostkowy w kierunku polaryzacji), 2) korelacja pędu neutrina z polaryzacją jądra — pseudoskalar $\vec{\nu} \vec{l}$ i 3) wpływ polaryzacji jądra na korelację elektron-neutrino — skalary $\vec{l} (\vec{e} \times \vec{\nu})$ i $Q_{ik} (e_i \nu_k + e_k \nu_i)$, gdzie Q_{ik} — tensor polaryzacji jądra.

Korelacje $\vec{e} \vec{l}$ i $\vec{\nu} \vec{l}$ naruszają parzystość przestrzenną (skalary T_1), zaś $\vec{l} (\vec{e} \times \vec{\nu})$ narusza parzystość czasową (skalar względem P). Efekt tensorowy nie zmienia parzystości. Przy przejściach dozwolonych brak tych efektów w wariantach S i V , ponieważ w tych wariantach elementy macierzowe nie zależą od spinu jądra. W ten sposób anizotropia rozmieszczenia elektronów jest związana z przyczynkami od wariantów T i A . Jedynie przy przejściach bez zmiany spinu i parzystości (przejścia $j \rightarrow j$) przyczynki będą dawały również człony pochodzące od wariantów S i V (dzięki ich interferencji z członami podstawowymi).

Wobec tego, że nie dokonujemy uśrednienia po spinie jądra, argumenty przedtem używane nie mogą być w dalszym ciągu stosowane i jeśli nie ma pola kulombowskiego, to S interferuje z T , zaś V z A (interferują warianty z jednakową skrętnością). Zauważmy jednak, że gdy przejścia $I \rightarrow I$ zachodzą między jądrami niezwienciadlanymi, to towarzyszy im zmiana spinu izotopowego jąder. Przy tym element macierzowy Fermiego (1) bardzo często jest mały i interferencyjne człony praktycznie nie istnieją (w przybliżeniu ładunkowej niezmienniczości są one równe zero).

Rozpocznemy nasze rozważania od przejść w wariantach T i A ; człony interferencyjne będziemy rozpatrywali później.

Wróćmy do wzoru (7.12). Wzór ten podaje rozkład lekkich cząstek przy określonych stanach spinowych jąder, określonych przez wektor \vec{l} . Wektor \vec{l} powstał z elementu macierzowego obliczonego przy pomocy funkcji falowych początkowego i końcowego stanu jądra. Możemy go napisać w postaci:

$$\vec{M} = \Phi_{końc.}^* \sum \sigma^{(i)} \Phi_{pocz.}, \quad (8.1)$$

gdzie sumowanie jest rozciągnięte na wszystkie neutrony jądra, o ile dla ustalenia uwagi wybierzemy znów wypadek elektronowego rozpadu β . Ten element macierzowy zależy od rzutu spinu jądra w stanach początkowym i końcowym. Kwadrat wektora (8.1) jest proporcjonalny do wielkości $\langle \sigma \rangle^2$, o której mówiliśmy już poprzednio. Napiszemy (8.1) w postaci

$$\vec{M} = \langle \sigma \rangle \vec{a}(I, M; I', M') \quad (8.2)$$

wydzielając część kątową (wektorową) z elementu macierzowego w postaci wektora jednostkowego $\vec{a}(a_x, a_y, a_z)$. Współrzędne a_x, a_y, a_z zależą od spinu jądra i jego rzutu w początkowym (I, M) i końcowym (I', M') stanie (są one proporcjonalne do współczynników Clebscha Gordana) i z definicji zachodzi

$$|a_x|^2 + |a_y|^2 + |a_z|^2 = 1. \quad (8.3)$$

Z unormowania wynika, że $\vec{M}^2 = \langle \sigma \rangle^2$ i prawdopodobieństwo przejścia zadaną zmianą spinu i z zadanym rzutem jest proporcjonalne do kwadratu modułu odpowiedniej współrzędnej a_k .

Przy przejściach dozwolonych rzut spinu jądra może się zmieniać o 0 lub o ± 1 . Oczywiście oznacza to, że lekkie cząstki (elektron i neutrino) unoszą ze sobą rzut spinu (sumaryczny), równy odpowiednio 0, ± 1 , ponieważ całkowity sumaryczny rzut spinu całego układu nie zmienia się.

W starym obrazie, w którym spin lekkich cząstek nie był związany z pędem, doprowadzało to do zależności polaryzacji lekkich cząstek od kierunku wylotu, lecz nie wpływało na rozkład kątowy. W obrazie dwuskładnikowego neutrina pęd antyneutrina jest skierowany wzdłuż spinu i dlatego anizotropia orientacji spinów prowadzi również do anizotropii kierunków wylotu elektronu.

Rozpatrzmy jądro z określonym rzutem spinu M_0 i przejście z określoną zmianą spinu jądra $I \rightarrow I'$.

Amplituda przejścia będzie proporcjonalna do wyrażenia

$$\vec{a} e^* \left(1 \pm \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m} \right) \vec{\sigma} (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) e, \quad (8.4)$$

gdzie znaki „+” oraz „-” dotyczą odpowiednio wariantów T i A . Podnosząc do kwadratu i uśredniając po spinie elektronu i kierunkach wylotu neutrina (nie rozważamy na razie korelacji elektron-neutrino) otrzymamy dla prawdopodobieństwa rozpadu wyrażenie

$$w \sim \sum_{i,k} a_i a_k^* [(1 \pm \beta \vec{\sigma} e) \sigma_i \sigma_k]_{sr}. \quad (8.5)$$

Zauważmy, że

$$[\sigma_i \sigma_k]_{sr} = \delta_{ik}, \quad [\vec{v} e \sigma_i \sigma_k]_{sr} = i \vec{e}_i \times \vec{k}, \quad (8.6)$$

gdzie przez $\vec{i} \times \vec{k}$ oznaczony jest trzeci wersor. Wówczas

$$w \sim 1 \pm i \beta (\vec{a} \times \vec{a}^*) \vec{e} \quad (8.7)$$

Wprowadzając zamiast a_x i a_y , wyrażenia a_+ i a_-

$$a_{\pm} = 2^{-1/2} (a_x \pm i a_y) \quad (8.8)$$

odpowiadające zmianom $|\Delta M| = 1$, otrzymamy wybierając w charakterze osi kwantowania oś polaryzacji jądra \vec{l}

$$w \sim 1 \mp \beta (\vec{e} \vec{l}) (a_+^2 - a_-^2). \quad (8.9)$$

Z wzoru (8.1) widzimy, że współczynniki a_+ i a_- powstają przez dodanie do spinu początkowego jądra I spinu końcowego jądra I' ($I' = I \pm 1$ albo I), przy czym powstaje wektor \vec{l} . Zgodnie z ogólnymi zasadami są one proporcjonalne do współczynników Clebscha-Gordana, które odpowiadają schematowi dodawania $I + 1 = I'$.

Przytaczamy tablicę potrzebnych nam współczynników Clebscha-Gordana.

Współczynniki Clebscha-Gordana

Spin koń- co- wego jądra	$\Delta M = 1$	$\Delta M = 0$	$\Delta M = -1$	suma kwadratów współczynników	
	$a_+ \sim$	$a_0 \sim$	$a_- \sim$	przy zadany M	przy zadany M_0
$I + 1$	$\left(\frac{(I + M)(I + M + 1)}{(2I + 1)(2I + 2)} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{(I - M + 1)(I + M + 1)}{(2I + 1)(I + 1)} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{(I - M)(I - M + 1)}{(2I + 1)(2I + 2)} \right)^{1/2}$	1	$\frac{2I + 3}{2I + 1}$
I	$\left(\frac{(I + M)(I - M + 1)}{2I(I + 1)} \right)^{1/2}$	$-\frac{M}{I^{1/2}(I + 1)^{1/2}}$	$-\left(\frac{(I - M)(I + M + 1)}{2I(I + 1)} \right)^{1/2}$	1	1
$I - 1$	$\left(\frac{(I - M)(I - M + 1)}{2I(2I + 1)} \right)^{1/2}$	$-\left(\frac{(I - M)(I + M)}{I(2I + 1)} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{(I + M + 1)(I + M)}{2I(2I + 1)} \right)^{1/2}$	1	$\frac{2I - 1}{2I + 1}$

Współczynniki Clebscha-Gordana są zwykle tak unormowane, że suma ich kwadratów w wierszu równa się 1. Takie unormowanie odpowiada sumowaniu przy stałym rzucie spinu jądra M' w stanie końcowym. Nam są potrzebne współczynniki a_k normowane przy określonym rzucie spinu M_0 w stanie początkowym. Dlatego podstawiając w pierwszej kolumnie $M = M_0 + 1$, w drugiej $M = M_0$ i w trzeciej $M = M_0 - 1$ znajdziemy, że suma kwadratów współczynników przy określonym M_0 w wierszu równa się wartości przytoczonej w ostatniej kolumnie. Przez te wyrażenia należy podzielić kwadraty współczynników Clebscha-Gordona po to, by otrzymać a_+^2 i a_-^2 . Proste obliczenia przy pomocy podanej tablicy prowadzą wówczas do następujących rezultatów:

$$a_+^2 - a_-^2 = \begin{cases} \frac{M_0}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ -\frac{M_0}{I(I+1)} & \text{,, ,, } I \rightarrow I, \\ -\frac{M_0}{I} & \text{,, ,, } I \rightarrow I-1. \end{cases} \quad (8.10)$$

Uśrednimy te wielkości po wszystkich jądrach tarczy. Ponieważ

$$\frac{\langle M_0 \rangle}{I} = P \quad (8.11)$$

jest polaryzacją jądra, to otrzymamy ostateczny rozkład kątowy dla wariantów T i A w postaci

$$w(T) \sim 1 - \beta \vec{e} \vec{l} P \omega, \quad (8.12)$$

$$w(A) \sim 1 + \beta \vec{e} \vec{l} P \omega, \quad (8.13)$$

gdzie

$$\omega = \begin{cases} \frac{I}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ -\frac{1}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I, \\ -1 & \text{dla przejścia } I \rightarrow I-1. \end{cases} \quad (8.14)$$

Wzory (8.12) i (8.13) opisują efekty dla przejść ze zmianą spinu. Dla przejścia $I \rightarrow I$ trzeba jeszcze obliczyć człon interferencyjny. Interferencję wariantów wektorowego i pseudowektorowego opisuje wyraz

$$\begin{aligned}
 & a_0 g_V g_A^* \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{l}) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) + \\
 & + a_0 g_V^* g_A \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) (\vec{\sigma} \vec{l}) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) = \\
 & - 2 a_0 \operatorname{Re} g_V g_A^* \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{l}) \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right).
 \end{aligned} \tag{8.15}$$

Uśredniając po \vec{v} i odrzucając mnożnik $2W/W + m$ otrzymamy wyrażenie

$$2 a_0 \operatorname{Re} g_V g_A^* (1 \beta \vec{\sigma} \vec{e}) \vec{\sigma} \vec{l}. \tag{8.16}$$

W odróżnieniu od wzoru (8.7) w wyrażeniu (8.16) występuje tylko pierwsza potęga \vec{l} . Uśredniając po spinie elektronu sprowadzamy (8.16) do postaci

$$- 2 \beta a_0 \operatorname{Re} g_V g_A^* (\vec{e} \vec{l}). \tag{8.17}$$

Podstawiając wartość a_0 z tablicy

$$a_0 = \frac{M}{I^{1/2} (I + 1)^{1/2}} \tag{8.18}$$

i uśredniając po spinach tarczy, oraz wprowadzając polaryzację jądra P sprowadzamy (8.17) do postaci

$$- 2 \beta P \operatorname{Re} g_V g_A^* \left(\frac{I}{I + 1}\right)^{1/2}. \tag{8.19}$$

Wyraz interferencyjny wariantów S i T otrzymamy, gdy zamienimy w (8.16) $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$. Ponieważ taka zamiana nie wpływa na wynik (na skutek uśrednienia po spinie elektronu), to dla członu interferencyjnego otrzymamy

$$2 \beta P \operatorname{Re} g_S g_T^* \left(\frac{I}{I + 1}\right)^{1/2}. \tag{8.20}$$

Możemy obecnie napisać wyrażenie dla rozkładu elektronów przy przejściu $I \rightarrow I$. Wprowadzając jądrowe elementy macierzowe $\langle 1 \rangle$ i $\langle \sigma \rangle$, oraz zestawiając (8.19) i (8.22) otrzymamy dla wariantów A, V

$$w(VA) = 1 - \beta \frac{B}{1 + |A|^2} (\vec{e} \vec{l}) P, \tag{8.21}$$

gdzie

$$A = \frac{g_V \langle 1 \rangle}{g_A \langle \sigma \rangle}, \quad (8.22)$$

$$B = \frac{1}{I+1} + \left(\frac{I}{I+1} \right)^{1/2} \text{Re } A. \quad (8.23)$$

Dla wariantu S, T analogicznie otrzymamy

$$w(ST) = 1 + \beta \frac{B}{1 + |A|^2} (\vec{e} \vec{l}) P, \quad (8.24)$$

$$A = \frac{g_S \langle 1 \rangle}{g_T \langle \sigma \rangle}, \quad (8.25)$$

$$B = \frac{1}{I+1} + \left(\frac{I}{I+1} \right)^{1/2} \text{Re } A. \quad (8.26)$$

Dla rozpadu pozytronowego we wzorach należy wprowadzić dwie zmiany. Po pierwsze, zmieni się znak przed β (odwrotny znak polaryzacji pozytronu) i po drugie, wobec zmiany znaku stałych rozpadów V i T , człon interferencyjny zmieni znak. Wobec powyższego we wszystkich wzorach należy zmienić znak przed β , zaś w wypadku przejścia $I \rightarrow \bar{I}$ również i znak członu interferencyjnego.

Wspólne rozpatrywanie wszystkich czterech wariantów nie wnosi niczego istotnie nowego, ponieważ V i A nie interferują z T , zaś S nie interferuje z V i A , o ile zaniedbamy oddziaływanie kulombowskie. Gdy jednak uwzględnimy to oddziaływanie, to interferencja pojawi się. Efekt ten będzie przy tym proporcjonalny do urojonej części odpowiednich iloczynów stałych ($\text{Im } g_S g_V^*$ itd.) i dlatego będzie istnieć tylko przy niezachowaniu czasowej parzystości oraz w obecności jednocześnie wariantów (V, A) i (S, T). Ponieważ umówiliśmy się ograniczyć w zasadzie do wariantów V i A oraz S i T , to nie będziemy się nad tym szczegółowiej zastanawiać.

Rozpatrzmy teraz korelację kierunku wylotu antyneutrino ze spinem jądra. Ponieważ skrętność antyneutrino jest przeciwna skrętności elektronu w wariantach V, A , zaś jego prędkość równa się prędkości światła, to we wzorach dla elektronu otrzymanych dla wariantów V, A należy dokonać po prostu formalnej zamiany

$$\vec{e} \rightarrow \vec{\nu}, \quad \beta = -1. \quad (8.27)$$

Oprócz tego możemy wykazać, że znak członu interferencyjnego pozostanie bez zmian. Otrzymamy więc dla antyneutrino z prawą skrętnością wzory:

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \vec{\nu} \vec{l} P \omega, \quad (I \rightarrow I \pm 1), \quad (8.28)$$

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \frac{1}{I+1} - \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2} \text{Re } A \frac{\vec{\nu} \vec{l} P}{1 + |A|^2}, \quad (I \rightarrow I). \quad (8.29)$$

Wzory dla neutrino otrzymamy zmieniając znak przed drugim członem i przy $\text{Re } A$.

Najbardziej interesujący jest rozpad spolaryzowanego neutronu (Telegdi i inni [136]). W tym wypadku jądrowe elementy macierzowe są znane $\langle 1 \rangle = 1$, $\langle \sigma \rangle = \sqrt{3}$.

Oznaczając wartość bezwzględną stosunku stałych Fermiego i Gamowa-Tellera przez λ

$$\lambda = \frac{g_V}{g_A} \quad \text{lub} \quad \frac{g_S}{g_T}, \quad (9.30)$$

otrzymamy z wzorów (8.23) dla korelacji elektronu z kierunkiem spinu neutronu (wariant V, A) wzór:

$$w(e) \sim \frac{\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \text{Re } \lambda}{1 + \frac{1}{3} |\lambda|^2} e \vec{l}, \quad (8.31)$$

zaś dla antyneutrino

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \frac{\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \text{Re } \lambda}{1 + \frac{1}{3} |\lambda|^2} \vec{\nu} \vec{l}. \quad (8.32)$$

Obliczymy teraz wpływ polaryzacji jądra na korelację. Wróćmy w tym celu do wzoru (8.4). Jeśli przy przejściu do (8.5) nie dokonywać uśrednienia po kierunkach wylotu neutrino, a uśrednić tylko po spinie elektronu, to do (8.5) należy dodać człony:

$$- \sum_{i,k} a_i a_k^* [(1 \pm \beta \vec{\sigma} e) \sigma_i (\vec{\sigma} \nu) \sigma_k]_{sr}. \quad (8.33)$$

Korelację $\vec{e} \nu$ opisuje tylko drugi składnik

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* [(\vec{\sigma} e) \sigma_i (\vec{\sigma} \nu) \sigma_k]_{sr}. \quad (8.34)$$

Pierwsza składowa opisuje, oczywiście, korelację między pędem neutrino a polaryzacją jądra. Korzystając z wzoru

$$(\vec{\sigma} \vec{A})(\vec{\sigma} \vec{B}) = \vec{A} \vec{B} + i \vec{\sigma}(\vec{A} \times \vec{B}), \quad (8.35)$$

gdzie \vec{A} i \vec{B} są dowolnymi wektorami, przedstawimy (8.34) w postaci

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* (e_i v_k + e_k v_i - \delta_{ik} \vec{e} v). \quad (8.36)$$

Wydzielając składową, opisującą korelację niezależną od polaryzacji jądra

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* \left(e_i v_k + e_k v_i - \frac{2}{3} \vec{e} v \right) \pm \frac{\beta}{3} \vec{e} v \quad (8.37)$$

oraz uśredniając po różnych jądrach widzimy, że wpływ polaryzacji jądra jest opisany przez sumę

$$\mp \beta \sum_{i,k} [a_i a_k^*]_{sr} \left(e_i v_k + e_k v_i - \frac{2}{3} \vec{e} v \right)_{sr}. \quad (8.38)$$

Wzór (8.38) można napisać w postaci

$$\mp \beta \sum_{i,k} R_{ik} e_i v_k, \quad (8.39)$$

gdzie tensor

$$R_{ik} = \frac{1}{2} \left[a_i a_k^* + a_k a_i^* - \frac{2}{3} \delta_{ik} \right]_{sr} \quad (8.40)$$

jest proporcjonalny do tensora kwadrupolaryzacji tarczy. Wynika stąd, że korelacja tensorowa może wystąpić jedynie u jąder ze spinem $> \frac{1}{2}$.

Jeśli teraz w charakterze osi układu współrzędnych wybierzemy osie główne symetrycznego tensora R_{ik} , to ten tensor będzie posiadał tylko trzy niezależne składowe, których suma będzie równa zero. Wprowadzając składowe a_{\pm} znajdziemy

$$R_{xx} = R_{yy} = \frac{1}{2} (a_+^2 + a_-^2) - \frac{1}{3} = -\frac{1}{2} \left(a_0^2 - \frac{1}{3} \right), \quad (8.41)$$

$$R_{zz} = a_0^2 - \frac{1}{3}.$$

Podstawiając ten wynik do (8.36) i korzystając z wartości a_0^2 otrzymamy

$$\begin{aligned} & \mp \beta [2 e_z v_z - e_x v_x - e_y v_y] \cdot \left[\frac{[M^2]_{sr}}{I(I+1)} - \frac{1}{3} \right] \eta = \\ & = \mp \beta \left[\frac{1}{3} \vec{e} v - (\vec{e} \vec{l})(\vec{v} \vec{l}) \right] \left[\frac{I(I+1) - [M^2]_{sr}}{I(I+1)} \right] \eta, \end{aligned} \quad (8.42)$$

gdzie $[M^2]$ jest średnią wartością kwadratu rzutu spinu. Mnożnik w kwadratowym nawiasie staje się równy zero, gdy wszystkie wartości M^2 są równie prawdopodobne (brak kwadrupolaryzacji)

$$\eta = \begin{cases} -\frac{I}{2I+3} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ 1 & \text{,, ,, } I \rightarrow I, \\ -\frac{I}{2I-1} & \text{,, ,, } I \rightarrow I-1. \end{cases} \quad (8.43)$$

Wyrażenie (8.39) należy dodać do $\pm \frac{\beta}{3} \vec{e} \vec{v} = \pm \frac{\beta}{3} \cos \vartheta$ — odpowiednie wyrażenia dla korelacji w wariantach T, A — wzór (6.26).

Dla korelacji przy rozpadzie pozytronowym wzór pozostaje ten sam.

Pozostały nam jeszcze do rozpatrzenia człony interferencyjne, które pojawiają się przy przejściach $I \rightarrow I$.

Człony te prowadzą do korelacji typu wektorowego. Z (8.15) w podobny sposób otrzymamy, że korelacja jest opisana przez dodatkowe wyrażenia

$$\left. \begin{array}{l} -\operatorname{Re} g_s g_T^* \\ +\operatorname{Re} g_v g_A^* \end{array} \right\} \times \beta [\vec{\sigma} \vec{e}] (\vec{\sigma} \vec{v}) (\vec{\sigma} \vec{l})]_{sr} a_0. \quad (8.44)$$

Średnia wartość iloczynu we wzorze (8.44) równa się $i(\vec{e} \times \vec{v}) \vec{l}$. W związku z tym całe to wyrażenie można napisać w postaci

$$\left. \begin{array}{l} +2 \operatorname{Im} g_s g_T^* \\ -2 \operatorname{Im} g_v g_A^* \end{array} \right\} \times \beta P (\vec{e} \times \vec{v}) \vec{l} \left(\frac{I}{I+1} \right)^{1/2}. \quad (8.45)$$

W tym wypadku uzyskamy tylko wtedy efekt, gdy niezachowana będzie kombinowana parzystość — zgodnie z tym, co stwierdziliśmy poprzednio.

Wyrażenia (8.45) zmieniają, oczywiście, znak przy przejściu do rozpadu pozytronowego.

Przy rozpadzie spolaryzowanego jądra obraz polaryzacji elektronów jest dość złożony.

Jeśli w (8.4) nie uśredniać po spinie, to powstaje szereg członów proporcjonalnych do $\vec{\sigma}$. Człony te można podzielić na dwie grupy, różniące się tym, że jedne będą dawały polaryzację proporcjonalną do polaryzacji jąder, drugie zaś będą dawały polaryzację proporcjonalną do kwadrupolaryzacji. Pierwsze określają składowe polaryzacji elektronu

$$\langle \sigma_i \rangle = \sum_k a_{ik} P_k \quad (8.46)$$

jako funkcję liniową składowych polaryzacji jąder, drugie zaś dają związek typu

$$\langle \sigma_i \rangle = \sum_{k,l} \beta_{ikl} R_{kl}.$$

Współczynniki α_{ik} i β_{ikl} zbudowane są z wektorów \vec{e} i $\vec{\nu}$. Własności tych współczynników względem odbić mogą być zbadane analogicznie jak poprzednio.

We wzorze (8.46) składowe polaryzacji jądra i elektronu przekształcają się jednakowo. W związku z tym, oczywiście, przy zachowaniu parzystości współczynniki α_{ik} nie powinny zmieniać się przy odpowiednim odbiciu. Gdy wybierzemy układ współrzędnych \vec{e} , \vec{n} , \vec{m} , którym posługiwaliśmy się w rozdziale siódmym, to posługując się tablicą ze str. 605 możemy wypisać współczynniki (± 1) dla przekształceń iloczynów par wektorów, które, oczywiście, będą współczynnikami dla przekształceń wielkości (α_{ik}).

	P	T_1
$\vec{e}\vec{e}, \vec{n}\vec{n}, \vec{m}\vec{m}$	+	+
$\vec{e}\vec{n}$	-	-
$\vec{e}\vec{m}$	+	+
$\vec{n}\vec{m}$	-	-

Widzimy, że zachowanie P pociąga za sobą znikanie składowych $\vec{e}\vec{n}$ i $\vec{n}\vec{m}$ (wpływ polaryzacji jądra wzdłuż \vec{n} na podłużną polaryzację elektronu itp.). Analogicznie można badać również własności współrzędnych β_{ikl} . Nie będziemy tu jednak wyprowadzali tych bardziej szczegółowych i zawiłych wzorów.

§ 9. Polaryzacja jądra po rozpadzie. Korelacja β - γ

Wprowadzimy teraz do rozważań ostatni z parametrów — polaryzację jądra po rozpadzie.

Gdy rozpada się jądro niespolaryzowane, to dzięki temu, że elektron i neutrino unoszą moment pędu, jądro po rozpadzie będzie spolaryzowane.

Jeśli nie będziemy rejestrować kierunku wylotu neutrino i uśrednimy po kierunkach spinu elektronu, to osią polaryzacji przy rozpadach dozwolonych może być tylko pęd elektronu. Przy przejściach dozwolonych lekkie cząstki unoszą moment nie większy od jedności, wobec czego przy rozpadzie stopień polaryzacji jądra może się zmieniać tylko o jedność — niespolaryzowane jądro przekształci się w spolaryzowane liniowo, spolaryzowane liniowo w kwadru spolaryzowane itd. Zjawisko to jednak może wystąpić tylko przy niezachowaniu parzystości, przy jej zachowaniu bowiem, oczywiście, polaryzacja nie może być proporcjonalna do pędu.

Kończową polaryzację jądra mierzy się zwykle poprzez pomiar rozmieszczenia kąтового kwantów γ , bądź ich polaryzacji kołowej⁴.

Łatwo widać, że ponieważ oddziaływanie elektromagnetyczne zachowuje parzystość, to rozkład kątowy kwantów γ nie może zależeć od polaryzacji liniowej (i w ogóle, polaryzacji nieparzystego rzędu) tarczy. Rzeczywiście, na mocy zachowania parzystości tarcza z polaryzacją P promieniuje tak, jak tarcza z polaryzacją — P .

Suma dwóch takich tarcz jest tarczą niespolaryzowaną, która promieniuje izotropowo. Kątowe rozmieszczenie kwantów określone jest w związku z tym tylko kwadru polaryzacją tarczy (parzystymi polaryzacjami). Formalnym wyrażeniem tego faktu jest żądanie, aby wektor falowy kwantu γ wchodził do amplitudy zawsze w potęgze parzystej.

Polaryzacja jądra, która nas interesuje, może być wyznaczona przez pomiar kołowej polaryzacji kwantu γ .

Lewospolaryzowany⁵ kwant γ unosi rzut momentu pędu równy jedności. Takie kwanty wysyła całkowicie spolaryzowana tarcza w kierunku równoległym do jej polaryzacji. Dlatego stopień (lewej) polaryzacji kwantu γ wysłanego przez tarczę o stopniu polaryzacji P równa się

$$r = P \cos \vartheta. \quad (9.1)$$

Ogólne wzory dla rozkładu kąowego i polaryzacji kwantów γ wydzielonych przez spolaryzowane jądra możemy znaleźć w zbiorze Siegbahna [2].

Ponieważ kierunek polaryzacji, powstałej w rezultacie rozpadu β niespolaryzowanego jądra, jest równoległy do pędu elektronu, to kąt ϑ w (9.1) jest jednocześnie kątem między kierunkiem wylotu kwantu γ

⁴ Ciekawym przypadkiem jest rozpad ^{17}C . Uzyskiwane w wyniku rozpadu jądro ^{17}N wydziela spolaryzowane neutrino, polaryzację tę można w zasadzie określić [73].

⁵ Zgodnie z optyczną terminologią — kwant z rzutem momentu pędu na wektor falowy $m = 1$ odpowiada prawej śrubie.

i elektronu. Dlatego też korelację między polaryzacją jądra końcowego a polaryzacją kwantu γ nazywamy korelacją β —polaryzacja γ .

Obliczenie polaryzacji jądra po rozpadzie β wykonywać można według tych samych wzorów, co przy rozpadzie spolaryzowanych jąder.

Zgodnie (8.9), (8.18) i 8.19) prawdopodobieństwo rozpadu jądra, nie uśrednione po polaryzacjach jądra w początkowym i końcowym stanie, dla przejść $I \rightarrow I \pm 1$ jest określone związkiem

$$w \sim 1 \mp \beta(a_+^2 - a_-^2). \quad (9.2)$$

Czynnik skalarny $\vec{e} \vec{l}$ położyliśmy równy jedności, wybierając oś kwantowania w kierunku wylotu elektronu. Dla przejść $I \rightarrow I$ musimy jeszcze uwzględnić efekt interferencyjny proporcjonalny zgodnie z (8.18) i (8.20) do

$$\left. \begin{aligned} & - \operatorname{Re} g_s g_r^* \\ & - \operatorname{Re} g_v g_A^* \end{aligned} \right\} \times \beta a_j. \quad (9.3)$$

Współczynniki $a_+^2 - a_-^2$ i a_0 określają względne prawdopodobieństwa przejścia do stanu końcowego z określoną wartością M z różnych stanów początkowych. Aby całkowite prawdopodobieństwo przejścia było unormowane do jedności jak w (9.2), musi zachodzić równość $a_+^2 + a_-^2 + a_0^2 = 1$ przy określonym końcowym M . To odpowiada zwykłemu unormowaniu współczynników Clebscha-Gordana. Przy pomocy tablicy ze str. 614 możemy napisać (9.2) w postaci

$$w \sim 1 \mp \beta B(M), \quad (9.4)$$

gdzie

$$B(M) = \begin{cases} \frac{M}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ \frac{M}{I(I+1)} & \text{„ „ } I \rightarrow I, \\ -\frac{M}{I} & \text{„ „ } I \rightarrow I-1. \end{cases} \quad (9.5)$$

Polaryzacja jądra w stanie końcowym równa się średniej wartości M podzielonej przez spin jądra w stanie końcowym

$$P' = \frac{1}{I'(2I'+1)} \sum_{M=-I'}^I B(M) M. \quad (9.6)$$

Pierwszy składnik z (9.4) nie daje wkładu do (9.6). W rezultacie otrzymujemy dla polaryzacji przy przejściach $I \rightarrow I \pm 1$ dla wariantów T i A

$$P'(T) = \begin{cases} -\frac{\beta}{3} \frac{I+2}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ +\frac{\beta}{3} & \text{,, ,, } I \rightarrow I-1, \end{cases} \quad (9.7)$$

$$P'(A) = \begin{cases} \frac{\beta}{3} \frac{I+2}{I+1} & \text{dla przejścia } I \rightarrow I+1, \\ -\frac{\beta}{3} & \text{,, ,, } I \rightarrow I-1. \end{cases} \quad (9.8)$$

Dla przejścia $I \rightarrow I$ trzeba jeszcze znać wartość a_0 :

$$a_0 = \frac{M}{\sqrt{I(I+1)}} \quad \text{dla przejścia } I \rightarrow I. \quad (9.9)$$

Wprowadzając jądrowe elementy macierzowe, otrzymamy dla wariantów (T, S) i (V, A) :

$$P'(T, S) = -\frac{\beta}{3} \frac{\frac{1}{I} + 2 \sqrt{\frac{I}{I+1}} \operatorname{Re} A}{1 + |A|^2}, \quad A = \frac{g_S \langle 1 \rangle}{g_T \langle \sigma \rangle}. \quad (9.10)$$

$$P'(V, A) = +\frac{\beta}{3} \frac{\frac{1}{I} - 2 \sqrt{\frac{I}{I+1}} \operatorname{Re} A}{1 + |A|^2}, \quad A = \frac{g_V \langle 1 \rangle}{g_A \langle \sigma \rangle}. \quad (9.11)$$

Należy zauważyć, że znaki przed $\operatorname{Re} A$ we wzorach dla P' oraz dla efektu W_u (8.21) — (8.26) są przeciwne. W związku z tym oba efekty nie są nawzajem proporcjonalne i ich pomiar dla tego samego jądra może być wykorzystany jako uzupełniające źródło informacji o jądrze (o spinie lub o wielkości A). Przejście do rozpadu pozytronowego tak jak i poprzednio możemy wykonać zamieniając

$$\beta \rightarrow -\beta, \quad A \rightarrow -A. \quad (9.12)$$

Łatwo teraz otrzymać ogólny wzór dla dowolnie zestawionych czterech wariantów. Nie będziemy jednak tego tu wykonywać. Uwagi na ten temat są przytoczone po wzorze (8.26).

W ten sam sposób można poszukiwać bardziej skomplikowanych efektów, w które wchodzi wszystkie 5 wektorów, opisujących badany układ. Jednak wzory, które przy tym otrzymamy, są dość zawiłe i nie uzyskujemy nowych fizycznych rezultatów (w każdym razie dla przejść dozwolonych). Dlatego zatrzymamy się tylko na jakościowym obrazie jednego z efektów. Zbadamy korelację $\vec{e} \vec{\gamma}$ dla spolaryzowanych jąder. Ten efekt jest ciekawy, ponieważ umożliwia sprawdzenie zachowania kombinowanej parzystości [37, 39]. Wyrażenie na rozkład pędów elek-

tronów zawiera człon, który zależy jest od kierunku \vec{q} wylotu kwantu γ i wektora \vec{l} wyznaczającego kierunek polaryzacji jądra. Interesuje nas teraz związek postaci

$$\vec{e} \sim \vec{l} \times \vec{q}, \quad (9.13)$$

który nie jest niezmienniczy względem przybliżonego odbicia czasowego (lewa strona zmienia znak, prawa zaś nie). Ponieważ jednak kwant γ zachowuje parzystość, to \vec{q} powinno wejść w parzystej potęgze⁶.

Najmniejszą potęgą \vec{l} , która może dać wkład do interesującego nas członu, jest potęga druga. Wobec powyższego do (9.13) powinien wejść skalarny współczynnik proporcjonalny do nieparzystej potęgi \vec{q} , tzn. do nieparzystej potęgi czynnika skalarnego $\vec{l} \cdot \vec{q}$.

W ten sposób związek między \vec{e} , \vec{l} i \vec{q} będzie opisany (na równi z członami, zachowującymi parzystość czasową) przez relację typu

$$\vec{e} \sim \vec{l} \times \vec{q} (\vec{l} \cdot \vec{q})^{2n+1}. \quad (9.14)$$

Potęga \vec{q} związana jest z multipolowością promieniowania. Efekt, oczywiście, polega na tym, że rozkład kątowy elektronów jest niesymetryczny względem płaszczyzny, jaką wyznacza oś polaryzacji jądra i kierunek wylotu kwantu⁷.

Taka symetria powstaje również, tak jak i przy innych efektach, bez naruszania symetrii czasowej, jedynie na skutek oddziaływania kulombowskiego. Do obecnej chwili wykonano tylko jedno doświadczenie (patrz §11 (8)) ze spolaryzowanym ^{58}Co , którego wyniki nie są sprzeczne z zachowaniem kombinowanej parzystości.

§ 10. Wariant V-A

Obecne dane doświadczalne coraz lepiej układają się w schemat, w którym występuje liniowa kombinacja wariantów V i A. Marsha k i Sudarshan [48] oraz Gell-Mann i Feynman [47] zwrócili uwagę na ciekawe własności tego wariantu i wskazali na jego pociągający charakter z teoretycznego punktu widzenia. Punktem wyjściowym tych rozważań było to, że jeśli napiszemy hamiltonian dla rozpadu

⁶ To prowadzi do omawianej już własności, że asymetria rozkładu kąтового kwantów jest określona tylko przez parzyste polaryzacje jądra końcowego.

⁷ \vec{l} i \vec{q} powinny być ortogonalne, w innym wypadku, zgodnie z (9.14), efekt zniknie.

mezonu μ : $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ w postaci takiej, jak i dla rozpadu β neutronu w wariancie V i A i założymy, że $q_V = -q_A = q_\mu$:

$$H_\mu = 2^{-1/2} q_\mu [\bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \mu] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu], \quad (10.1)$$

to ten hamiltonian prawidłowo opisuje widmo elektronów, zaś stała q_μ , wyznaczona z czasu życia mezonu μ , pokrywa się w ramach błędów eksperymentalnych (1—2%) ze stałą wektorową rozpadu β .

Przy takim zapisie hamiltonianu zakładamy, że wszystkie fermiony występują w słabych oddziaływaniach jako dwuskładnikowe cząstki z określoną skrętnością; tylko silne oddziaływania mogą zmieniać skrętność cząstek i zamieniać je w czteroskładnikowe.

Oczywiście, taki hamiltonian, prócz tego, zachowuje kombinowaną parzystość (różnica faz między q_V i q_A równa się $\pi/2$).

Rozważania te stały się zasadniczym powodem przypuszczenia, że również i oddziaływanie przy rozpadzie β powinno być opisane w taki sam sposób z równymi stałymi q_A i q_V . W rzeczywistości jednak rozpad β jest opisywany hamiltonianem

$$H_\beta = 2^{-1/2} g [\bar{P} \gamma_\alpha (1 + A \gamma_5) N] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu] \quad (10.2)$$

ze stałą A nie równającą się jedności, lecz $A \cong 1,2$ (patrz § 11.).

Różnicę między pseudowektorowymi stałymi w rozpadzie μ i w rozpadzie β można naturalnie tłumaczyć obecnością silnego oddziaływania nukleonów z próżnią (mezony π , mezony K), które powoduje renormalizację stałych rozpadu i nukleony przestają posiadać określoną skrętność. Taka sytuacja wywołuje naturalne pytanie: dlaczego silne oddziaływanie prowadzi do renormalizacji tylko stałej wektorowej, podczas gdy stała pseudowektorowa pozostaje bez zmian? Możliwa odpowiedź na to pytanie leży w analogii z oddziaływaniem elektromagnetycznym (porównaj J. B. Zeldowicz i S. S. Giersztejn, *Ž. E. T. F.* (1955)).

Elektryczne ładunki wszystkich cząstek — silnie oddziałujących i słabo oddziałujących — są jednakowe, niezależnie od polaryzacji próżni. W tym wypadku stałość ładunku, jak wiadomo, jest zagwarantowana zachowaniem ładunku elektrycznego. Widocznie i w wypadku wektorowego oddziaływania powinna istnieć taka zachowująca się wielkość.

W celu znalezienia postaci tego prawa zachowania porównamy oddziaływanie elektromagnetyczne układu cząstek z wektorowym oddziaływaniem β .

Po wprowadzeniu macierzy spinu izotopowego nukleonu τ_+ , τ_- , τ_0 ⁸

⁸ τ_0 — mnoży proton przez +1, neutron przez -1, τ_+ zamienia neutron w proton, τ_- zamienia proton w neutron.

oddziaływanie elektromagnetyczne nukleonu można zapisać w postaci

$$H_{el} = e j_{\alpha} A_{\alpha}. \quad (10.3)$$

Czterowymiarowy prąd można wyrazić w postaci (n -funkcja falowa nukleonu)

$$j_{\alpha} = \frac{1}{2} \bar{n} \gamma_{\alpha} (1 + \tau_0) n + j_{\alpha} (\text{mezonu}). \quad (10.4)$$

Drugi człon jest związany z mezonami otaczającymi nukleon (chmura mezonowa). Mnożnik $\frac{1}{2} (1 + \tau_0)$ znika dla gołego neutronu. Prąd j_{α} możemy wyrazić w postaci dwóch członów: izotopowego skalara

$$j_{\alpha}^{(0)} = \frac{1}{2} \bar{n} \gamma_{\alpha} n \quad (10.5)$$

i trzeciej składowej izotopowego wektora

$$j_{\alpha}^{(3)} = \frac{1}{2} \bar{n} \gamma_{\alpha} \tau_0 n + j_{\alpha} (\text{mezonu}). \quad (10.6)$$

Dla każdego z tych prądów możemy napisać prawo zachowania

$$\frac{\partial j_{\alpha}^{(0)}}{\partial x_{\alpha}} = \frac{\partial j_{\alpha}^{(3)}}{\partial x_{\alpha}} = 0. \quad (10.7)$$

Oddziaływanie wektorowe w rozpadzie β może być zapisane w postaci podobnej do (10.3):

$$H_V = \sqrt{2} g k_{\alpha} B_{\alpha}, \quad (10.8)$$

gdzie⁹

$$k_{\alpha} = \frac{2}{1} \bar{n} \gamma_{\alpha} \tau_{+} n \quad (10.9)$$

i

$$B_{\alpha} = e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) v. \quad (10.10)$$

Jak widzimy, B_{α} odgrywa rolę analogiczną do potencjału, zaś k_{α} gra rolę wektorowego prądu izotopowego (10.6).

Gdy założymy, że dla nukleonu fizycznego do oddziaływania powinno wejść nie (10.9), lecz pierwsza składowa wektora izotopowego, którego trzecią składową jest (10.6), to wówczas na mocy niezmienniczości izotopowej silnego oddziaływania, wobec zachowania prądu (10.6), wynika (z dokładnością do promienistych poprawek elektromagnetycznych) zachowanie również prądu (10.9)

$$\frac{\partial k_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = 0. \quad (10.11)$$

⁹ Współczynnik $\sqrt{2}$ pojawia się z unormowania $\tau_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_x \pm i \tau_y)$.

W taki sposób powstaje prąd, który jednocześnie jest wektorem w izotopowej przestrzeni

$$J = \frac{1}{2} \bar{n} \gamma \vec{\tau} n + \vec{j} \text{ (mezonu)}. \quad (10.12)$$

Dla nukleonu otoczonego chmurą mezonów π

$$J = \frac{1}{2} \bar{n} \gamma \vec{\tau} n + \vec{\pi} \times \frac{\partial \vec{\pi}}{\partial t}, \quad (10.13)$$

gdzie $\vec{\pi}$ — funkcja falowa (wektor w przestrzeni izotopowej mezonu π). Do prądu (10.13) należy prawdopodobnie również włączyć przyczynę od mezonów K oraz innych oddziaływań (porównaj dyskusje w artykule [70]).

W pracy Gell--Manna [50] zaproponowano metody doświadczalnego sprawdzenia natury oddziaływania wektorowego (porównaj [61, 62, 69]).

Podstawowa idea takich badań polega na podobieństwie między pewnymi jądrowymi elementami macierzowymi, od których zależą własności rozpadu β , a elementami macierzowymi dla oddziaływania elektromagnetycznego. Z analogii między oddziaływaniem wektorowym w rozpadzie β i oddziaływaniem elektromagnetycznym wynika wówczas, że winny one być jednakowe. Ta własność powinna być sprawdzona doświadczalnie.

Gell-Mann rozpatruje elementy macierzowe, które opisują poprawki pierwszego rzędu, pojawiające się wtedy, gdy zastąpimy funkcję falową neutrina nie przez jedność, lecz zachowamy człon pierwszego rzędu we współrzędnych ($i \vec{k} \vec{r}$).

W tym wypadku możemy wykazać, że poprawki do kształtu widma i korelacji β - γ będą wyznaczone przez jądrowe elementy macierzowe, analogicznie do elementów macierzowych, oznaczających prawdopodobieństwo magnetycznego dipolowego przejścia (Gell-Mann nazywa to zjawisko słabym magnetyzmem).

W wypadku przejścia β^- $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ i przejścia β^+ taki element macierzowy może być oszacowany na podstawie przejścia γ z izotopowo podobnego poziomu $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C}$.

Poprawka do widma otrzymana taką drogą wynosi około 20% i może być zmierzona.

Drugi podobny efekt można otrzymać rozpatrując korelację β — polaryzacja γ przy dozwolonych przejściach. Może ona wyniknąć tylko dzięki wpływowi niejednorodności funkcji falowej w objętości jądra. Wielkość tego efektu może być oszacowana także za pomocą izotopowo podobnych przejść elektromagnetycznych.

Wstępne wyniki doświadczeń nie są sprzeczne z tymi wywodami.

Teoria oddziaływania $V-A$ pozwala postawić szereg prognoz również w dziedzinie słabych rozpadów innych cząstek, w szczególności hiperonów. Również i w tych wypadkach nie pojawiają się sprzeczności z istniejącymi doświadczeniami. Zagadnienia te wychodzą jednak poza ramy naszego przeglądu.

Rozwinięcie schematu uniwersalnego oddziaływania prowadzi do zasadniczej możliwości dwóch nowych efektów (w pierwszym rzędzie w g^2) — rozproszenie neutrin na elektronach i niezachowanie parzystości przy rozproszeniu neutronów na protonach.

Niestety dokładność doświadczeń jest na razie niewystarczająca dla ich wykrycia (porównaj referat Roberta [66] i prace o pomiarach jonizacyjnych strat neutrina [100]).

§ 11. Doświadczalne dane o postaci oddziaływań β

W tym rozdziale podamy krótki przegląd podstawowych danych, które umożliwiają wybranie wariantu oddziaływania β .

a) Brak interferencyjnych członów

Dane o rozpadach β przy $I = 0 \rightarrow I = 0$ (bez zmiany parzystości) pozwalają oszacować wielkość interferencyjnych członów Fermiego (S, V). Taka analiza została przeprowadzona przez Gerharta [76] (porównaj [92]). Z widm ^{14}O , $^{26}\text{A}^*$ i ^{34}Cl otrzymał on dla względnej wielkości interferencyjnego członu wartość

$$b_F = \frac{\text{Re}(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)}{|C_S|^2 + |C_S'|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2} = 0,00 \pm 0,12 \quad (11.1)$$

Interferencję T i A najlepiej ocenili Sherr i Miller [77] na podstawie stosunku prawdopodobieństwa wychwytu K i pozytronowego rozpadu ^{22}Na (w te dwa procesy człony interferencyjne wchodzą różnymi sposobami). Ich wynik to

$$b_{GT} = -0,01 \pm 0,02. \quad (11.2)$$

Szereg innych prac [79—82] daje różne wartości w przedziale $-0,15 \leq b_{GT} \leq 0,093$. Jeśli urojona część odpowiadająca (11.1) także równa się zero (zachowanie kombinowanej parzystości), to stąd wynika, że należy wybierać między wariantami (S, T) i (V, A).

b) Korelacja $e-\nu$

Wybór między kombinacjami (S, T) i (V, A) może być dokonany po zmierzeniu korelacji elektron-neutrino. Wyniki starych doświadczeń nad rozpadem ^6He [82], na podstawie których wyciągano wnioski o wa-

riancie tensorowym, zostały obecnie odrzucone. Doświadczenia Allen a i innych z rozpadem $^{34}\text{Cl} \rightarrow ^{34}\text{Ar}$ [88] zgodne są tylko z kombinacją (V, A) . Temu wyborowi nie przeczą również dane o rozpadzie ^{19}Ne [84, 85], które są zgodne z obiema możliwościami, jak również doświadczenia z ^{24}Na [86] i ^{23}Ne [87].

Dokładne wartości współczynników korelacyjnych zależą od jądro-
wych elementów macierzowych i nie będziemy ich tu omiawiać. Wyniki doświadczeń z ^6He [98] i ^8Li [90, 93] są zgodne z wariantem V, A .

c) Wielkość stałych rozpadu

Jeśli nie ma członów interferencyjnych, to niezależnie od wyboru wariantu (S, T) czy też (V, A) prawdopodobieństwo rozpadu β charakteryzuje się dwiema stałymi g_F i g_{GT} albo A i R (patrz § 6.) wchodzącymi do wzoru dla $ft_{1/2}$

$$ft_{1/2} = \frac{A}{\langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2}. \quad (11.3)$$

Z rozpadu ^{14}O (przejście $0 \rightarrow 0$) można wyznaczać A [89]

$$A = 6550 \pm 150 \text{ sek.} \quad (11.4)$$

W ostatniej pracy [76], na podstawie analizy danych rozpadu trzech lustrzanych jąder ^{14}O , ^{26}Al i ^{34}Cl otrzymuje się nieco mniejszą wartość¹⁰

$$A = 6200 \pm 120 \text{ sek.} \quad (11.4')$$

Rozpad neutronu badany był najdokładniej przez Sosnowskie-
go, Spiwaka, Prokofiewa, Kutikowa i Dobrynina [75].
Otrzymali oni:

$$t_{1/2} = 11,7 \pm 0,3 \text{ sek.} \quad (11.5)$$

Dla $ft_{1/2}$ daje to wartość

$$ft_{1/2} = 1180 \pm 40 \text{ sek.} \quad (11.6)$$

Stąd, z uwagi na (11.5), otrzymamy

$$R = 1,52 \pm 0,08. \quad (11.7)$$

Gdy przyjmiemy wartość (11.4), to

$$R = 1,42 \pm 0,08.$$

¹⁰ Zmniejszenie A związane jest z nową wartością granicznej energii widma β jądra ^{14}O (D. A. Bromley et — praca nieopublikowana, cytowana w [76]).

Stałe rozpadu otrzymamy równe [91]

$$g_F = 1,400 \pm 0,09 \text{ erg cm}^3 \cong 2,9 \cdot 10^{-12} (mc^2) \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2, \quad (11.8)$$

$$g_{GT} = 1,7 \pm 0,05 \text{ erg cm}^3 \cong 3,5 \cdot 10^{-12} (mc^2) \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2$$

d) Zachowanie ładunku neutrinowego

Doświadczalnie wykazano, że w rozpadach β^- i β^+ wylatują różne neutralne cząstki. Wynika to z braku reakcji¹¹ $\tilde{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{A} + e^-$ [94] (doświadczalnie zaprojektowane przez Pontecorvo) pod wpływem antyneutrino wylatujących ze stosu. Wiadomo przy tym, że obserwujemy reakcję odwrotną do rozpadu neutronu $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ [95, 104].

Taki sam wniosek wynika z braku podwójnego bezneutrinowego rozpadu β ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{48}\text{Ti} + e^- + e^-$ [96, 97], porównaj [5].

e) Skrętność neutrina

Skrętność neutrina została wyznaczona w bezpośrednich doświadczeniach Goldberga, Grodzinsa i Sunyara [98] przez pomiar polaryzacji jądra¹² powstającego po wychwycie K przez jądro ${}^{152}\text{Eu}$. Ponieważ w procesie wychwyty K polaryzacja jądra odrzutu jest taka sama jak i wylatującego neutrina, jest to najbardziej bezpośrednie doświadczenie, pozwalające zmierzyć skrętność neutrina. Z tych doświadczeń wynika, że skrętność neutrina równa się -1 .

Dwuskładnikowość neutrina może być sprawdzona na podstawie stosunku prawdopodobieństwa rozpadu neutronu do odwrotnej reakcji $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$. Jeśli antyneutrino jest całkowicie spolaryzowane (dwuskładnikowe), to stosunek prawdopodobieństw

$$\frac{w(\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+)}{w(n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu})}$$

będzie dwa razy większy aniżeli dla czteroskładowego neutrina (przy odpowiednich energiach cząstek). Związane jest to z tym, że waga statystyczna w rozpadzie neutronu zmniejszyła się dwa razy (nie ma sumowania po spinach antyneutrino). Ze związku między procesem prostym i odwrotnym

¹¹ Dane o istnieniu tej reakcji podawane w 1957 r. były, jak się okazało, nieprawdziwe.

¹² Polaryzację jądra mierzy się obserwując polaryzację wtórnego kwantu γ .

$$\frac{w(1 \rightarrow 2)}{\varrho_2} = \frac{w(2 \rightarrow 1)}{\varrho_1} \quad (11.9)$$

wynika bowiem, że prawdopodobieństwo procesu odwrotnego wzrosło dwukrotnie.

Takie doświadczenia przeprowadzili Reines i Cowan [6, 104]. Doświadczalna wartość przekroju czynnego, obliczona na jedno neutrino w strumieniu z reaktora, okazała się równa

$$\sigma = 11 \pm 4 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2/\nu,$$

czyli na jeden akt rozszczepienia (przyjmując, że każdy akt rozszczepienia w reaktorze wytwarza 6,1 neutrino)

$$\sigma = 67 \pm 24 \cdot 10^{-44} \frac{\text{cm}}{\text{rozszczepienie}}.$$

Podstawowa trudność przy teoretycznym opracowaniu danych polega na znalezieniu widma energetycznego neutrino. Najdokładniej widmo neutrino wyznaczył Carter i inni [105] (porównaj [99]). Na podstawie tych pomiarów w tej samej pracy wyznaczono teoretyczną wartość przekroju czynnego dla podłużnego neutrino

$$\sigma = 60 \pm 10 \cdot 10^{-44} \frac{\text{cm}^2}{\text{rozszczepienie}},$$

co jest w dobrej zgodzie z doświadczeniem. Należy zauważyć, że ilość neutrin z energią wystarczającą dla reakcji (próg 1,804 MeV) wynosiła $2,0 \pm 0,2 \nu/\text{rozszczepienie}$. To daje dla przekroju na 1 neutrino z energią 1,8 MeV wartość $31 \pm 4 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2/\nu$.

Do wymienionych własności neutrino należy jeszcze dodać ocenę górnej granicy jego masy ($m < \frac{1}{500}$ masy elektronu [102, 103]; por. [7]) i jego momentu magnetycznego ($\mu_\nu < 10^{-9}$ magnetonu elektronowego Bohra [100]).

f) Skrętność elektronów

Jeżeli elektron ma określoną skrętność, to we wszystkich dozwolonych przejściach, a także w wielu niedozwolonych, winien on być spolaryzowany podłużnie i wielkość tej polaryzacji powinna się równać $-\beta$ ($-\nu/c$). Odpowiednio pozytron winien posiadać polaryzację $+\beta$. Wyniki doświadczeń, w których otrzymano inną wartość polaryzacji, zostały później obalone i obecnie wszystkie prowadzone doświadczenia potwierdzają ten wynik tak dla elektronu, jak i dla pozytronu. Jednak błędy we wszystkich tych doświadczeniach są dość znaczne ($\sim 15\text{--}20\%$) i istotnym problemem na przyszłość jest uściślenie rezultatów pomiarów. Ponieważ istniejące dane nie zawierają poza skrętnością nowych wia-

domości, nie będziemy tu przytaczać danych liczbowych, odsyłając czytelników do oryginalnych prac (prace [107—129]).

g) Rozpad jąder spolaryzowanych

Dane o skrętności elektronu dają również pomiary rozkładu kąтового elektronów przy rozpadzie spolaryzowanych jąder — efekt Wu. Doświadczenia te były prowadzone dla trzech izotopów kobaltu: ^{60}Co , ^{58}Co i ^{56}Co . Przejścia w ^{58}Co i ^{56}Co należą do rodzaju $I \rightarrow I$ i dlatego wielkość polaryzacji elektronów dla takich przejść musi zależeć od interferencji wariantów V i A — wzory (8.21) — (8.23). Dla ^{58}Co ($I = 2$) wielkość współczynnika B we wzorze (8.23) wynosi $\sim \frac{1}{3}$, co jest zgodne z teorią, gdy założymy, że człon interferencyjny nie istnieje (w tym wypadku $B = \frac{1}{I+1}$). Taki sam obraz obserwujemy dla ^{56}Co ($I = 4$). Doświadczalna wartość B wynosi $B = 0,222 \pm 0,021$, co jest zgodne z teoretyczną wielkością $B = 1/5$.

Dla przejścia $I \rightarrow I - 1$, przypadek ^{60}Co ($I = 5$), doświadczenie również potwierdza teoretyczną wartość $B = 1$.

Nieistnienie członów interferencyjnych było powodem przypuszczenia o niezachowaniu czasowej parzystości. Zakładając, że $g_V = ig_A$, tłumaczymy w tym wypadku nieistnienie interferencji. Rzeczywistość okazała się jednak bardziej prosta. Pomiar stosunku elementów macierzowych $\langle 1 \rangle / \langle \sigma \rangle$ według rozkładu kąтового promieni γ dla spolaryzowanego kobaltu wykazał, że ten stosunek jest znikomo mały i to jest istotną przyczyną występowania zjawiska. Dla kwadratu stosunku tych elementów w wypadku rozpadu ^{58}Co doświadczenie dało wartość $0,003 \pm 0,005$ [134], zamiast zakładanej uprzednio wielkości 0,12.

Mała wartość elementu macierzowego $\langle 1 \rangle$ tłumaczy się dużą różnicą struktury początkowego i końcowego jądra w rozpadach ^{56}Co i ^{58}Co , wobec tego, że w jądrach tych neutrony i protony znajdują się w różnych powłokach.

W modelu powłokowym i przy założeniu izotopowej niezmienniczości element macierzowy $\langle 1 \rangle$ powinien w związku z tym równać się zero.

Najbardziej interesujące jest zbadanie tego efektu dla spolaryzowanego neutronu. Mimo, iż pierwsze doświadczenia [136] były w wyraźnej sprzeczności z innymi danymi o skrętności elektronu, późniejsze bardziej dokładne doświadczenia zlikwidowały te sprzeczności.

Ze wzorów (8.31) i (8.32) wynika, że współczynniki korelacji dla elektronu i neutrino przy rzeczywistym λ winny być równe ($|\lambda| = 1,2$): dla elektronu $-1,00$ ($\lambda > 0$), lub $-0,09$ ($\lambda < 0$) i dla antyneutrino $+0,09$ ($\lambda > 0$), lub $+1,00$ ($\lambda < 0$). Doświadczenie dało dla tych dwóch wielkości [136] wartości $-0,11 \pm 0,02$ (elektron) i $0,88 \pm 0,15$ (antyne-

utrino)¹³, które są zgodne z wariantem (V, A) i rzeczywistym ujemnym λ .

Jeśli rzeczywistość λ (zachowanie kombinowanej parzystości) zostanie potwierdzona doświadczalnie, to wszystkie stałe rozpadu β będą znane.

Gdy powrócimy do czterowymiarowego zapisu hamiltonianu, otrzymamy dla wariantu V, A (porównaj (2.18), (2.23)) postać

$$H = 2^{1/2} g_V (\bar{p} \gamma_i N) [\bar{e} \gamma_i (1 + \gamma_5) \nu] - \\ - g_A [\bar{p} \gamma_i \gamma_5 N] [\bar{e} \gamma_i (1 + \gamma_5) \nu] + \text{herm. sprz.} \quad (11.10)$$

Oznaczając teraz g_A/g_V przez Δ ($\Delta > 0$) otrzymujemy hamiltonian

$$H = 2^{1/2} g_V [\bar{P} \gamma_i (1 + \Delta \gamma_5) N] [\bar{e} \gamma_i (1 + \gamma_5) \nu] + \text{herm. sprz.} \quad (11.11)$$

wprowadzony do teorii przez Feynmana i Gell-Manna (10.2).

h) Korelacja e-polaryzacja γ

Korelacja e-polaryzacja γ daje w zasadzie te same wiadomości co efekt Wu. Dla przejść dozwolonych (tylko takie rozpatrywaliśmy) otrzymuje się ten sam obraz. Dla ⁶⁰Co (przejście 5 → 4) [144] doświadczenie daje wartość współczynnika asymetrii $-0,41 \pm 0,08$. Teoretyczna wielkość — wzór (9.2) — wynosi 0,33. W najbardziej wyczerpującej pracy [143] zbadano szereg przejść ($I \rightarrow I$). W wypadku jąder ²⁴Na ($4^+ \rightarrow 4^+\beta^-$) i ⁵⁸Co ($2^+ \rightarrow 2^+\beta^+$) doświadczenie zgodne jest z teorią, gdy założymy, że człon interferencyjny jest mały. W tym wypadku teoretyczny współczynnik asymetrii, zgodnie z (9.11), równa się $\pm 1/3 I$. Doświadczenie daje dla ²⁴Na $\pm 0,07 \pm 0,04$, zaś dla ⁵⁸Co $-0,14 \pm 0,07$. W wypadku ²⁴Na, jak również w wypadku ⁵⁸Co, nieduża wartość interferencyjnego efektu związana jest z małą wartością elementu macierzowego $\langle 1 \rangle$. Interesujący jest fakt, że w wypadku jąder ⁴⁴Sc, ⁴⁶Sc i ⁶⁸V efekt interferencyjny jest znaczny. Według oceny [143] w tych rozpadach stosunek elementów macierzowych $\langle 1 \rangle / \langle \sigma \rangle$ równa się dla ⁴⁶Sc $\sim 0,45$, dla ⁴⁴Sc $\sim 1/5$ i dla ⁴⁸V $\sim 1/5$. Te rezultaty są zgodne z innymi danymi o tym, że od jądra ⁴⁰Ca regularnie wypełnia się powłoka $f^{5/2}$ i dlatego rozpady wszystkich trzech jąder odbywają się bez zmiany liczby nukleonów w powłoce, co prowadzi do dużej wartości elementu macierzowego $\langle 1 \rangle$. Znaczny efekt interferencyjny obserwujemy także i w rozpadzie Mn [144, 145] i ⁹⁵Zr [146].

i) Zachowanie kombinowanej parzystości

Zachowanie kombinowanej parzystości można sprawdzać, w zasadzie, dwoma sposobami. Jeden z nich polega na zmierzeniu zależności

¹³ Wartości te przytoczono w referacie na konferencji w Genewie w czerwcu 1958 r. Wartości te różnią się nieco od podanych w [100].

energetycznej omawianych efektów. Przy istnieniu członów interferencyjnych pozwala to na wyznaczenie urojonej lub rzeczywistej części iloczynu postaci $\text{Re } g_V g_A^* \langle 1 \rangle \langle \sigma \rangle$. Ponieważ jądrowe elementy macierzowe są rzeczywiste, można stąd znaleźć względną fazę g_V i g_A . Dotychczasowa dokładność pomiarów jest jeszcze niewystarczająca do takiej analizy. Drugi sposób połączony jest z niesymetrią wylotu, występującą przy zakłóceniu czasowej symetrii w bornowskim przybliżeniu. Efekty te zawsze są maskowane przez oddziaływanie kulombowskie i ich zbadanie wymaga wykorzystania lekkich jąder i szybkich elektronów, w przeciwieństwie do poprzedniego sposobu, który oczywiście jest tym czulszy, im mniejsza jest energia elektronów i im większy ładunek posiada jądro. Pierwsze doświadczenie zostało przeprowadzone ze spolaryzowanym ^{58}Co [133]. W tym doświadczeniu mierzono asymetrię wylotu elektronu względem płaszczyzny przechodzącej przez kierunek polaryzacji jądra i kierunek \vec{l} wylotu kwantu γ (kąt między \vec{l} i \vec{q} był 37° , porów. §9.). Oglądana asymetria nie przewyższała dopuszczalnego wpływu oddziaływania kulombowskiego.

W drugim doświadczeniu ze spolaryzowanym ^{52}Mn [145] wynik nie był sprzeczny z zachowaniem kombinowanej parzystości.

Zachowanie kombinowanej parzystości, tak jak już mówiliśmy (§4), nie daje się pogodzić z istnieniem elektrycznego momentu dipolowego u cząstek elementarnych.

Momentu dipolowego szukano u neutronu i u mezonu μ [150], wyniki doświadczeń były negatywne, wielkość elektrycznego momentu dipolowego (w jednostkach $e\hbar/2mc$) dla neutronu wyniosła $< 2,5 \cdot 10^{-9}$, zaś dla mezonu $\mu < 10^{-2}$.

Najbardziej czyste, w zasadzie, doświadczenie przeprowadził Clark z innymi [137], mierząc korelację $\vec{e} \vec{\nu}$ dla spolaryzowanego neutronu (efekt pseudowektorowy patrz § 8.). W tym doświadczeniu autorzy nie wykryli widocznego efektu pseudowektorowego i dzięki temu nie wykryto również niezachowania kombinowanej parzystości. Jednak dokładność tych doświadczeń jest jeszcze niewielka. Bardziej dokładnie efekt ten zbadali Bury, Krohn, Novey, Rings i Telegdi [138], którzy otrzymali wynik, że stosunek stałych posiada fazę różniącą się od π nie więcej niż o 8° .

Ciekawą możliwość sprawdzenia zachowania kombinowanej parzystości daje badanie widma i polaryzacji Ra E (Alichanow i inni [101]). Teoretyczna analiza [71] wskazuje na to, że niezachowanie parzystości nie przekracza 10%. Badanie innych efektów dla Ra E jest bardzo interesujące.

Tłumaczył Stanisław Białynicki-Birula

W. L. Indenbom

Instytut Krystalografii Akademii Nauk ZSRR,
Moskwa

Dyslokacje w kryształach*

Kilka lat temu teoria dyslokacji opierała się jedynie na hipotezach nie potwierdzonych danymi doświadczalnymi. Wydawało się, iż bezpośrednio sprawdzenie wniosków teorii dyslokacji jest bardzo odległe. Wobec braku pewnych metod badań obiektów o wymiarach atomowych teoria dyslokacji wywoływała uzasadnione wątpliwości wielu fizyków.

W ostatnich latach podjęto cały szereg owocnych badań, mających na celu otrzymanie dowodów rzeczywistego istnienia dyslokacji w kryształach i ich ważnej roli w procesach deformacji plastycznej i wzrostu kryształów.

Obserwacje subtelnej struktury powierzchni kryształu, zróżnicowane trawienie tej powierzchni, segregacja domieszek, zastosowanie elektronowego mikroskopu o dużej zdolności rozdzielczej i inne metody pozwoliły potwierdzić szereg założeń teorii dyslokacji. Stan zagadnienia w roku 1954 przedstawiony jest dokładnie w przeglądzie Forty'ego [1].

W artykule rozpatruje się najciekawsze nowe wyniki otrzymane w ciągu ostatnich 2—3 lat.

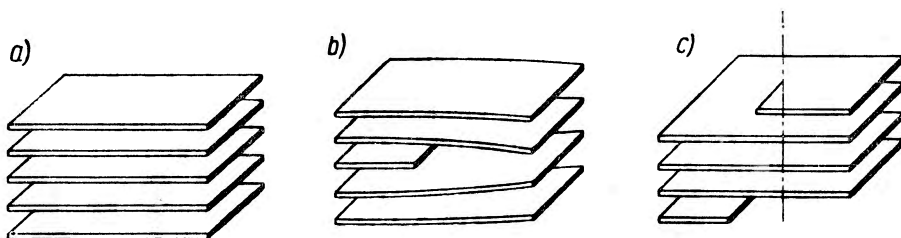
1. Co to jest dyslokacja?

Na rysunku 1a. przedstawiono idealny kryształ w postaci zbioru równoległych płaszczyzn atomowych¹. Niech jedna z płaszczyzn kończy się wewnątrz kryształu (rys. 1b). Krawędź tej „dodatkowej” półpłaszczyzny tworzy w kryształach liniowy defekt nazwany „dyslokacją krawędziową”. Krawędź „dodatkowej” wstawionej półpłaszczyzny atomowej z pewnością zniekształca rozkład atomów w sąsiednich płaszczyznach, jednak niezależnie od wielkości tych zniekształceń pozostaje faktem, iż

* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Krystallografija*, 3, 113 (1958). Za zgodą autora przez tłumacza została uzupełniona literatura pozycjami, które ukazały się po wydaniu artykułu, oraz podpis pod rysunkiem 10.

n płaszczyzn lewej połowy kryształu zamyka się z $n - 1$ płaszczyznami jego prawej połowy i tworzy pewnego rodzaju „noniusz”.

Drugi najprostszy typ liniowego defektu sieci, tzw. „dyslokacja śrubowa”, przedstawiony jest na rysunku 1c. W tym przypadku ani jedna z płaszczyzn atomowych nie kończy się wewnątrz kryształu, płaszczyz-



Rys. 1. Schematyczna budowa idealnego kryształu (a) i kryształów z krawędziową (b) i śrubową (c) dyslokacją

ny są w przybliżeniu równoległe i łączą się ze sobą w ten sposób, iż kryształ przedstawia jakby jedną płaszczyznę śrubową wygiętą po linii śrubowej. Przy każdym obejściu po płaszczyźnie dookoła linii dyslokacji „płaszczyzna” ta podnosi się lub opuszcza o jeden skok śruby równy odległości międzypłaszczyznowej.

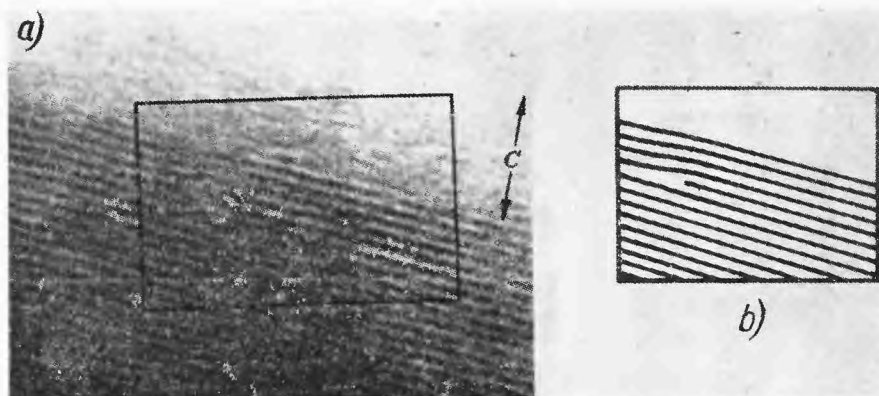
W niedawno opublikowanej pracy Menter [2] obserwował bezpośrednio przy pomocy mikroskopu elektronowego o zdolności rozdzielczej 10 Å gęsto wypełnione płaszczyzny w kryształach platyno- i miedziotftalocjaniny. Na niektórych fotografiach (rys. 2) płaszczyzny atomowe obrywały się wewnątrz kryształu, tj. obserwowano dyslokacje krawędziowe. W innych przypadkach płaszczyzny atomowe wyginały się, przechodząc na następne „piętro”, można to było zinterpretować jako wynik istnienia dyslokacji śrubowych.

Inną metodę obserwacji defektów sieci atomowej zaproponował Szubnikow [3].

Trzydzieści lat temu Szubnikow pokazał możliwość wykorzystania figur *moiré*² dla obserwacji rozkładu atomów sieci. Rozwijając swe

¹ Dla prostoty w artykule mówi się o płaszczyznach atomowych. W rzeczywistości sieć przestrzenna może być zbudowana także z drobin lub jonów.

² Jednowymiarowy *moiré* otrzymuje się w sposób następujący: rysujemy dwa układy równoodległych i równoległych linii na dwóch kawałkach przezroczystego papieru. Dyslokacje przedstawiamy jako obrywającą się linię. Następnie papier kładziemy jeden na drugi i obracamy powoli, otrzymując w świetle przechodzącym zmieniający się obraz, który nazywa się *moiré*. *Moiré* otrzymujemy nie tylko przez obrót, lecz także przez nachylenie wzajemne wykreślonych siatek.



Rys. 2. Krawędziowa dyslokacja w kryształach platynoftalocjaniny z pracy J. W. Mentera, Proc. Roy. Soc. **A236**, 119 (1956), (Fig. 7a i b)

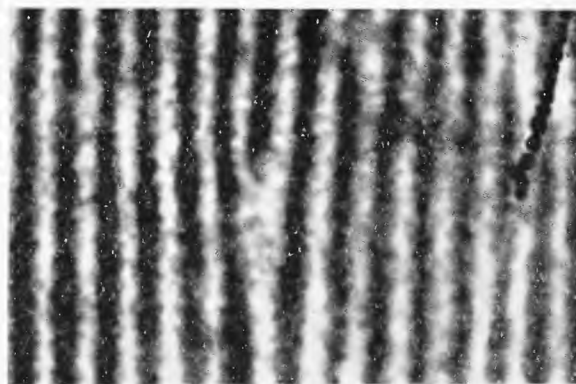
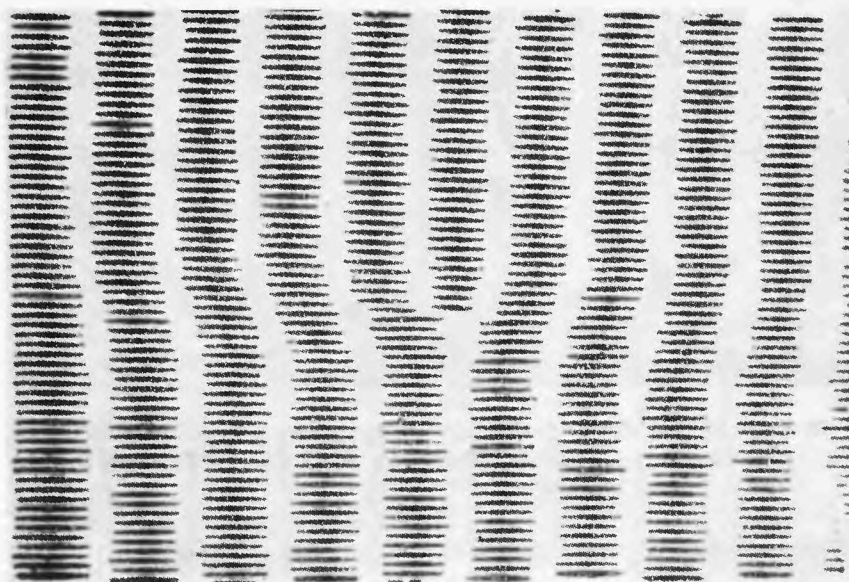
idee o powiązaniu nieprawidłowości figur *moiré* z defektami w nałożonych siatkach, Szubnikow pokazał możliwość zastosowania odkrytych przez siebie praw tworzenia figur *moiré* do badania dyslokacji. Rzeczywiście Hashimoto i Uyeda [5] obserwowali przy pomocy mikroskopu elektronowego *moiré* sieci CdS i znaleźli obszary, na których figury *moiré* odpowiadały dyslokacjom krawędziowym (rys. 3).

Drugi wariant metody zastosowali D. W. Pashley, J. W. Menter, G. A. Basset [6], którzy otrzymali figury *moiré* od nałożonych jednakowo zorientowanych błonek różnych metali i także obserwowali dyslokacje.

Dyslokacje krawędziowe — układy płaszczyzn typu noniusza, i dyslokacje śrubowe — śrubowo wygięte płaszczyzny, chociaż na pierwszy rzut oka mają mało wspólnego, są w rzeczywistości najprostszymi szczególnymi przypadkami dyslokacji w sieci kryształu. Zanim przejdziemy do rozpatrzenia ogólnego przypadku, rozpatrzmy dyslokacje w ośrodku ciągłym.

Otrzymany obraz optyczny porównujemy z obrazem utworzonym przez elektrony przechodzące przez cienki kryształ. Dyslokacja w modelu *moiré* odpowiada dyslokacji w sieci atomowej, którą obserwujemy na obrazie, utworzonym przez przechodzące przez kryształ elektrony jako urywającą się linię.

Metoda *moiré* nie wymaga mikroskopu elektronowego o tak dużej zdolności rozdzielczej, jak metoda bezpośredniej obserwacji dyslokacji. (Bezpośrednie metody obserwacji płaszczyzn sieci atomowej omówione są w artykule przeglądowym Mentera [191]). (Przyp. tłum.)

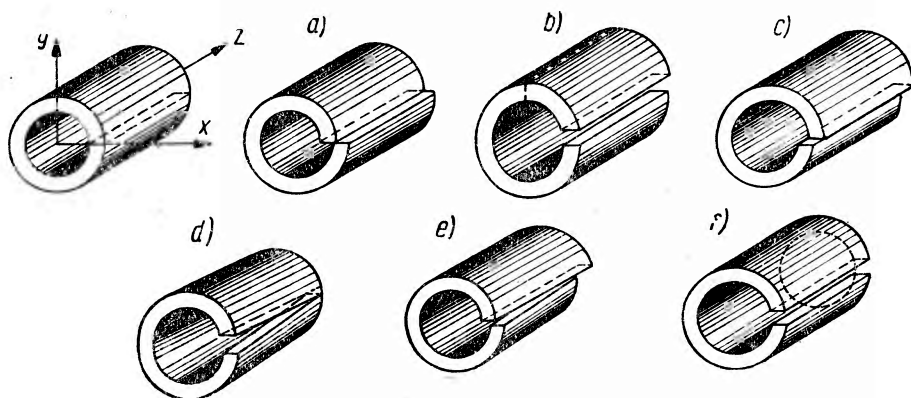


Rys. 3. Liniowa dyslokacja w metodzie π -*oiré*
 (z pracy H. Hashimoto i R. Ueyda, Acta Cryst. 10, 143 (1957), Fig. 2 (d)
 i Fig. 1 (c).

2. Dyslokacje w teorii sprężystości

W matematycznej teorii sprężystości pojęcie dyslokacji uformowało się w początku XX wieku przy badaniu napięć w ciałach wielospójnych. Okazało się, iż w takich ciałach przy braku sił zewnętrznych ciągnąć

i spójność deformacji sprężystych nie gwarantuje jeszcze braku napieć wewnętrznych. Dla pustego walca takie stany napięte nazwane przez L o w a [7] „dyslokacjami” można otrzymać przez takie przecięcie walca jak na rys. 4 i następnie ponowne sklejenie płaszczyzn przekroju. Aby otrzymać dowolny rozkład deformacji spełniający warunki spójności, dostateczne jest przemieszczenie względem siebie krawędzi przecięcia



Rys. 4. Sześć najprostszych typów dyslokacji Volterry. Krawędzie przekroju przemieszczone są odpowiednio wzdłuż osi X (a), wzdłuż osi Y (b), wzdłuż osi Z (c), lub obrócone dookoła osi X (d), dookoła osi Y (e), dookoła osi Z (f). Pierwsze trzy przypadki są dyslokacjami Burgersa: a) i b) krawędziowymi, c) jest dyslokacją śrubową

jako całości. Rys. 4 ilustruje sześć najprostszych wariantów tworzenia dyslokacji zbadanych przez Volterre i odpowiadających trzem stopniom swobody przy wzajemnym postępowym przemieszczeniu krawędzi przecięcia i trzem stopniom swobody przy wzajemnym obrocie krawędzi przecięcia.

Z sześciu typów dyslokacji Volterry w dalszym ciągu będziemy rozpatrywać tylko trzy (tzw. dyslokacje Burgersa), które są dopuszczalne w sieciowej budowie kryształu. Zrozumiałe jest, iż krawędzie przekroju przesuwamy o wielkość translacji sieciowej. Zmniejszając wewnętrzny promień walca do zera otrzymamy defekt liniowy (zwany zazwyczaj dyslokacją liniową lub po prostu dyslokacją); charakter tego defektu określa się wielkością i kierunkiem wektora przemieszczenia (wektora Burgersa). Jeżeli wektor przemieszczenia jest prostopadły do linii dyslokacji (rys. 4a i 4b), to dyslokacja nazywa się krawędziową, jeżeli wektor przemieszczenia jest równoległy do linii dyslokacji (rys. 4c), to dyslokacja nazywa się śrubową (porównaj rys. 1 i 4). Zauważmy, iż przypadki przedstawione na rys. 4a i 4b są równoważne: jeżeli walec (rys. 4a) obrócimy o 90° otrzymamy taki sam rozkład deformacji i na-

pięć, jak w drugim przypadku (rys. 4b). W ogólnym przypadku linia dyslokacji Burgersa może być dowolną krzywą przestrzenną, wzdłuż której wektor przemieszczenia jest stały i dla dyslokacji w kryształach równy jest jednemu z możliwych wektorów translacji sieciowej.

Linie dyslokacji w teorii sprężystości spełniają podobną rolę, jak linie wirowe w hydrodynamice czy linie prądu w magnetostatyce. Przy pojawieniu się wiru ruch cieczy traci potencjalny charakter, rotacja z prędkości po zamkniętym konturze staje się różna od zera i proporcjonalna do wypadkowego natężenia wirów objętych konturem. W podobny sposób pole magnetyczne przy powstaniu prądów przestaje być bezwirowe, rotacja z natężenia pola magnetycznego po zamkniętym obwodzie jest różna od zera i proporcjonalna do wypadkowego natężenia przepływających przez obwód prądów. Zarówno potencjał prędkości w przypadku obecności linii wirowych, jak i potencjał magnetyczny przy obecności linii prądu można zbudować tylko przy pomocy niejednoznacznych wielogłęziowych funkcji, rozgałęziających się przy obchodzeniu linii wiru lub prądu.

W przypadku dyslokacji rolę potencjału gra wektor przesunięcia \vec{u} , który jest niejednoznaczna funkcją współrzędnych i zmienia się o wielkość wektora przemieszczenia przy każdym obejściu linii dyslokacji. Zamiast rotacji wektora w teorii dyslokacji rozpatruje się rotację po zamkniętym konturze tensora

$$\hat{v} = \text{grad } \vec{u}$$

(gradient wektora przesunięcia). Inaczej

$$v_{ij} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i}. \quad (1)$$

Rotacja tensora \hat{v} daje bezpośrednio wartość wypadkowej \vec{b} wektorów Burgersa wszystkich dyslokacji objętych konturem [8]:

$$\vec{b} = - \oint \vec{dr} \hat{v} = - \oint \vec{du}. \quad (2)$$

Znanym twierdzeniom o stałości natężenia linii wirowej i o stałości natężenia prądu wzdłuż dowolnej rurki prądu odpowiada twierdzenie o stałości wektora Burgersa wzdłuż linii dyslokacji. Wynika stąd w szczególności twierdzenie o niemożliwości kończenia się linii dyslokacji wewnątrz ciała — dyslokacje muszą albo zamykać się same na siebie, albo rozszczepiać się na kilka dyslokacji, albo wychodzić na powierzchnię. Do rozszczepiania się dyslokacji stosuje się twierdzenie analogiczne do

twierdzenia Kirchhoffa dla punktu rozgałęzienia prądu: dla linii dyslokacji przecinających się w jednym punkcie suma wektorów Burgersa równa się zeru [9].

3. Makroskopowy opis dyslokacji

Nye [10], Bilby [11] i Kröner [12] pokazali, że rozkład dyslokacji w ciele można rozpatrywać makroskopowo. W tym celu trzeba uśrednić rozkład dyslokacji po elementarnych powierzchniach, przecinających dużą ilość pojedynczych linii dyslokacji. Gęstość dyslokacji w tym przypadku charakteryzuje się tensorem drugiego rzędu $\hat{\beta}$, składowe i -tego wiersza tego tensora liczbowo równają się składowym wypadkowego wektora Burgersa wszystkich dyslokacji przecinających elementarną powierzchnię prostopadłą do osi i . Dla elementarnej powierzchni o dowolnej orientacji z wektorem \vec{n} wypadkowy wektor Burgersa \vec{b} równy jest iloczynowi \vec{n} i tensora $\hat{\beta}$

$$\vec{b} = \vec{n} \hat{\beta} \quad (3)$$

lub

$$b_k = n_i \beta_{ik}$$

(sumujemy po powtarzających się wskaźnikach).

W kryształach z prostą siecią kubiczną składowe tensora $\hat{\beta}$ mają szczególnie proste fizyczne znaczenie. W przypadku tym β_{ik} daje wprost gęstość dyslokacji leżących wzdłuż osi i i mających wektor Burgersa równoległy do osi k . Człony tensora $\hat{\beta}$ leżące na przekątnej odpowiadają dyslokacjom śrubowym, człony nie leżące na przekątnej — dyslokacjom krawędziowym. W bardziej złożonych przypadkach $\hat{\beta}$ rozkłada się na sumę iloczynów tensorów, z których każdy opisuje gęstość dyslokacji określonego typu [13].

Całkowe związki (2) można przy pomocy twierdzenia Stokesa zapisać w postaci różniczkowej zwinętej:

$$\hat{\beta} = - \text{rot } \hat{v}, \quad (4)$$

lub rozpisanej na składowe:

$$\beta_{ij} = - e_{ikl} \frac{\partial}{\partial x_k} v_{lj} \quad (4')$$

e_{ikl} jest tensorem trzeciego rzędu antysymetrycznym ze względu na wszystkie wskaźniki, przy czym $e_{ikl} = 1$, jeżeli i, k, l , tworzą parzyste przedstawienie cyfr 1, 2, 3.

Tensor dystorsji \hat{v} można rozłożyć na część symetryczną (tensor deformacji sprężystej $\hat{\varepsilon}$) i na część antysymetryczną (tensor obrotów sieci $\hat{\omega}$)

$$\hat{v} = \hat{\varepsilon} - \hat{\omega}. \quad (5)$$

Tensor $\hat{\omega}$ ma tylko trzy niezależne składowe i jest równoważny osiowemu wektorowi $\vec{\omega}$

$$\omega_i = \frac{1}{2} e_{ijk} \omega_{jk}. \quad (6)$$

Odwrotny związek ma postać

$$\omega_{ij} = e_{ijk} \omega_k \quad (7)$$

lub

$$\hat{\omega} = \vec{\omega} \times \hat{I}, \quad (7')$$

gdzie \hat{I} jest jednostkowym tensorem drugiego rzędu. Jeżeli w kryształach są zdjęte napięcia wewnętrzne i nie istnieje w nim deformacja elastyczna, rozkład dyslokacji zależy tylko od krzywizny sieci (10), czyli

$$\hat{\beta} = \text{rot } \hat{\omega} = \text{grad } \vec{\omega} - \hat{I} \text{ div } \vec{\omega}. \quad (8)$$

(Dywergencja $\hat{\omega}$ przy obecności dyslokacji nie jest już równa zero, jak to ma miejsce w zwykłej teorii sprężystości).

Jeżeli wprowadzimy tensor krzywizny sieci $\hat{\kappa}$

$$\hat{\kappa} = \text{grad } \vec{\omega} \quad (9)$$

i uwzględnimy, że ślad $\hat{\kappa}$ (suma składowych przekątnej) równa się dywergencji $\vec{\omega}$

$$\text{Sp } \hat{\kappa} = \text{div } \vec{\omega}, \quad (9')$$

to związki (8) możemy zapisać w postaci

$$\hat{\beta} = \hat{\kappa} - \hat{I} \text{Sp } \hat{\kappa}. \quad (8')$$

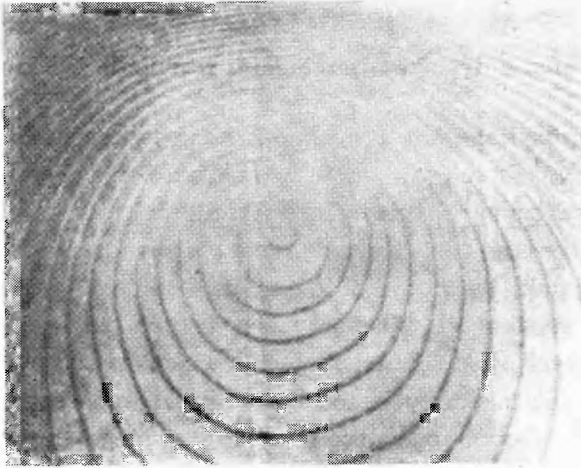
Z (8) i (8') wynika, iż dowolne makroskopowe wygięcie sieci kryształu może być przedstawione jako wynik pewnego rozkładu dyslokacji, z których każda wywołuje tylko lokalne wykrzywienie sieci³.

³ Dla kryształu z wewnętrznymi napięciami wzory (8) i (8') uogólnia się przez dodanie członów odpowiadających rotacji tensora deformacji elastycznych. (Przeгляд matematycznej teorii dyslokacji przedstawiony jest w pracy Nabarro [108]. (Przyp. tłum.).

4. Struktura powierzchni kryształów i dyslokacja śrubowa

Związek dyslokacji ze skręceniami sieci może być wykorzystany w celu znajdowania pojedynczych dyslokacji. Najprościej jest znaleźć dyslokacje śrubowe. Wyjściu dyslokacji śrubowej na powierzchnię kryształu odpowiada koniec schodka wzrostu (rys. 1c i 4c), który z łatwością można zaobserwować przy pomocy mikroskopu optycznego lub elektronowego.

Najładniejsze przykłady obserwacji dyslokacji śrubowych podane są w książkach Vermey [14] oraz Dekeysera i Amelinckxa [15],



Rys. 5. Wyjście dyslokacji śrubowej na powierzchnię kryształu (pow. 300 \times) (z pracy G. G. Lemmleina, 1945 rok)

a także w artykule przeglądowym Fortyego [1]. W tym miejscu należy wspomnieć o wcześniejszych wynikach Lemmleina, który otrzymał przekonujące dane o spiralnej strukturze powierzchni kryształów jeszcze w 1945 r. [16]. Dokładne badania pojedynczych dyslokacji śrubowych przeprowadzili uczniowie Lemmleina — Gliki [17] i Dukowa [18].

Optyczne i elektronowo-mikroskopowe metody nie zawsze pozwalają rozdzielić subtelną strukturę powierzchni kryształów. Ostatnio w tym celu zastosowano jonowy projektor pozwalający obserwować strukturę atomową na powierzchni kryształu [19, 117, 118]. Struktura powierzchni kryształów zawierających dyslokacje śrubowe odgrywa bardzo ważną rolę w procesie wzrostu kryształów. Rys. 5 pozwala przekonać się, iż w przypadku obecności dyslokacji śrubowej schodki na powierzchni kry-

ształu nie znikają w miarę wzrostu kryształu, jak to ma miejsce w przypadku bezdyslokacyjnej teorii wzrostu kryształów [119 — 121]. Warstwy wzrostu nie kończą się w przypadku obecności dyslokacji śrubowej na ścianach bocznych, lecz otaczając dyslokację stopniowo nagromadzają się jedna na drugiej. W wyniku tego mechanizmu prędkość wzrostu kryształu nawet przy małym przesyceciu jest ograniczona nie procesem spontanicznego tworzenia płaskich zarodki, a szybkością wzrostu już istniejących schodków. Teoria dyslokacyjnego wzrostu kryształów i potwierdzające ją doświadczenia bardzo ładnie przedstawiono w książkach Vermey [14] oraz Dekeysera i Amelinckxa [15]⁴.

5. Ujawnienie dyslokacji metodami trawienia i dekorowania

Wyjścia krawędziowych dyslokacji na powierzchnię kryształu nie wywołują zauważalnych zmian w strukturze powierzchni, mogą one jednak być przyczyną różnic w trawieniu. Jak już zauważył Forty [1], przez odpowiedni dobór środka trawiącego można stworzyć takie warunki, aby jamki trawienia o dużym kontraście pojawiały się w miejscach wyjścia dyslokacji. Można w ten sposób znaleźć miejsca wyjść tak krawędziowych, jak i śrubowych dyslokacji, przy czym rodzaj jamki trawienia pozwala niekiedy bezpośrednio rozróżnić te dwa typy dyslokacji [20, 21]⁵. Dobór warunków zróżnicowanego trawienia wymaga bardzo długich i żmudnych doświadczeń. Gilman znalazł recepturę trawienia cynku po dwóch latach badań [22, 171 i 197]. W pewnych przypadkach lokalne działanie środka trawiącego prawdopodobnie związane jest bezpośrednio ze zwiększeniem energii zdeformowanej sieci w okolicy dyslokacji [21, 23]⁶. Z reguły jednak efektywne zastosowanie metody zróżnicowanego trawienia wymaga obecności w kryształach domieszek zbierających się koło linii dyslokacji [22, 24, 25 i 116].

W przezroczystych kryształach nagromadzenie domieszek dookoła dyslokacji pozwala niekiedy bezpośrednio oglądać rozkład dyslokacji wewnątrz próbki. Forty [1] opisał wyniki pracy Hedgessa i Mit-

⁴ W ostatnich czasach coraz więcej prac poświęcono badaniu tzw. laminarnego i włóknistego wzrostu kryształów i powiązania go z segregacją domieszek i z dyslokacjami śrubowymi [112 i 158—161]. (Przyp. tłum.).

⁵ Niekiedy spiralne figury trawienia mogą nie odpowiadać dyslokacjom śrubowym [122, 123]. (Przyp. tłum.)

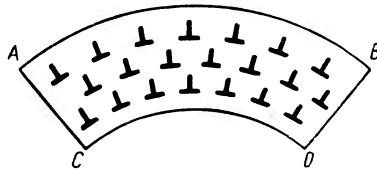
⁶ Bezpośrednią energię powierzchniową i jej zmiany można określać przy pomocy tzw. termicznego trawienia [124—127]. (Przyp. tłum.)

chella, w której stwierdzono segregacje srebra na liniach dyslokacji w bromku srebra⁷.

Dalsze badania pokazały, iż natężenie „dekorowania” może zależeć od typu dyslokacji, przy czym śrubowe dyslokacje mogą w ogóle nie zabarwiać się [20, 26]. Metody trawienia i dekorowania porównał D a s h [26], który obserwował w podczerwieni segregację miedzi na liniach dyslokacji w monokryształe krzemu i segregację litu na liniach dyslokacji w germanie [131] i pokazał, iż wyjściom linii dyslokacji na powierzchnię odpowiadają rzeczywiście jamki trawienia. Zarówno metoda trawienia jak i dekorowania bardzo się rozwinęły w ciągu ostatnich lat i pozwoliły w wielu przypadkach ujawnić rozkład dyslokacji w badanych kryształach. Zatrzymaliśmy się tylko na bardziej ważnych wynikach, mających znaczenie z punktu widzenia sprawdzenia podstaw teorii dyslokacji.

6. Dyslokacje a makroskopowa krzywizna sieci

Najprościej jest sprawdzić własności dyslokacji jako elementarnych źródeł wygięcia sieci. Na rys. 6 pokazano najprostsz y przykład płaskiego wygięcia belki kryształu. Wzdłuż belki sieć stopniowo obraca się dookoła



Rys. 6. Szkic budowy dyslokacyjnej wygiętej belki kryształu. Znaczkami \perp oznaczone są dyslokacje krawędziowe

osi prostopadłej do rysunku. Jeżeli próbka jest odpuszczona i wolna od napięć wewnętrznych, na jej górnej powierzchni AB powinno kończyć się więcej płaszczyzn atomowych niż na dolnej CD. W rezultacie część płaszczyzn zaczynających się na powierzchni AB nie osiąga powierzchni CD i kończy się wewnątrz kryształu, tworząc dyslokacje krawędziowe. Każda taka dyslokacja jest na rys. 6 oznaczona schematycznie znaczkami \perp , pionowa kreska znaczką odpowiada kierunkowi „dodatkowej”

⁷ Najpiękniejsze prace dekorowania domieszkami w kryształach chlorku sodu i chlorku wapnia należą do S. A m e l i n c k a [20, 30, 31, 128, 129, 130 i 154]. Prace jego szkoły mają bardzo duże znaczenie dla badań centrów luminescencji w kryształach oraz przewodnictwa kryształów jonowych. Są one jedną z metod potwierdzenia przedstawień teorii dyslokacji o nagromadzeniu się łuk lub atomów międzywęzłowych w kryształach w wyniku przecinania się poruszających się linii dyslokacji [154]. (Przyp. tłum.)

płaszczyzny. Kryształ możemy sobie wyobrazić jako wypełniony „dodatkowymi” półpłaszczyznami, wprowadzonymi przez górną powierzchnię. Z prostych rozważań geometrycznych, porównując ilość płaszczyzn atomowych przecinających powierzchnie AB i CD możemy wyrazić gęstość N dyslokacji w wygiętym kryształę za pomocą wzoru

$$N = \frac{\kappa}{b}, \quad (10)$$

gdzie κ jest krzywizną kryształu, a b — wielkością wektora Burgersa dyslokacji, równą dla dyslokacji krawędziowych grubości dodatkowej półpłaszczyzny. Taki sam wynik otrzymamy ze wzoru (8'): κ w rozpatrywanym przypadku ma tylko jedną nediagonalną składową, liczbowo równą wektorowi Burgersa dyslokacji przecinających jednostkową powierzchnię prostopadłą do osi wygięcia. Jeżeli dodatkowe półpłaszczyzny dyslokacji odchylone są od normalnej do neutralnej płaszczyzny belki o kąt φ , to do wzoru (10) należy wstawić składową wektora Burgersa równoległą do tej płaszczyzny, tj.

$$N = \frac{\kappa}{b \cos \varphi}. \quad (10')$$

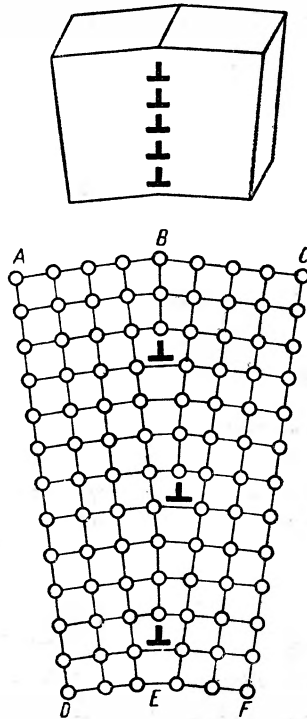
Wielu autorów wykorzystało związki (10) i (10') dla porównania teorii z doświadczeniem dla dobrze odpuszczonych monokryształów. Promień krzywizny dobierano tak, aby gęstość dyslokacji, tworzących się przy wygięciu, znacznie przewyższała gęstość początkową dyslokacji w odpuszczonym monokryształę. Dla kryształów srebra [27], molibdenu [28] i germanu [29] otrzymano zadowalającą zgodność teorii i doświadczenia. Gęstość dyslokacji określano doświadczalnie, licząc jamki trawienia. Np. w plastycznie wygiętych monokryształach germanu [29] promień krzywizny zmieniano od 5 do 22,5 cm, gęstość dyslokacji zmieniała się przy tym od $1,5 \cdot 10^6$ do $7 \cdot 10^6$ linii na cm^2 , przy czym rozbieżność z teorią nie przewyższała 10%. Zgodność teorii i doświadczenia świadczy o dyslokacyjnym pochodzeniu makroskopowego wygięcia sieci, które składa się z lokalnych wygięć na pojedynczych dyslokacjach.

7. Dyslokacyjna struktura granic ziaren

Wzory (8) i (8') wiążą wygięcie sieci z objętościowym rozkładem dyslokacji. Jeżeli obrót sieci zachodzi tylko w obszarze granicy dwóch ziaren, to i dyslokacje są rozmieszczone w tym obszarze.

Dezorientacje sąsiednich ziaren można przedstawić jako wynik rozkładu dyslokacji na powierzchni ich granic. Można zbudować granice

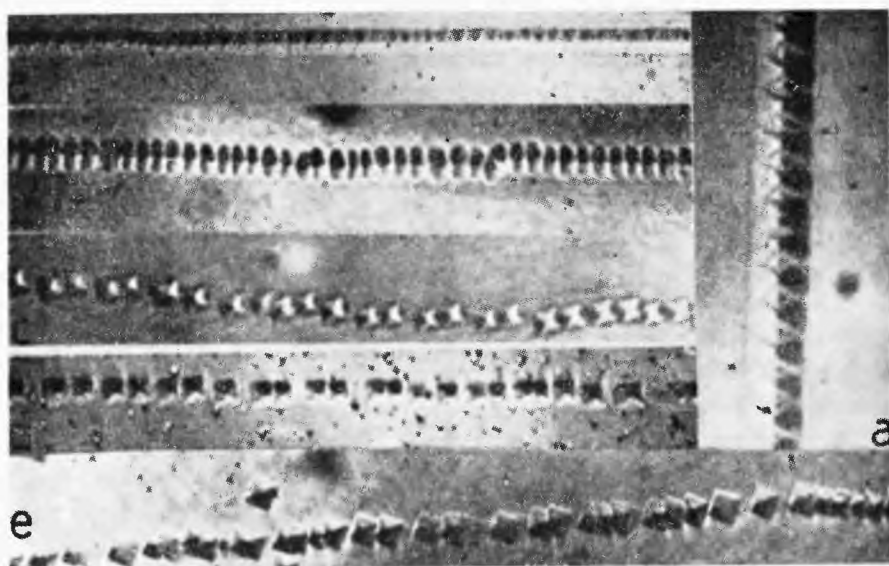
ziaren i bloków z dyslokacji jako z elementarnych defektów sieci. Rys. 7 przedstawia najprostszy model symetrycznej granicy dwóch monokrystalicznych bloków. Do wnętrza bloków wchodzi więcej atomowych półpłaszczyzn przez powierzchnie AB i BC , niż wychodzi przez



Rys. 7. Szkic budowy najprostszej granicy bloków — pionowy szereg dyslokacji krawędziowych

powierzchnie DE i EF . Wszystkie „dodatkowe” półpłaszczyzny muszą kończyć się wewnątrz bikryształu w jednym obszarze z defektami — tj. na granicy bloków. Koniec każdej półpłaszczyzny tworzy dyslokację krawędziową, cała granica bloków przedstawia się w postaci „pionowego” szeregu równoległych dyslokacji krawędziowych⁸. Jeżeli oś obrotu graniczących bloków jest równoległa do granicy, to granica zazwyczaj zbudowana jest z krawędziowych dyslokacji, jeżeli oś obrotu graniczących bloków jest prostopadła do granicy, to granica złożona jest z dyslokacji śrubowych. W ogólnym przypadku dyslokacyjny model granicy bloków przedstawia sieć dyslokacji z różnymi wektorami Burgersa.

⁸ Różne typy granic bloków i ziaren, wyliczenia ich energii, doświadczalne metody określania energii granic omówione są w książce W. T. Reada [41]. (Przyp. tłum.)

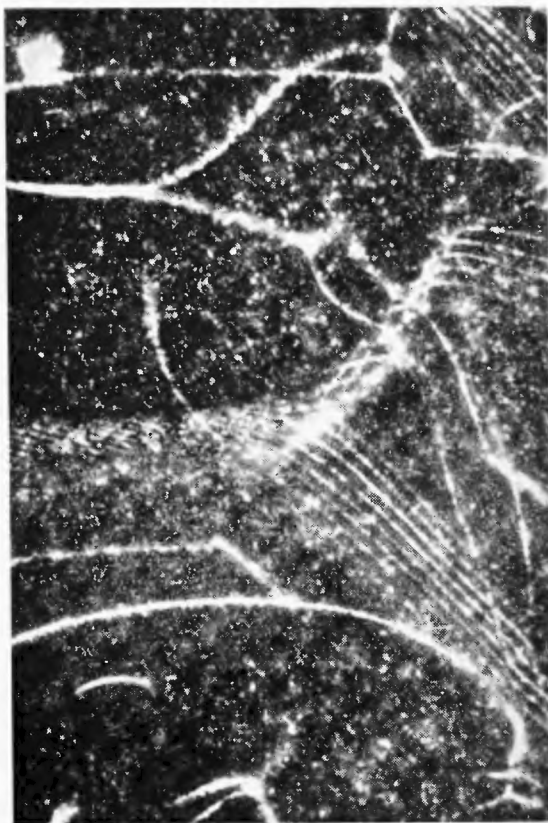


Rys. 8. Ujawniona trawieniem struktura granic bloków w kryształach chlorku sodu. Jamki trawienia o różnej formie odpowiadają wyjściom dyslokacji różnych typów. Powiększenie 250 \times , oprócz fotografii z prawego brzegu, której powiększenie wynosi 630 \times (z pracy S. A melinckx, Phil. Mag. 1, 269 (1956), Phot. 14)

Kształt sieci można wyliczyć mając daną orientację granicy i osi obrotu bloków. Wielkość komórek utworzonych przez dyslokacje jest odwrotnie proporcjonalna do kąta dezorientacji bloków. W przeglądzie Fortyego [1] omówione są wyniki badania granicy bloków w monokryształach germanu [174] metodą trawienia oraz bezpośrednio obserwacje sieci dyslokacji, otrzymanej przez segregację srebra na liniach dyslokacji w kryształach bromku srebra (Hedges i Mitchell, 1953).

Obecnie otrzymano jeszcze bardziej przekonujące wyniki. Amelinckx i Dekeyser [20, 30, 31] potrafili sprawdzić wymaganą przez teorię zależność gęstości dyslokacji nie tylko od kąta obrotu bloków, ale i od orientacji granicy [30]. Metodą trawienia odróżnili oni dyslokacje śrubowe od krawędziowych [20] i zbadali objętościowy rozkład dyslokacji w kryształach chlorku sodu na drodze osadzania się na liniach dyslokacji sztucznie wprowadzonych do kryształu atomów domieszek sodu [20] i srebra [31] (rys. 8 i 9).

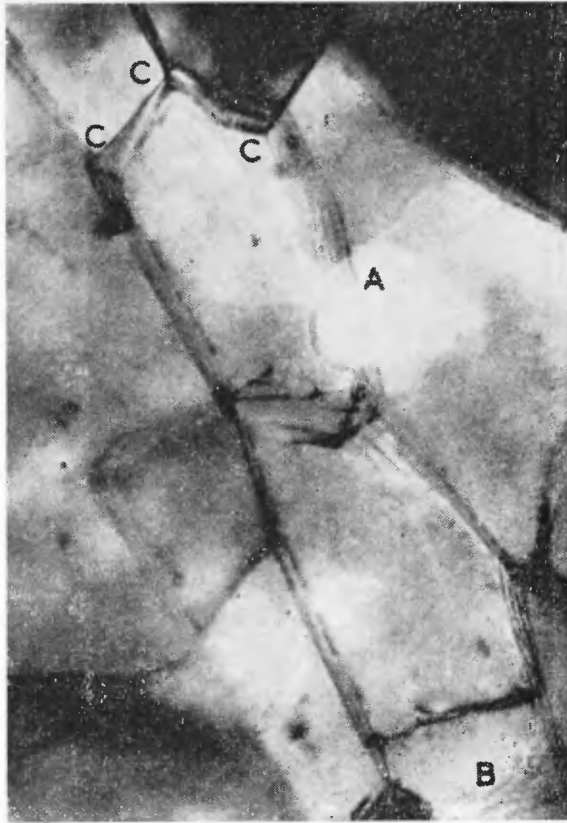
Hirsch ze współpracownikami [33] przy prześwietlaniu cienkiej folii aluminiowej w mikroskopie elektronowym o zdolności rozdzielczej rzędu 10–20 \AA obserwowali bezpośrednio pojedyncze dyslokacje



Rys. 9. „Udekorowane” dyslokacje w kryształach chlorku sodu. Na rysunku widoczne są proste granice typu pokazanego na rysunku 7 i bardziej złożone granice, składające się z sieci dyslokacji. Pow. 350 \times . Porównaj z rys. 10. (z pracy S. Amelinckx, *Phil. Mag.* **1**, 269 (1956), Phot 12)

z sieci dyslokacji na granicy bloków. Na rys. 10a wyraźnie widać granicę złożoną z szeregu równoległych dyslokacji, na rys. 10b granicę z kwadratowej, a na rys. 10c z heksagonalnej sieci dyslokacji. Prace Amelinckxa⁹ i Hirscha są wspaniałym potwierdzeniem dyslokacyjnej struktury realnych kryształów. Obecnie trudno wątpić o tym, iż granice bloków, z których zbudowany jest realny kryształ, są złożone z sieci dyslokacji.

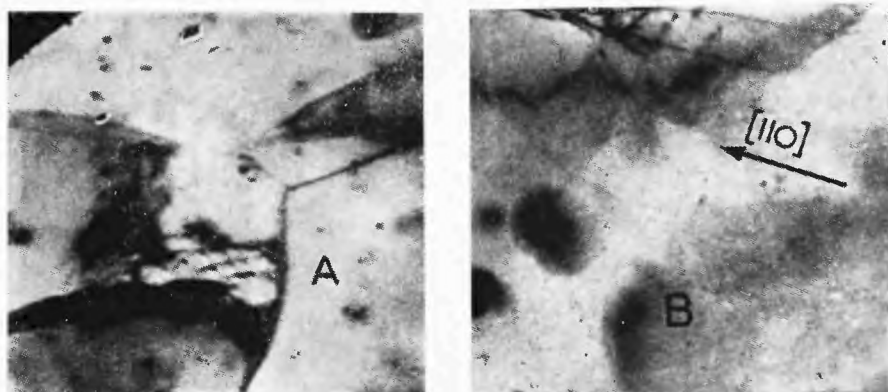
⁹ Z ostatnich prac Amelinckxa p. np. [128, 129, 130]. (Przyp. tłum.).



Rys. 10a.



Rys. 10b.



Rys. 10c.

Dyslokacyjna struktura granic bloków w folii aluminiowej

8. Napięcie dookoła dyslokacji

Zdeformowanie sieci wywołane dyslokacją w przybliżeniu teorii elastyczności można scharakteryzować pewnym polem napięć wewnętrznych. Najprostsze rozwiązanie otrzymujemy dla prostopadłej dyslokacji śrubowej (napięcia zapisane są w cylindrycznym układzie współrzędnych z osiami r , ϑ , z)

$$\tau_{\vartheta z} = \frac{G b}{2\pi r} \quad (11)$$

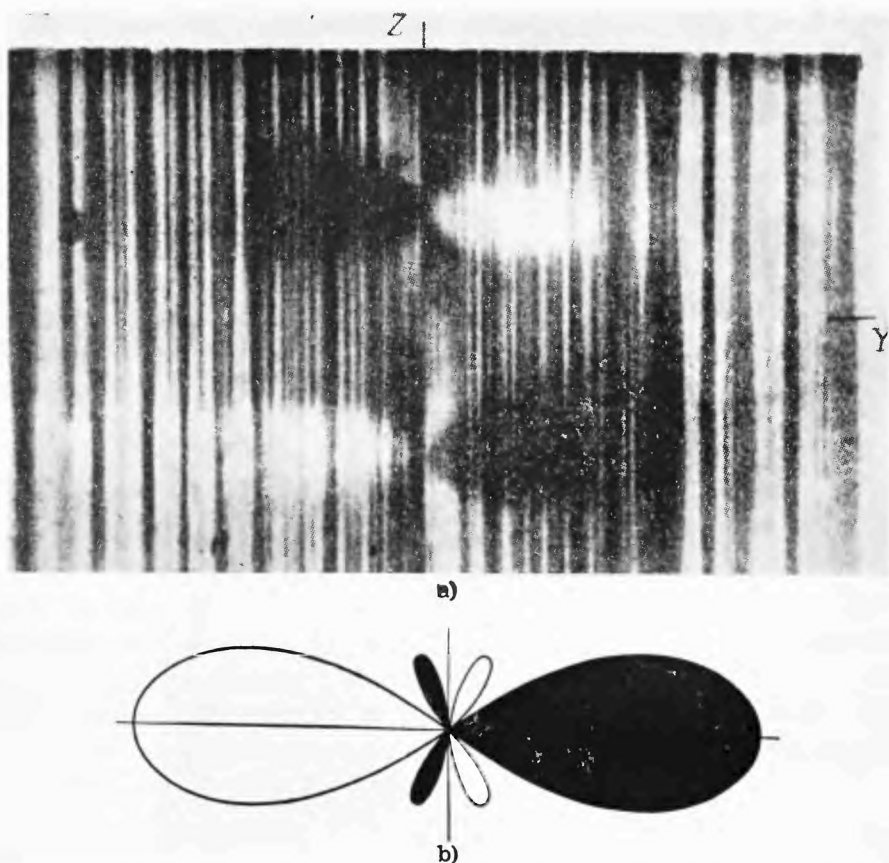
i dla dyslokacji krawędziowej:

$$\sigma_r = \sigma_\vartheta = \frac{\sigma_z}{2\mu} = - \left(\frac{G}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{b \sin \vartheta}{r} \right)$$

$$\tau_{r\vartheta} = \frac{G}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{b \cos \vartheta}{r}$$

b oznacza wektor Burgersa, G — moduł ścicia, μ — współczynnik Poissona. (Zakłada się, iż kryształ jest izotropowy). Linia dyslokacji zgodna jest z osią. W przypadku dyslokacji krawędziowej kąt ϑ liczy się od kierunku wektora Burgersa. Analogiczne wyliczenia można przeprowadzić w ogólnym przypadku kryształu anizotropowego [32].

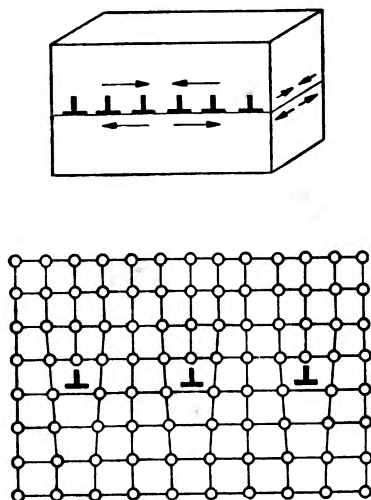
Indenbom i Tomiłowski [34] zbadali zagadnienie efektów optycznych, które powinno się zaobserwować przy badaniu napięć wewnętrznych dookoła dyslokacji metodą polaryzacyjno-optyczną. Czysta dyslokacja śrubowa w izotropowym kryształach przy prześwietlaniu



Rys. 11. Dyslokacje krawędziowe w kryształach soli Seignetta. Defekty w strukturze domen (a) odpowiadają wyliczonej rozetce napięć dookoła dyslokacji krawędziowej (b). (Z pracy W. L. Indenboma i M. A. Czernyszewej, DAN. 111, 596 (1956))

wzdłuż linii dyslokacji nie daje efektu. Przy obserwacji w skrzyżowanych nikolach wzdłuż linii dyslokacji krawędziowej powinniśmy obserwować ciemną neutralną linię równoległą do wstawionej półpłaszczyzny i dwie wzajemnie prostopadłe izokliny, położone po przekątnej w stosunku do osi polaryzatora i analizatora. Między tymi liniami powinny występować jasne listki, przy czym krzywe jednakowych rozjaśnień powinny odpowiadać krzywym równych napięć stycznych względem osi polaryzatora i analizatora. Wyniki teoretyczne autorzy porównali z optycznymi efektami, wywołanymi nagromadzeniem dyslokacji na końcu linii poślizgu w kryształach korundu ze wzrostem hamującym poślizg. Kształt rozetek rozjaśnień, obserwowanych w skrzyżowanych nikolach i sprawdzenie znaków napięć przy pomocy czulej płytki świadczyły o zadowalającej zgodności z doświadczeniem. Jeszcze bar-

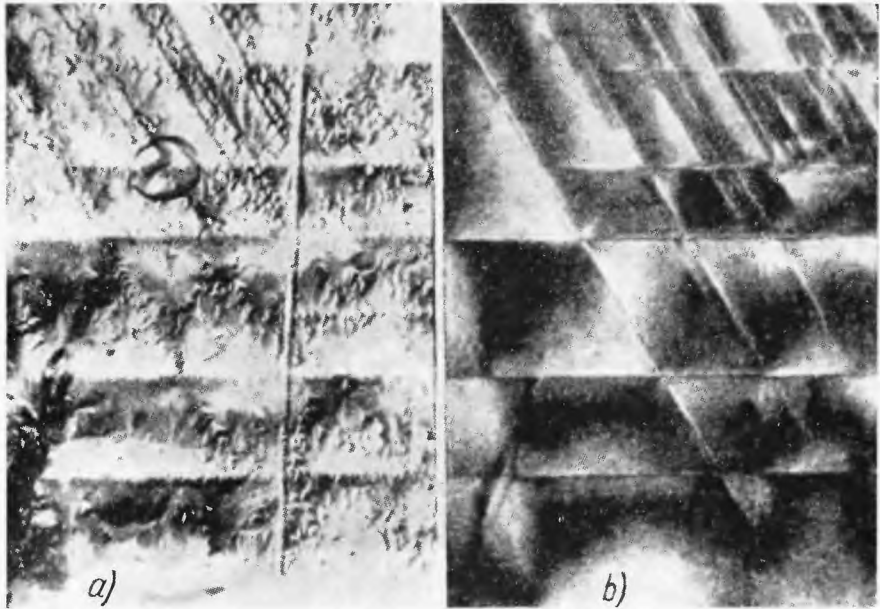
dziej wyraźny obraz pola napięć dookoła liniowej dyslokacji otrzymała Czernyszewa [35], obserwując zdeformowanie struktury domenowej dookoła makroskopowej dyslokacji krawędziowej w kryształach soli Seignetta (rys. 11). Zauważyć można dobrą zgodność rozetek doświadczalnych (rys. 11a) i teoretycznych (rys. 11b). W przeciwieństwie do



Rys. 12. Poziomy szereg dyslokacji krawędziowych. Orientacja sieci zostaje zachowana, górna połowa kryształu jest ściśnięta w stosunku do dolnej

zwyczajnej metody polaryzacyjno-optycznej optyczne obserwacje domenowej struktury soli Seignetta pozwalają bezpośrednio sprawdzić znaki napięć, gdyż linie równych grubości domen przeciwnego znaku, ujawniające się na rys. 11a w postaci krzywych jednakowych rozjaśnień (czy zaciemnień), są zgodne z liniami równych napięć stycznych odpowiedniego znaku [35].

W porównaniu z wynikami Czernyszewej i Tomiłowskiego mniej przekonująco wygląda fotografia napięć dookoła dyslokacji krawędziowej w krzemie, otrzymana przez Bondę i Andrusa [36]. Indenbom i Tomiłowski [37] pokazali, iż badania poziomego szeregu dyslokacji krawędziowych (rys. 12) pozwala na ilościowe sprawdzenie własności dyslokacji jako źródeł napięć wewnętrznych. Jeżeli w przypadku pionowego rozkładu dyslokacji krawędziowych (rys. 7) napięcia makroskopowe są równe zeru i obserwujemy tylko makroskopowy obrót sieci, to w przypadku poziomego szeregu dyslokacji orientacja sieci zachowuje się, ale superpozycja pól napięć wywołanych poszczególnymi dyslokacjami prowadzi do różnicy



Rys. 13. Dyslokacje i napięcia w kryształach korundu (pow. 52 \times)

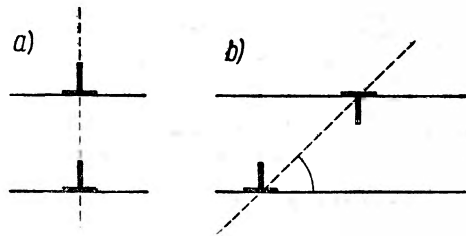
napięć z obu stron szeregu. Autorzy porównali optyczne efekty wywołane nagromadzeniem dyslokacji w płaszczyźnie poślizgu z gęstością dyslokacji otrzymaną liczeniem odpowiednich figur trawienia. Badaną płytką była próbka korundu wycięta zgodnie z płaszczyzną bazy (rys. 13). Bezpośrednio mierzono odległość w kierunku poślizgu z obu stron płaszczyzny poślizgu. Tę samą różnicę napięć wyliczono teoretycznie przy założeniu, iż każda figura trawienia odpowiada wyjściu na powierzchnię pojedynczej dyslokacji krawędziowej z wektorem Burgersa równym minimalnemu wektorowi translacji wzdłuż kierunku poślizgu $[1100]$. Rozbieżność wyników nie była większa od 20%. Świadczy to prawdopodobnie o tym, iż zwyczajna teoria sprężystości może być w zupełności zastosowana do wyliczenia napięć wewnętrznych dookoła pojedynczych dyslokacji, w każdym bądź razie przynajmniej na odległościach rzędu kilku mikronów od linii dyslokacji.

Pośrednim potwierdzeniem prawidłowości teoretycznych wyliczeń pola napięć dookoła dyslokacji mogą być doświadczenia z oddziaływaniem dyslokacji. Zgodnie z teorią dwie dyslokacje krawędziowe jednego znaku leżące we wspólnej płaszczyźnie poślizgu powinny odpychać się tak, jak odpychają się dwie różnoimienne nałado-

wane nici. W celu zbliżenia takich dyslokacji na odległość d trzeba przyłożyć napiecie styczne τ określone wzorem

$$\tau = \frac{G b}{2\pi(1-\mu)} \frac{1}{d}. \quad (13)$$

Badając monokryształy cynku Mě l ě k a [38] otrzymał przy $\tau = 5 \times 10^3$ dyn/cm doświadczalną wartość $d = 9\mu$, zaś wyliczenie ze wzoru (13)



Rys. 14. Stabilne konfiguracje dyslokacji krawędziowych w równoległych płaszczynach poślizgu

daje $d = 5,4\mu$. Dla dyslokacji krawędziowych w równoległych płaszczynach poślizgu teoria przewiduje dwa położenia równowagi „pionowe” i „45-stopniowe” (rys. 14). Pierwsze położenie równowagi jest stabilne dla dyslokacji jednakowego znaku i odpowiada rozpatrzonej powyżej pionowej ściance dyslokacji (rys. 7). Drugie położenie równowagi jest stabilne dla dyslokacji różnych znaków. Mě l ě k a [38] rzeczywiście obserwował „45-stopniową” konfigurację dyslokacji w monokryształach cynku.

Zgodnie z teorią istnieją także rozkłady dyslokacji w osłabionych odcinkach granic ziaren, np. gdy jedno i to samo miejsce w szeregu równoległych dyslokacji usiłują zająć dwie jednoimienne dyslokacje [22, 39, 40, 132—138].

Ze znanego pola napieć sprężystych wywołanych dyslokacjami można wyliczyć energię sprężystą szeregu (czy sieci) dyslokacji, tj. powierzchniową energię odpowiedniej granicy ziarna. Podobne wyliczenia porównano z doświadczeniem badając zależność energii granicy od kąta dezorientacji i otrzymano dobrą zgodność z doświadczeniem [41]¹⁰.

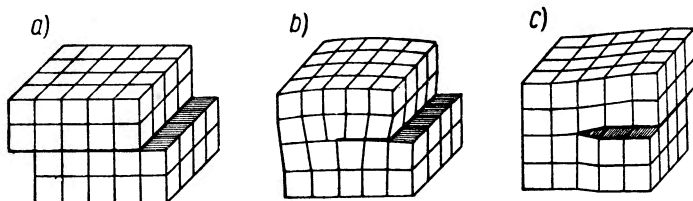
Do tej pory mówiliśmy o napięciach zdala od linii dyslokacji. Do tzw. „jądra” dyslokacji, gdzie atomy (jony, drobiny) są przemieszczone

¹⁰ Bezpośrednią metodą określania energii granicy jest tzw. trawienie termiczne [124—127, 139—140, 200]. (Przyp. tłum.)

na odległości porównywalne ze stałą sieci, teoria sprężystości nie stosuje się. Obszar ten może odgrywać dużą rolę w całym szeregu fizycznych procesów, np. w rozpraszaniu promieni rentgenowskich [42]. Obecnie przeprowadzane są tylko nieliczne próby [43, 141] bardziej dokładnego określenia położenia atomów w pobliżu linii dyslokacji.

9. Plastyczna deformacja jako wynik ruchu dyslokacji

W poprzednich paragrafach rozpatrywaliśmy statyczne dyslokacje spełniające rolę elementarnych defektów sieci i źródeł napięć wewnętrznych. Teorię dyslokacji zbudowano w celu wyjaśnienia deformacji plastycznej kryształów. Rys. 15 pokazuje schematycznie najprostszy typ plastycznej deformacji kryształu — poślizg translacyjny. Atomy przedstawiono w postaci sześcianów. Płaszczyznę poślizgu zaznaczono

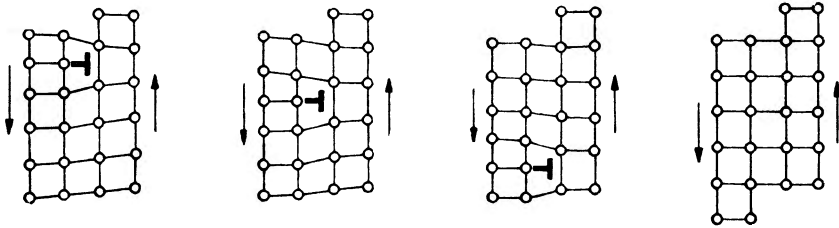


Rys. 15. Poślizg translacyjny

grubą linią. Rys. 15a pokazuje górny blok przemieszczony względem dolnego o jedną stałą sieci. Ponieważ płaszczyzny atomowe nie są idealnie elastyczne, poślizg nie może zachodzić jednocześnie w całej płaszczyźnie poślizgu. Rys. 15b przedstawia poślizg zachodzący najpierw w prawej połowie płaszczyzny poślizgu i stopniowo rozprzestrzeniający się z prawej strony ku lewej. Porównując rys. 15b z rysunkiem 1b przekonujemy się, iż granica obszaru lokalnego poślizgu jest dyslokacją krawędziową. Dodatkowa półpłaszczyzna atomów w danym przypadku położona jest pionowo i kończy się w płaszczyźnie poślizgu.

Rys. 15c przedstawia poślizg również w prawej połowie płaszczyzny poślizgu, ale teraz w kierunku prostopadłym do kierunku poślizgu na rys. 15b. Porównując rys. 15c z 1c widzimy, iż w tym przypadku granica lokalnego obszaru poślizgu tworzy dyslokację śrubową. Łatwo zauważyć, iż przecięcie kryształu ślizgającą się dyslokacją wywołuje przemieszczenie równe wektorowi Burgersa dyslokacji. Nie ma znaczenia, w jakim obszarze płaszczyzny poślizgu początkowo rozpoczął się poślizg i w jakiej kolejności dyslokacja przecięła kryształ. Pozwala to rozpatrywać płaszczyznę przechodzącą przez linię dyslokacji i równo-

ległą do wektora Burgersa jako możliwą płaszczyznę przesunięcia translacyjnego. Rys. 16 pokazuje schematycznie kolejne położenie atomów koło krawędziowej dyslokacji stopniowo przecinającej kryształ



Rys. 16. W wyniku przejścia przez kryształ dyslokacji krawędziowej otrzymujemy poślizg o jedną stałą sieciową

w kierunku wektora Burgersa. W celu przemieszczenia dyslokacji o jedną stałą sieciową wymagane są niewielkie przemieszczenia atomów.

Spróbujmy przemieścić dyslokację prostopadłe do płaszczyzny poślizgu. Przemieszczenie do góry odpowiada skracaniu, a przemieszczenie w dół — wydłużeniu „dodatkowej” półpłaszczyzny. W obu przypadkach wymagane jest przenoszenie mas — dyfuzja luk czy atomów międzywęzłowych. Jest zrozumiałe, iż energia aktywacji ruchu (ślizgania) dyslokacji w płaszczyźnie poślizgu jest o wiele mniejsza niż energia aktywacji ruchu (pełzania, dyfuzyjnego przemieszczania) dyslokacji prostopadłe do płaszczyzny poślizgu. Jak widać z rysunku 15 i 16 poślizg dyslokacji odpowiada deformacji kryształu przez ścięcie. Pełzanie (dyfuzyjne przemieszczanie) dyslokacji wywołuje skracanie czy wydłużanie się kryształu w kierunku poślizgu.

W ogólnym przypadku [44] przemieszczenie dyslokacji można opisać przy pomocy tensora 3-go rzędu N_{ijk} , gdzie i jest kierunkiem przemieszczenia, a j, k określają typ dyslokacji (j — kierunek linii dyslokacji, k — kierunek wektora Burgersa). Przypadek $k = i \neq j$ odpowiada poślizgowi krawędziowych, $i \neq j = k$ — poślizgowi śrubowych, a $i \neq j \neq k$ — pełzaniu krawędziowych dyslokacji. Mając dany tensor przemieszczeń dyslokacji można znaleźć tensor plastycznej dystorsji $v^{\hat{p}}$ określony związkiem

$$v_{ij}^{\hat{p}} = b e_{ikt} N_{klj} \quad (14)$$

(b — długość wektora Burgersa dyslokacji).

Człony diagonalne tensora $\hat{v}^{\hat{p}}$ odpowiadają swobodnym wydłużeniom, człony niediagonalne — swobodnym ścięciom (przemieszczeniom). Pierwszy wskaźnik określa płaszczyznę, a drugi kierunek poślizgu.

Przemieszczenie dyslokacji określa w zupełności zmianę formy kryształu, zatem współrzędne linii dyslokacji mogą być parametrami charakteryzującymi stan kryształu.

Jeżeli do kryształu przyłożone są zewnętrzne siły, z parametrami tym sprzężone są pewne siły uogólnione, zazwyczaj interpretowane jako „siły działające na dyslokację”.

Wykorzystując zasadę wirtualnych przemieszczeń można pokazać [45], iż

$$\vec{f} = \vec{l} \times \hat{\sigma} \vec{b}, \quad (15)$$

gdzie \vec{f} oznacza siłę działającą na element linii dyslokacji w polu napięć zewnętrznych $\hat{\sigma}$, a \vec{b} oznacza wektor Burgersa dyslokacji. Ze wzoru (15) w szczególnym wypadku wynika, iż składowa \vec{f} równoległa do płaszczyzny poślizgu i wywołująca ruch dyslokacji wynosi $b\tau l$, gdzie τ oznacza napięcie styczne działające w płaszczyźnie poślizgu w kierunku poślizgu. Jak należało oczekiwać, powyższy wynik w zupełności zgadza się ze znanym prawem krytycznego napięcia ścinającego [46], zgodnie z którym plastyczne płynięcie kryształu w danym układzie poślizgu (niezależnie od orientacji kryształu i obecności innych napięć ścinających i normalnych) zaczyna się wtedy, kiedy napięcie τ osiąga krytyczną wielkość charakterystyczną dla danego układu.

Ocena napięć wymaganych dla ruchu dyslokacji wymaga uwzględnienia całego szeregu czynników. Ograniczymy się tylko do rozpatrzenia oporu sieci przeciw powolnemu ruchowi dyslokacji krawędziowej. W przypadku tym opór przeciw poślizgowi związany jest z zależnością energii dyslokacji od jej położenia w kryształach. Układy atomów pokazane na rysunku 16 prawdopodobnie mają mniejszą energię niż konfiguracje pośrednie, w których środek dyslokacji nie leży naprzeciwko jakiegokolwiek płaszczyzny górnej połowy kryształu. Odpowiednie rachunki można wykonać przyjmując uproszczone modele rozkładu atomów w jądrze dyslokacji: model Kontorowej i Frenkla [47, 48] (łańcuch kul powiązanych quasi sprężystymi siłami w sinusoidalnym polu) lub model Peierlsa i Nabarro [49—51] (dwa sprężyste bloki z obu stron płaszczyzny poślizgu). Jakościowo oba modele prowadzą do identycznych wyników. Energia sprężysta dyslokacji jest proporcjonalna do Gb^2 , czyli minimalną energię posiadają dyslokacje, których wektory Burgersa są zgodne z minimalnymi wektorami translacji danej sieci. Innymi słowami optymalne kierunki poślizgu muszą

być zgodne z kierunkami najbardziej gęstego zapełnienia sieci atomami, co rzeczywiście obserwujemy w doświadczeniu [46].

Krytyczne napięcie ścinające τ_{kr} konieczne do ruchu dyslokacji zależy wykładniczo od szerokości dyslokacji, która w obu modelach określa się stosunkiem odległości a między sąsiednimi płaszczyznami poślizgu do wielkości wektora Burgersa b . Wynika stąd, iż największą ruchliwość mają dyslokacje, leżące w najgęściej zapełnionych płaszczyznach sieci. Odpowiada to również znanym krystalograficznym prawom wyboru elementów poślizgu [46].

W szczególności wyliczenia przy założeniu modelu Kontorowej i Frenkla [48] dają

$$\frac{\tau_{kr}}{G} \simeq 28 \frac{a}{b} \cdot 10^{-7a/b}. \quad (16)$$

Przy $a = 2b$ krytyczne napięcie ścinające jest bardzo małe ($\tau_{kr}/G \simeq \simeq 6 \cdot 10^{-13}$), przy $a = 0,5b$ osiąga ono bardzo dużą wielkość ($\tau_{kr} \simeq 0,4^{10} G$), a przy $a \simeq b$ ze wzoru (16) mamy $\tau_{kr}/G \simeq 10^{-6} \div 10^{-5}$, co ma rząd wielkości zbliżony do obserwowanych doświadczalnie wartości krytycznych napięć ścinających dla czystych monokryształów metali (zazwyczaj $\tau_{kr} \simeq 10^{-5} \div 10^{-4} G$).

Teoria dyslokacji wiąże z ruchem dyslokacji nie tylko poślizg translacyjny, ale i wszystkie inne rodzaje deformacji plastycznej. Poślizg wymaga rozpatrywania poziomych szeregów dyslokacji. Tworzenie pasm deformacji i pasm *kink*¹¹ wiąże się z tworzeniem i przemieszczaniem pionowych szeregów (ścianek) dyslokacji. Podobnie poligonizację¹² rozpatruje się na podstawie ogólnych twierdzeń o sprowadzeniu makroskopowych wygięć sieci do dyslokacji.

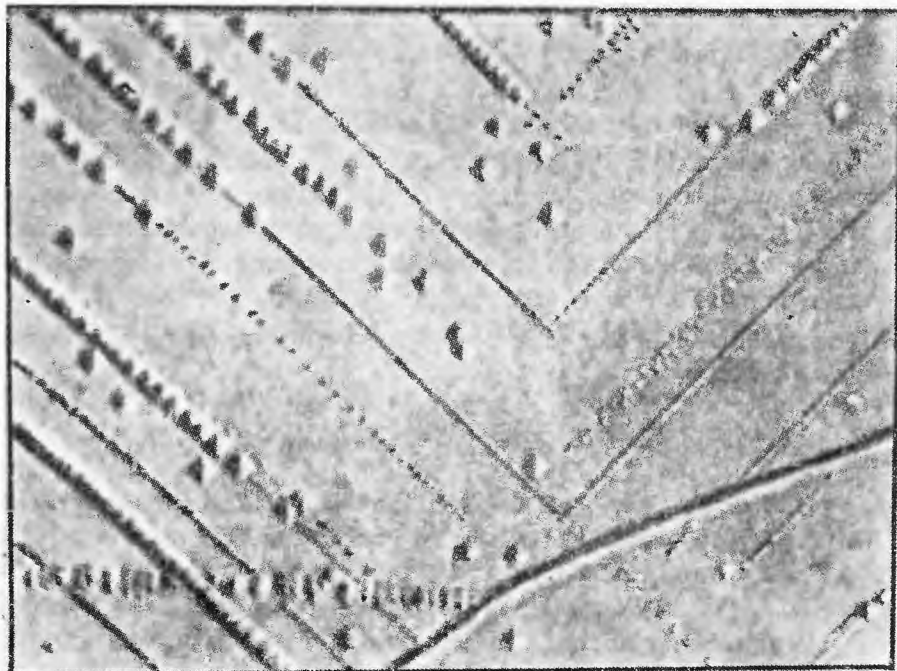
10. Doświadczalne potwierdzenie ruchu dyslokacji

Doświadczalne badania poruszającej się dyslokacji są trudniejsze niż dyslokacji statycznych.

F o r t y [1] w swym przeglądzie wskazał na możliwość wykrycia ruchu dyslokacji śrubowych przez badanie struktury powierzchni. Metodę tę

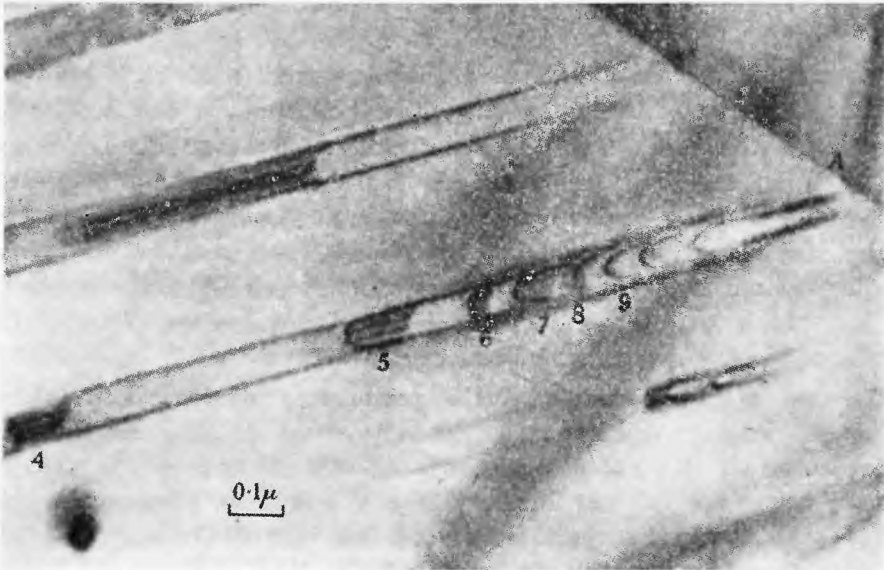
¹¹ Tak nazywają się w literaturze angielskiej specjalne pasma, które obserwuje się przy deformacji plastycznej. Kryształ ulega jakby pofalowaniu, grzbiety fal tworzą wspomniane pasma i są prostopadłe do obserwowanych linii poślizgu [142—143]. (Przyp. tłum.)

¹² Dyslokacyjne teorie deformacji plastycznej dyspersyjnego utwardzania, deformacyjnego utwardzania, poligonizacji, pełzania [199], rozerwania, zachowania metali przy zmiennym obciążeniu, tarcia wewnętrznego przedstawione są w książce Cottrella [181]. Z nowszych prac wymienimy [144—150, 154, 195, 177] oraz artykuł przeglądowy A. Seegera w *Handbuch der Physik* [145]. (Przyp. tłum.)



Rys. 17. Obserwacje przemieszczeń dyslokacji metodą trawienia. Po wtórnym wygięciu kryształu dyslokacje uległy przemieszczeniu w kierunku osi neutralnej (z pracy J. J. Gilman i W. G. Johnston, J. Appl. Phys. 27, 1018 (1956))

wykorzystano dla badań dyslokacji w metalach [52, 53]. Możliwe, iż opisany przez Lemleina i Dukową [54] przypadek zbliżenia końców dyslokacji śrubowych w procesie wzrostu kryształu paratolluidyny związany jest z ruchem dyslokacji. Kolejne stosowanie metody trawienia pozwala dość łatwo prześledzić przegrupowania dyslokacji w procesie deformacji plastycznej [55], jednak w ostatnim czasie tylko Gilman i Johnston [21, 113] potrafili zaobserwować metodą trawienia poślizg i pełzanie (przemieszczanie dyfuzyjne) pojedynczych dyslokacji. Trawili oni kryształy fluorku litu przed i po przyłożeniu obciążeń. Początkowe i końcowe położenia dyslokacji różniły się rozmiarami figur trawienia. Wyjście dyslokacji ze starej jamki trawienia obserwowano jako wygładzenie wierzchołka jamki. W szeregu przypadków jednoznacznie można było pokazać z jakiej jamki do jakiej przeszły dyslokacje. Jedna z fotografii Gilmana i Johnstona pokazana jest na rys. 17. Duże figury trawienia oznaczają początkowe, a małe — końcowe położenie dyslokacji. Po powtórnym wygięciu dyslokacje ulegały przemieszczeniu bliżej neutralnej płaszczyzny wzdłuż kierunków poślizgu.



Rys. 18. Ruch dyslokacji w metalowej folii (pow. 60000 \times) Klatka z filmu. Cyfry oznaczają kolejny numer dyslokacji emitowanych przez źródło leżące w obszarze A w granicy bliźniaków. Pierwsze trzy dyslokacje wyszły już z pola widzenia (z pracy M. J. Whelan et al. Proc. Roy Soc. 240, 524 (1957), Fig. 15 p. 125)

Hirsch, Horne i Whelan [33] badając przy pomocy mikroskopu elektronowego dyslokacje w folii aluminiowej obserwowali przy nagrzewaniu próbki wiązką elektronów ruch dyslokacji pod wpływem napięć termicznych. Zaobserwowali oni różne formy ruchu dyslokacji łącznie z tzw. „poprzecznym” poślizgiem. Czasami dyslokacje tworzyły się wskutek rozpadu granic ziarna. Zagadnienie powstawania dyslokacji nie zostało jednak w zupełności wyjaśnione¹³. Na konferencji w Nowym Yorku w 1956 r. autorzy demonstrowali mikrofilm o ruchu dyslokacji.

W następnej swej pracy [57] autorzy wspólnie z Bollmannem zbadali folię z nierdzewnej stali i otrzymali bardzo ładne zdjęcia, ilustrujące elastyczne oddziaływanie dyslokacji, nagromadzanie dyslokacji na granicach ziaren, a także powstawanie dyslokacji na granicach folii i granicach ziaren. Rys. 18 przedstawia wycinek mikrofilmu przedstawiający stopniową emisję dyslokacji przez jakieś źródło leżące na granicy bliźniaków.

¹³ Ostatnio poważnym krokiem naprzód jest praca Gilmana [11]. (Przyp. tłum.)

11. Dyslokacje a inne defekty sieci

Rozpatrując metodę trawienia i „dekorowania” dyslokacji rozważaliśmy zagadnienia oddziaływania dyslokacji z atomami domieszek. Nagromadzenie domieszek w polu napięć dyslokacji (dookoła linii dyslokacji) ma nie tylko znaczenie naukowe, ale i praktyczne. Atomy domieszek zazwyczaj utrudniają ruch dyslokacji, co może doprowadzić do istotnej zmiany mechanicznych własności kryształów. Proces starzenia metali prawdopodobnie związany jest z dyfuzją domieszek do linii dyslokacji. Nie jest przeto dziwne, iż zagadnienie oddziaływania dyslokacji z domieszkami zwraca uwagę wielu badaczy [58—61].

Ciekawe efekty powstają dzięki powiązaniu dyslokacji z lukami i atomami międzywęzłowymi. Te zlokalizowane defekty sieci tworzą się bardzo łatwo przy ruchu dyslokacji [62—64]. W tym celu wystarczy, aby nie wszystkie odcinki linii dyslokacji leżały w płaszczyźnie poślizgu — każdy nieślizgający się występ na linii dyslokacji przy wymuszonym przemieszczeniu zostawia za sobą ślad w postaci łańcucha luk czy atomów międzywęzłowych. Jeżeli nawet początkowo linia dyslokacji była zupełnie gładka, w procesie ruchu z pewnością przecina ona inne linie dyslokacji, staje się schodkowa i przy dalszym ruchu zostawia za sobą nie idealną sieć, lecz płaską, stopniowo rozplywającą się chmurę zlokalizowanych defektów. Taki ślad poza poruszającą się dyslokacją obserwowano rzeczywiście [33]¹⁴.

Zlokalizowane defekty mogą być z kolei źródłami dyslokacji. Początkowo zakładano tworzenie się dyslokacji w rosnących kryształach na skutek zamykania się wklęsłości powstających poprzez nagromadzenie się luk [65, 66, 193]. Ostatnie dane otrzymane metodą dekorowania przy badaniu dyslokacji w przezroczystych kryształach [67, 68] pokazują, iż proces tworzenia się dyslokacji poprzez kondensację luk jest bardziej złożony. Prawdopodobnie luki nie kondensują się bezpośrednio, nagromadzają się one na dyslokacjach śrubowych, w wyniku czego te dyslokacje przyjmują formę krzywych śrubowych o osi równoległej do wektora Burgersa. Następnie, dzięki wzajemnemu odpychaniu się zwojów od spirali, odrywają się poszczególne pierścienie dyslokacji krąweżdiowych [130].

Geometryczne własności dyslokacji określają ich związek z bliźniakami. W dyslokacyjnej teorii bliźniakowania wprowadza się tzw. „bliźniakujące” dyslokacje, odpowiadające schodkowi atomów na rozgraniczającej,

¹⁴ Zagadnienie tworzenia luk i atomów międzywęzłowych przy przecinaniu się dyslokacji omówione jest w książce Reada [41]. Ma ono podstawowe znaczenie dla wyjaśnienia procesów dyfuzji i przewodnictwa elektrycznego. (Przyp. tłum.)

bliźniaczej powierzchni. Te dyslokacje odpowiadają krawędzi półpłaszczyzny atomów, które przeszły w położenie bliźniacze¹⁵. Defekty tego rodzaju rozpatrywali także Lifszic i Obreimow [69, 70]. Ruch schodka dyslokacji wzdłuż granicy bliźniaków daje przemieszczenie tej granicy i wzrost jednego z bliźniaków kosztem drugiego [71]. Na przykład w bliźniakach o kształcie klinów przynajmniej jedna z powierzchni nie jest zgodna z płaszczyzną bliźniakowania i musi być pokryta schodkami.

Jeżeli „bliźniakująca dyslokacja” kończy się na granicy bliźniaka (np. ulegając rozszczepieniu na zwyczajne dyslokacje), to ruch granicy może zachodzić w podobny sposób jak przy dyslokacyjnym mechanizmie wzrostu kryształu [72].

Sz szczególnie ciekawy jest przypadek bliźniaka jednowarstwowego. W strukturach o gęstym wypełnieniu¹⁶ taki „bliźniak” można rozpatrywać jako szczególny defekt normalnego ułożenia płaszczyzn atomowych — tzw. defekt ułożenia (*stacking fault*)¹⁷. Z energetycznych oszacowań wynika, iż zwykła pełna dyslokacja może ulec rozszczepieniu się na dwie „cząstkowe”, połączone jednowarstwowym bliźniakiem (na rys. 18 dyslokacje prowadzące są rozszczepione).

Tego typu reakcje między dyslokacjami wywołują tworzenie zarówno łatwo ruchliwych defektów, jak i defektów mało ruchliwych — zaczepionych (*sessile dislocation*), które stanowią przeszkodę dla ruchu innych dyslokacji [73—77]¹⁸. Rozpatrzenie możliwych wariantów wymaga uwzględnienia konkretnej struktury kryształu i stanowi przedmiot osobnego działu teorii dyslokacji, tzw. krytalografii dyslokacji [181 — §7, 170].

Dyslokacje powiązane są także z takimi defektami sieci, jak mikro-pory czy mikropęknięcia. Nagromadzenie dyslokacji koło przeszkody wewnątrz kryształu czy koło granicy kryształu może wywołać bardzo dużą koncentrację napięć wewnętrznych i doprowadzić do powstania mikropęknięcia [78—81, 177]. Jeżeli wypadkowy wektor Burgersa nagromadzonych dyslokacji wynosi przynajmniej kilka stałych sieci, to mikropęknięcie jest stabilne i nie zamyka się samorzutnie przy zdjęciu

¹⁵ Dyslokacje tego typu omówione są w książce Cottrella [181]. (Przyp. tłum.)

¹⁶ Struktura kubiczna centrowana na ścianach i heksagonalna, o najgęstszym wypełnieniu przestrzeni kulami. (Przyp. tłum.)

¹⁷ Tworzy go tzw. dyslokacja Shockleya [41]. (Przyp. tłum.)

¹⁸ Bardzo ładnym przykładem zastosowania teorii rozszczepiania się dyslokacji i tworzenia zaczepionych dyslokacji (tzw. dyslokacji Lomera—Cottrella) do wyjaśnienia utwardzania metali kubicznych centrowanych na ścianach jest praca [144]. Różne inne typy zaczepionych dyslokacji, np. tzw. dyslokacje Franka, omówione są w książce Reada [41]. (Przyp. tłum.)

obciążenia, jak w przypadku pęknięć Griffitsa. Pod wieloma względami wymienione prace można rozpatrywać jako ilościowe sformułowanie poglądów, wyrażonych po raz pierwszy przez Stiepanowa [84, 85] na powiązanie procesów plastycznej deformacji i rozerwania. Dyslokacyjna teoria rozerwania kryształów oraz jej eksperymentalne potwierdzenia dokładnie omówione są w pracach przeglądowych [86, 87, 177].

Z wielu zastosowań teorii dyslokacji wspomnieć należy o pracach Odinga i Iwanowej, w których zastosowano tę teorię do analizy zagadnień zmęczenia metali [88] i ich rozerwania przy peźnaniu [89]. Należy zauważyć, iż w pewnych przypadkach proste modele dyslokacyjne są niedostatecznie zgodne z wynikami doświadczeń [90, 91]. Możliwe, iż w określonych warunkach decydująca rola w tworzeniu zarodki rozerwania przypada nie bezpośrednio dyslokacjom, a lukom [89, 92, 93].

12. Zakończenie

Do tej pory nie zostały wyjaśnione jedynie nieliczne trudności, związane z podstawowymi założeniami teorii dyslokacji, na które wskazywano w omówionych artykułach krytycznych [94—96]. W szczególności nie osiągnięto wymaganej jasności w zagadnieniach pochodzenia i rozmnażania dyslokacji¹⁹. Z chwilą znalezienia w roku 1950 przez Franka i Reada geometrycznie możliwego modelu rozmnażania dyslokacji, znanego pod nazwą źródła Franka-Reada, wydawało się, iż podstawowe trudności zostały pokonane. Jednak w ciągu kilku lat nie otrzymano jeszcze bezpośredniego doświadczalnego dowodu istnienia takiego źródła (jeżeli nie brać pod uwagę jednego ze zdjęć Dasha [26], które można interpretować jako fotografię charakterystycznego dla źródła Franka-Reada rozkładu dyslokacji²⁰). Dash stwierdził również spontaniczne powstawanie dyslokacji na powierzchni kryształu. Porównując znane wyniki Stiepanowa [98], który pokazał, iż proces poślizgu rozpoczyna się na powierzchni kryształu, z ostatnimi pracami [56], których autorzy doszli do tegoż wniosku na różnych drogach, oraz uwzględniając liczne potwierdzenia efektu Rebindera [99—101] — nie sposób nie uwzględniać tej szczególnej roli, jaką w procesie deformacji odgrywa powierzchnia próbki [152—153]. Nie wykluczone jest, iż wpływ po-

¹⁹ Ostatnio poważnym krokiem naprzód jest praca Gilmána [113]. (Przyp. tłum.)

²⁰ Bardzo ładnym zdjęciem odpowiadającym źródłu Franka-Reada jest zdjęcie w pracach [151, 117, 154]. Źródło Franka-Reada jest podstawowym elementem dyslokacyjnych teorii. W chwili obecnej dyskutuje się zagadnienie, czy mechanizm F.—R. jest jedynym mechanizmem rozmnażania dyslokacji [154]. (Przyp. tłum.)

wierzchni nie sprowadza się tylko do ułatwienia czy utrudnienia ruchu już istniejących dyslokacji, a prowadzi do zupełnie nowych efektów, np. do powstawania nowych dyslokacji w warstwie powierzchniowej kosztem napięć stycznych, związanych z napięciem powierzchniowym.

O ile w celu wyjaśnienia mechanicznych własności kryształów zbadano różne warianty teorii, co niewątpliwie ułatwi dalsze badania teoretyczne i doświadczalne konieczne dla ścisłego rozwinięcia tej teorii, to uwzględnienie dyslokacji, mające na celu wyjaśnienie innych strukturalnie czułych własności kryształów, znajduje się w stadium początkowym. Dla przykładu wspomnimy prace omawiające wpływ dyslokacji na własności elektryczne [102—104], magnetyczne [105], optyczne [106] i chemiczne [107] kryształów.

W krótkim przeglądzie nie sposób omówić setki prac poświęconych teorii dyslokacji i jej zastosowaniom, które pojawiają się co rok. Zainteresowanych czytelników odsyłamy do monografii i przeglądów [1, 15, 41, 56, 87, 108—111, 154—156, 162—163, 177, 190—196, 198—199].

Nie można nie przyznać, iż wspaniałe potwierdzenie dyslokacyjnej hipotezy osiągnięte w ostatnich latach wymaga przyspieszenia badań mających na celu stworzenie dyslokacyjnej teorii mechanicznych i innych strukturalnie czułych własności kryształów.

Dyslokacje w kryształach istnieją rzeczywiście, posiadają przewidziane przez teorię własności elementarnych defektów sieci i źródeł napięć, grupowanie dyslokacji w szeregi prowadzi do rozbicia kryształu na bloki, a ruch dyslokacji wywołuje deformację plastyczną. Dlatego bezsensowne są próby nie uwzględniające roli dyslokacji a także własności strukturalnie czułych, przy opracowywaniu teorii realnego kryształu, czy też przy badaniu mechanizmu deformacji plastycznej kryształów²¹.

Tłumaczył Janusz Kryłow

²¹ Ostatnio coraz więcej prac poświęca się możliwości otrzymania określonych konfiguracji dyslokacji w procesie wzrostu kryształów, zmniejszenia ilości dyslokacji przez pobranie odpowiednich warunków hodowli czy zgoła możliwości otrzymywania kryształów bezdyslokacyjnych [164, 169, 192—193].

Z nowszych metod badania dyslokacji należy dodać ujawnianie dyslokacji przy pomocy bombardowania jonami [185, 186]. Pewne perspektywy otwiera fotoemisja [189]. Stosuje się również dekorowanie izotopami z zastosowaniem klisz jądrowych [187]. Nowe możliwości badania otwiera praca Chynowetha [188], mówiąca o tym, że przy przebiegu prądowym w półprzewodnikach w okolicy dyslokacji obserwuje się świecenie. Przegląd metod dyfrakcyjnych rentgenowskich daje [190]. Bardzo ważne jest potwierdzenie wniosków teorii dyslokacji mówiących o powstawaniu dyslokacji, sieci dyslokacyjnych i granic dyslokacyjnych oraz ich ruchu i oddziaływania [113, 154]. (Przyp. tłum.)

Literatura

1. A. J. Forty, *Advances in Physics* **3**, 1 (1954).
2. J. W. Menter, *Proc. Roy. Soc.* **A236**, 119 (1956).
3. A. W. Szubnikow, *Priroda* **16**, 83 (1927).
4. A. W. Szubnikow, *Kristally w naukie i technieke*, str. 9, 1956.
5. H. Hashimoto, R. Uyeda, *Acta Cryst.* **10**, 143 (1957).
6. D. W. Pashley, J. W. Menter, G. A. Basset, *Nature* **179**, 752 (1957).
- 7a. A. Low, *Mathematical theory of elasticity*, 1935.
- 7b. V. Volterra, *Ann. de l'École Normale* **24**, 401 (1907).
8. J. M. Burgers, *Proc. Kon. Ned. Acad. Wetenschap Amst.* **42**, 293 i 378 (1939).
9. F. C. Frank, *Phil. Mag.* **42**, 809 (1951).
10. J. F. Nye, *Acta metallurgica* **1**, 153 (1953).
11. B. A. Bilby, *Rep. conf. defects in crystalline solids*, Bristol 1954, Phys. Soc. (1955), str. 124.
12. E. Kröner, *Ztf. Phys.* **142**, 463 (1955).
13. W. L. Indenbom, *Kristallografija* **2**, 594 (1957).
14. A. R. Verma, *Crystal growth and dislocations*, Butterworths Scientific Publications 1954.
15. W. Dekeyser, S. Amelinckx, *Les dislocations et la croissance des cristaux*, Paris, Masson (1955).
16. *Wiestnik ANSSSR*, **4**, 119 (1945).
17. N. W. Głiki, *Dissertacja*, Institut Kristallografii A.N. S.S.S.R. (1953).
18. E. D. Dukowa, *Dissertacja*, Institut Kristallografii A.N. S.S.S.R. (1956).
19. E. W. Müller, *Journ. Appl. Phys.* **28**, 1 (1957).
20. S. Amelinckx, *Phil. Mag.* **1**, 269 (1956).
21. J. J. Gilman, W. G. Johnston, *Journ. Appl. Phys.* **27**, 1018 (1956).
22. J. J. Gilman, *Trans. Am. Inst. Min. Met. Engrs.* **206**, 998 (1956).
23. N. Cabrera, M. M. Lerine, *Phil. Mag.* **1**, 450 (1956).
24. G. Wyon, P. Lacombe, *Rep. conf. defects in crystalline solids*, Bristol 1954, Phys. Soc. (1955), str. 187.
25. J. S. Suits, J. R. Low, *Acta metallurgica* **5**, 285 (1957).
26. W. C. Dash, *J. Appl. Phys.* **27**, 1193 (1956).
27. A. A. Hendrickson, E. S. Machlin, *Acta metallurgica* **3**, 64 (1955).
28. K. T. Aust, R. Maddin, *Acta metallurgica* **4**, 632 (1956).
29. F. L. Vogel, *Trans. Am. Inst. Min. Met. Engrs.* **206**, 946 (1956).
30. S. Amelinckx, *Acta metallurgica* **2**, 848, (1954).
31. M. V. Vorst, W. Dekeyser, *Phil. Mag.* **1**, 882 (1956).
32. J. D. Eshelby, W. T. Read, W. Shockley, *Acta metallurgica* **1**, 251, (1953).
33. P. B. Hirsch, R. W. Horne, M. J. Whelan, *Phil. Mag.* **1**, 677 (1956).
34. W. L. Indenbom, G. E. Tomiławski, *Kristallografija* **2**, 190 (1957).
35. W. L. Indenbom, M. A. Czernyszewa, *DANSSSR* **111**, 596 (1956).
36. W. L. Bond, J. Andrus, *Phys. Rev.* **101**, 1211 (1956).
37. W. L. Indenbom, G. E. Tomiłowski, *DANSSSR* **115**, 723 (1957).
38. A. H. A. Měľěka, *Phil. Mag.* **1**, 803 (1956).
39. J. J. Oberly, *Trans. Am. Inst. Min. Met. Engrs.* **200**, 1025 (1954).
40. Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Japan* **10**, 1020 (1955).
41. W. T. Read, *Dislocations in crystals*, Mc Graw-Hill New — York (1953).
42. A. Seeger, *Acta Metallurgica* **5**, 24 (1957).

43. H. B. Huntington, J. E. Rickey, R. Thomson, *Phys. Rev.* **100**, 1117 (1955).
44. E. Kröner, G. Rieder, *Ztf. Phys.* **145**, 424 (1956).
45. M. Peach, J. S. Koechler, *Phys. Rev.* **80**, 436 (1950).
46. E. Schmidt, W. Boas, *Die Kristallplastizität*. 1935.
47. T. A. Kontorowa, J. J. Frenkiel, *ZETF* **8**, 89 (1938).
48. W. L. Indenbom, *Kristallografija* **3**, 2 (1958).
49. R. Peierls, *Proc. Phys. Soc.* **52**, 34 (1940).
50. F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc.* **59**, 256 (1947).
51. H. B. Huntington, *Proc. Phys. Soc.* **68**, 1043 (1955).
52. H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Japan* **10**, 981 (1955).
53. M. J. Fraser, D. Caplan, A. A. Burr, *Acta metallurgica* **4**, 186 (1956).
54. G. G. Lemlein, E. D. Dukowa, *Kristallografija* **1**, 477 (1956).
55. W. R. Hibbard, C. E. Dunn, *Acta metallurgica* **4**, 306 (1956).
56. A. H. Cottrell, *Nature* **178**, 1090 (1956).
57. M. J. Whelan, P. B. Hirsch, R. W. Horne, W. Bollmann, *Proc. Roy. Soc.* **240**, 524 (1957).
58. A. W. Cocharde, G. Schoeck, H. Wiedersich, *Acta Metallurgica* **3**, 533 (1955).
59. J. Heslop, N. J. Petch, *Phil. Mag.* **1**, 866 (1956).
60. G. Schoeck, *Phys. Rev.* **102**, 1458 (1956).
61. W. W. Webb, *Acta Metallurgica* **5**, 89, (1957).
62. F. Seitz, *Advances in Physics* **1**, 43 (1952).
63. H. G. van Buerren, *Acta Metallurgica* **3**, 5619 (1955).
64. A. Seeger, *Phil. Mag.* **46**, 1194 (1955).
65. F. Seitz, *Phys. Rev.* **79**, 890 (1950).
66. F. E. Fujita, *Sci. Repts. Res. Inst. Tōhoku. Univ.* **A**, 125 (1954).
67. S. Amelinckx, W. Bontinck, *Acta Metallurgica* **5**, 345 (1957).
68. S. Amelinckx, W. Bontinck, W. Dekeyser, F. Seitz, *Phil. Mag.* **2**, 355 (1957).
69. J. M. Lifszic, I. W. Obreimow, *Izw. A.N. S.S.S.R. ser. fiz.* **12**, 65 (1948).
70. I. M. Lifszic, *ZETF* **18**, 1134 (1948).
71. T. A. Kontorowa, J. I. Frenkiel, *ZETF* **8**, 1349 (1938).
72. A. H. Cottrell, B. A. Bilby, *Phil. Mag.* **42**, 573 (1951).
73. A. Seeger, G. Schoeck, *Acta Metallurgica* **1**, 519 (1953).
74. W. M. Lomer, *Phil. Mag.* **42**, 1327 (1951).
75. A. H. Cottrell, *Phil. Mag.* **43**, 645 (1952).
76. R. B. Green, *Phys. Rev.* **102**, 376 (1956).
77. A. N. Stroh, *Phil. Mag.* **1**, 489 (1956).
78. J. S. Koechler, *Phys. Rev.* **85**, 480 (1952).
79. A. N. Stroh, *Proc. Roy. Soc.* **A223**, 404 (1954).
80. A. N. Stroh, *Phil. Mag.* **2**, 1 (1957).
81. N. I. Petch, *Phil. Mag.* **1**, 186 (1956).
82. J. S. Fischer, *Acta metallurgica* **3**, 109 (1955).
83. F. E. Fujita, *J. Phys. Soc. Japan* **11**, 1200 (1956).
84. A. W. Stiepanow, *ZTF* **5**, 349 (1935).
85. A. W. Stiepanow, *Izw. A.N. SSSR Otd. matem. str.* 797 (1937).
86. N. J. Petch, *Progress in metal physics.* **5**, 1 (1954).
87. N. F. Mott, *J. Iron Steel Inst.* **183**, 233 (1956).
88. I. A. Odina, *DANSSSR* **105**, 1238 (1955); *Wiestnik ANSSSR* **4**, 24 (1957).

89. I. A. Odina, W. S. Iwanowa, DANSSSR 103, 77 (1955); *Sbornik Procznost' mietalłow*, 1956.
90. A. Reruyterre, E. B. Greenough, *J. Inst. Metals* 84, 337 (1955/56).
91. C. L. Pearson, W. T. Read, W. L. Feldmann, *Acta Metallurgica* 5, 181 (1957).
92. J. B. Pines, *Z.T.F.* 25, 1399 (1955).
93. P. I. E. Forsyth, *Phil. Mag.* 2, 437 (1957).
94. M. W. Klassen-Niekludowa, T. A. Kontorowa, *Uspiechi Fiz. Nauk* 26, 217 (1944).
95. M. W. Klassen-Niekludowa, T. A. Kontorowa, *Uspiechi Fiz. Nauk* 52, 143 (1954).
96. A. W. Stiepanow, *Izw. A.N. SSSR otdielenije tiechn. nauk* 9, 90 (1954).
97. F. C. Frank, W. T. Read, *Phys. Rev.* 79, 722 (1950).
98. A. W. Stiepanow, *ZETF* 17, bCl (1947); 18, 741 (1948).
99. P. A. Rebinder, *Nowyje problemy fiziko-chimiczeskoj miechaniki. Dokład na post. kolokwiumie po twiordym fazam pieriemienno go sostawa 26.I. 1956-Moskwa (1956).*
Mosk. kolloidnym kollokwiumom 26.I. 1956. Moskwa (1956).
100. P. A. Rebinder, W. I. Lichtmann, L. A. Koczanowa, *DAN SSSR* 111, 1278 (1956).
101. W. I. Lichtmann, P. A. Rebinder, G. W. Karpienko, *Wlijanije powierchnostno-aktiwnoj sriedy na processy dieformacii mietalłow (1954).*
102. W. T. Read, *Phil. Mag.* 46, 111 (1955).
103. W. N. Rożanski, I. W. Goriunow, E. D. Szczukin, *Fizika mietalłow i mietalłowiedienije* 3, 113 (1956).
104. J. Burmeister, *Ztf. Phys.* 148, 402 (1957).
105. Z. Malek, *Cs. Cas. Fys.* 7, 146 (1957).
106. R. M. Blackney, D. L. Rexter, *Rep. Conf. Defects in Crystalline Solids, Bristol 1954*, *Phys. Soc.* (1955) str. 108.
107. L. E. Gratty, A. V. Granato, *J. Chem. Phys.* 26, 96 (1957).
108. F. R. N. Nabarro, *Advances in Physics* 1, 271 (1952).
109. A. H. Cottrell, *Progress in metal physics* 4, 205.
110. G. Schoeck, *Adv. in applied mechanics* 4, 229 (1956).
111. J. Friedel, *Les Dislocations*, Paris Gauthier-Villars 1956.
- 112.* M. Bocek et al., *Czechoslovak J. Phys.* 8, 562 (1958).
113. J. J. Gilman, W. Johnston, *J. Appl. Phys.* 30, 129 (1959).
115. W. C. Dash, *Phys. Rev. Letters* 1, 400 (1958).
116. J. C. Suits, J. R. Low, *Acta Metallurgica* 5, 285 (1957).
117. E. W. Müller, *Acta Metallurgica* 3, 620 (1958).
118. J. Nikliborc, *Postepy Fizyki* 9, 417 (1958).
119. H. E. Buckley, *Crystal — Growth*, John Wiley, New York 1951.
120. *Crystal Growth. Disc. Farad. Soc. No 5 (1949).*
121. W. Kuźniecowa, *Krystally i krystallizacija (1953).*
122. S. Amelinckx, *Phil. Mag.* 2, 1264 (1957).
123. A. R. Lang, *J. Appl. Phys.* 28, 497 (1957).
124. W. W. Mullins, *J. Appl. Phys.* 28, 333 (1957).
125. A. A. Hendrickocn, E. S. Machlin, *Acta Metallurgica* 3, 64 (1955);
A. P. Greenough, R. King, *J. Inst. Metals* 79, 415 (1951).
126. A. A. Hendrickson, *J. Appl. Phys.* 29, 595 (1958).

* Poz. 112—200 dodane są przez tłumacza.

127. W. W. Mullins, *Acta Metallurgica* **6**, 293 (1958).
128. S. Amelinckx, *Acta Metallurgica* **6**, 34 (1958).
129. S. Amelinckx, *Phil. Mag.* **2**, 94 (1957).
130. S. Amelinckx, *Phil. Mag.* **2**, 355, (1958).
131. W. C. Dash, Tyler J. *Appl. Phys.* **28**, 1221 (1957).
132. A. M. Head, *Australian J. Phys.* **8**, 1 (1955).
133. B. A. Bilby, A. R. Entwisle, *Acta Metallurgica* **4**, 257 (1956).
134. C. E. Dunn, *Acta Metallurgica* **3**, 409 (1955).
135. W. R. Pfann, *Acta Metallurgica* **3**, 512 (1955).
136. Okada, *J. Phys. Soc. Japan* **10**, 1018 (1955).
137. J. R. Patel, *J. Appl. Phys.* **29**, 170 (1958).
138. H. Wernick et al., *J. Appl. Phys.* **29**, 1013 (1958).
139. R. L. Fullman, *J. Appl. Phys.* **22**, 448 (1951).
140. R. L. Fullman, *J. Appl. Phys.* **22**, 456 (1951).
141. El. Yoffe, *Phil. Mag.* **2**, 1197 (1957).
142. A. Rossi, *Acta Metallurgica* **4**, 26 (1956);
W. Honycombe, *J. Institute Metals* **80**, 39, 45 (1951/52).
143. I. H. Auld, R. A. Coyle, A. M. Marshall, N. A. Mc Kinon, *Brit. J. Appl. Phys.* **8**, 79 (1957).
144. A. Seeger, *Phil. Mag.* **2**, 323 (1957).
145. A. Seeger, *Kristallographie Handbuch der Physik*, Herausgb. S. Flüge, Band VII/2 (1958), Springer-Verlag.
146. P. Feltham, J. D. Meakin, *Phil. Mag.* **2**, 105 (1957).
147. A. N. Stroh, *Phil. Mag.*, **3**, 597 (1958).
148. H. Wildsford, J. T. Fourie, *Acta Metallurgica* **4**, 271 (1956).
149. B. Ancker et al., *Journ. Appl. Phys.* **27**, 333 (1956).
150. J. Wertman, *Journ. Appl. Phys.* **26**, 1213 (1955); **28**, 312 i 1185 (1957).
151. I. S. Servi, *Phil. Mag.* **3**, 63 (1958).
152. T. L. Johnston et al., *Acta Metallurgica* **6**, 713 (1958).
153. P. A. Rebinder, W. I. Lichtman, W. M. Maslennikow, *DANSSSR* **32**, 125 (1941); D. S. Kemsley, *Nature* **163**, 404 (1949); E. D. Andrade, *Nature* **163**, 890 (1948); **164**, 1127 (1949); S. Harper, A. H. Cottrell, *Proc. Phys. Soc.* **B63**, 331 (1950); I. W. Menter, E. O. Hall, *Nature* **165**, 611 (1950); D. I. Philips, N. Thompson, *Proc. Phys. Soc.* **B63**, 839 (1950); C. S. Barrett, *Acta Metallurgica* **1**, 2 (1953).
154. *Dislocations and mechanical properties of crystals*. International Conference held at Lake — Placid 1956. John Wiley, New York 1957.
155. *International conference on current problems in crystal physics.*, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 47 (1958).
156. *Solid State Physics. Advances in research and applications*. Ed. F. Seitz, D. Turnbull, Academic Books, London Vol. 1—5.
157. J. Menter, *Adv. in Physics*, **Nb3** (1958).
158. L. Graf, *Zft. für Metallkunde*, **42**, 336 (1951).
159. A. Rosenberg, W. A. Tiller, *Acta Metallurgica*, **5**, 565 (1957); *Canad. Journ. Phys.* **33**, 196 (1955); **34**, 96 (1956).
160. J. B. Newkirk, *Acta Metallurgica* **4**, 316 (1956).
161. B. Chalmers, *Journ. of Metals* **6**, 519 (1954).
162. T. J. Gray et al. *The Defect Solid State*, Interscience Publishers, New York, London 1957.

163. Rochester Conference on Solide State Physics, Session F Dislocations. Journ. Phys. Chem. Solides **8** (1959).
164. A. J. Goss, Acta Metallurgica **4**, 332 (1956).
165. J. Washburn, Acta Metallurgica **6**, 665 (1958).
166. B. A. Billig, Brit. Journ. Appl. Phys. **7**, 10 (1956); Proc. Roy. Soc. **235**, 37 (1956); Journ. Appl. Phys. **29**, 611 (1958).
167. K. F. Hulme, Acta Metallurgica **2**, 810 (1954).
168. W. C. Dash, Journ. Appl. Phys. **29**, 736 (1958).
169. Bennett, D. Sawey, Bell. Syst. Techn. J. **35**, 637 (1956); C. W. Mueller, R. C. A. Review **18**, 205 (1957).
170. J. Hornstra, J. Phys. and Chem. of Solids **5**, 129 (1958).
171. B. Battermann, J. Appl. Phys. **28**, 1236 (1957).
172. R. A. Logan, J. Peters, J. Appl. Phys. **28**, 1419 (1957).
173. S. P. Wolsky, J. Appl. Phys. **29**, 1132 (1958).
174. F. L. Vogel, W. G. Pfann, et al., Phys. Rev. **90**, 489 (1953).
175. F. L. Vogel, Acta Metallurgica **3**, 245 (1955).
176. J. Patel, J. Appl. Phys. **29**, 170 (1958).
177. W. J. Lichtman, E. D. Szczukin, Uspiechi Fizicz. Nauk **66**, 213 (1958).
178. W. Bardslay, R. L. Bell, J. Electronics and Contral **5**, 19 (1958).
179. D. Geist, E. Preuss, Ztf. Angew. Physik **9**, 526 (1957).
180. A. G. Rees, *Chemistry of the defect solid state*, 1954.
181. A. H. Cottrell, *Dislocations and plastic flow of crystals*, Oxford Clarendon Press 1953.
182. W. G. Pfann, F. L. Vogel, Acta Metallurgica **5**, 377 (1957).
183. A. K. Head, N. Louat, Australian J. of Phys. **8**, 1 (1955).
184. D. Kuhlmann-Wilsdorf, Phil. Mag. **3**, 125 (1958).
185. G. K. Wehner, J. Appl. Phys. **29**, 217 (1959).
186. E. B. Henschke, J. Appl. Phys. **28**, 411 (1957).
187. C. Leymonie et al., Acta Metallurgica **5**, 115 i 117 (1957).
188. A. G. Chynoweth, G. L. Pearson, J. Appl. Phys. **29**, 1103 (1958).
189. E. L. Huguenin, Annales de Physique **2**, 214 (1957).
190. J. Auleytner, Postępy Fizyki **10**, 75 (1959).
191. J. W. Menter, Adv. in Physics **7**, 299 1958.
192. R. H. Doremus, B. W. Roberts, D. Turnkull, *The Growth and Perfection of Crystals*, J. Wiley, N. York 1958.
193. Sbornik Rost Kristallov, II Izdatielstwo A.N. SSSR 1959.
194. Referaty wygłoszone w Międzynarodowej Letniej Szkole Fizyki Ciała Stałego, Supplmento Nuovo Cimento N2 do t. 7 (1958).
195. J. Auleytner, Postępy Fizyki **9**, 693 (1958).
196. *Progress in metal physics*, Vol. 1—7. Ed B. Chalmers Pergamon Press.
197. T. Draugun, Czechoslovak J. Phys. **8**, 600 (1958).
198. *Madrid Colloquium on the Deformation and Flow of Solids*. Springer — Verlag, Berlin 1956.
199. *Theory of Creep*, ASM Seminar, Cleveland 1956.
200. E. Votava, A. Berghezan, Acta Metall. **7**, 392 (1959).

Jerzy Krzuc

Katedra Fizyki II AGH,
Kraków

Scyntylicyjne detektory neutronów

Wstęp

W miarę rozwoju techniki jądrowej zaczęły się pojawiać oprócz dawno znanych detektorów neutronowych, takich jak: komora jonizacyjna impulsowa, licznik proporcjonalny napełniony trójfluorkiem boru, coraz to nowe scyntylicyjne detektory neutronów. Zaletą tych detektorów w porównaniu z pierwszymi jest dobrze określona geometria detekcji, a w niektórych przypadkach także małe wymiary.

Jednakże szczególne warunki rejestracji neutronów stawiają omawianym detektorom pewne wymagania, które są podyktowane istniejącymi źródłami neutronowymi. Wszystkie znane źródła emitują neutrony wraz z towarzyszącym im tłem promieniowania gamma [1]. I tak np. przy rozszczepieniu przypada średnio 3 kwanty gamma na jeden neutron, źródło Ra-Be daje aż 10^4 kwantów gamma na jeden neutron, a źródło Po-Be daje jeden kwant gamma na jeden neutron. Tylko impulsowe generatory neutronów umożliwiają, przy zastosowaniu w pomiarze techniki czasu przelotu, wydatne zmniejszenie tła promieniowania gamma, gdyż kwanty gamma osiagają detektor znacznie wcześniej niż neutrony. Ponieważ stałe źródła neutronowe są łatwiej dostępne niż generatory impulsowe neutronów, więc pożądaną cechą detektorów neutronowych jest ich niska wydajność na rejestrację promieniowania gamma i równocześnie duża wydajność na rejestrację neutronów.

Własności scyntylatorów neutronowych

Wśród scyntylatorów używanych do detekcji promieniowania jądrowego scyntylatory neutronowe stanowią specjalną grupę. Zwyczajny scyntylator daje błysk świetlny po zaabsorbowaniu cząstki jonizującej. Neutrony praktycznie nie jonizują materii, przez którą przechodzą, dlatego do wykrycia ich stosuje się reakcje jądrowe, dające wtórne cząstki naładowane. Czasem też korzystamy z reakcji neutron-gamma, ale

wówczas proces jądrowy może być zarejestrowany, o ile kwanty gamma wytworzą elektrony w oddziaływaniu z substancją scyntylatora i elektrony te zostaną zaabsorbowane w masie scyntylatora. Uzyskane cząstki jonizujące tracą swą energię na wzbudzenie atomów lub molekuł scyntylatora. Procesy od pochłonięcia cząstki jonizującej do wyemitowania kwantów światła przebiegają różnie zależnie od typu scyntylatora. Dokładniejszy opis tych zjawisk można znaleźć w pracy Birksa [14]. Jednakże emisja kwantów świetlnych fluorescencji zawsze jest spowodowana przejściem atomów względnie molekuł wzbudzonych do stanu podstawowego, ale nie każdemu przejściu ze stanu wzbudzonego do podstawowego towarzyszy emisja kwantu światła. Substancję, która głównie daje przejścia promieniste, tzn. z emisją kwantów świetlnych, nazwiemy „scyntylatorem”.

W przypadkach, gdy widmo fluorescencji scyntylatora leży w nadfiolecie, używa się specjalnych związków chemicznych, tzw. przesuwaczy, które absorbują widmo emisyjne scyntylatora i reemitują je w obszarze maksymalnej czułości fotopowielacza. Impulsy świetlne ze scyntylatora mogą być liczone przy użyciu fotopowielacza i standardowej aparatury elektronicznej.

Produkowane obecnie scyntylatory neutronowe mają bardzo różnorodne własności, nie wszystkie jednak spełniają warunek małej wydajności na promieniowanie gamma. Dla łatwiejszego przeglądu niektóre własności scyntylatorów zostały zestawione w tabelicy 1, podanej według Muehlhause'a [2] i uzupełnionej innymi danymi z literatury [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10].

Tablica 1 podaje w kolejnych kolumnach: typ scyntylatora (fazę materiału); numer porządkowy; składnik biorący udział w reakcji jądrowej z mierzonym promieniowaniem neutronowym — tzw. składnik jądrowy; substancję zasadniczą — tzw. składnik atomowy, który absorbuje energię cząstki jonizującej; „scyntylator”; przesuwacz; typ reakcji jądrowej; obszar energetyczny neutronów, w którym detektor może być używany; następnie orientacyjną wydajność na rejestrację promieniowania gamma; wysokość impulsu względem impulsu ze scyntylatora NaJ (Tl); czas wyświecania scyntylatora oraz odnośniki do literatury.

Scyntylatory gazowe

Detektory te są mało wydajne na promieniowanie gamma. Wydajność ich na rejestrację neutronów jest tego samego rzędu co wydajność komór jonizacyjnych impulsowych, napełnionych trójfluorkiem boru, jednakże czas wyświecania jest 10—100 razy krótszy niż czas zbierania

Tablica 1
Zestawienie scyntylatorów neutronowych

Typ	Nr	Skład chemiczny				Reakcja jądrowa	Obszar energ. dobrej wyd. na neutr. (keV)	Wydajność na kwanty gamma	Wysokość impulsu wzgl. NaJ (Tl)	Czas wyświetlania μ sek	Literatura
		Składnik jądrowy	Składnik atomowy	"Scyntylator"	Przesuwacz						
gazowe	1.	^{10}B	Xe	Xe	quaterfenyl	$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	< 10	niska	1/2	0,002	[2]
	2.	^{235}U	Xe	Xe	quaterfenyl	$^{235}\text{U}(n, f)$	< 10	niska	1/2	0,002	[2]
cieczowe	3.	H	toluen	PPO	POPOP	$\text{H}(n, n)$	> 500	wysoka	~ 0,01	0,002	[2]
	4.	boran metylu	trójetylobenzen	PPO	POPOP	$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	< 50	wysoka	0,01	0,5	[2]
	5.	kaprylian kadmu + trójetylobenzen	trójetylobenzen	PPO	POPOP	$\text{H}(n, n)$ + $\text{Cd}(n, \gamma)$	> 100	niska	0,01	0,002	[2]
	6.	Sm lub Gd (w szkle fosforanowym)	scyntylator ciekły		—	(n, γ)		wysoka	—		[4]
stałe	7.	H	antracen	antracen	—	$\text{H}(n, n)$	> 100	wysoka	~ 0,05	0,03	[2]
	8.	polistyren lub poliwinylotoluen	plastyk	p-terfenyl	czterofenylobutadien	$\text{H}(n, n)$	> 300	wysoka	~ 0,02	0,03	[2]
	9.	^6Li	LiJ	Eu	—	$^6\text{Li}(n, \alpha)$	< 50	wysoka	1/3	2	[2]
	10.	parafina + ZnS (Ag)	ZnS	Ag	—	$\text{H}(n, n)$ lub $\text{S}(n, p)$	> 100	niska	~ 1	1*	[5]
	11.	plexiglas + ZnS (Ag)	ZnS	Ag	—	$\text{H}(n, n)$ lub $\text{S}(n, p)$	> 100	niska	~ 1	1	[2]
	12.	plastyk zawier. bor	ZnS	Ag	—	$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	< 10	niska	~ 1	1	[6]
	13.	H_3BO_3	ZnS	Ag	—	$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	< 10	niska	~ 1	1	[7]
	14.	B_2O_3	ZnS	Ag	—	$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	< 10	niska	~ 1	1	[8,9]
15.	^6Li	$\text{Li}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2$	Ce	—	$^6\text{Li}(n, \alpha)$	< 50	niska	~ 0,04	0,15	[10]	

* Podano wg nowszej pracy [5].

jonów [1]. Scyntylatory podane w tablicy 1 służą jako detektory neutronów termicznych.

Scyntylatory cieczowe

Scyntylatory tego typu (np. toluen i inne związki organiczne) posiadają jako składnik wodór, dlatego nadają się dobrze do detekcji neutronów szybkich. Możemy nimi wykrywać neutrony, których energie nie są zbyt wysokie, ponieważ dla wyższych energii wydajność na rejestrację neutronów silnie maleje, podczas gdy wydajność na rejestrację promieniowania gamma pozostaje nadal stosunkowo duża. Zjawisko to można wytłumaczyć, jeżeli porówna się przekroje czynne na rozproszenie szybkich neutronów z przekrojami czynnymi na rozproszenie kwantów gamma dla różnych energii. Tablica 2 podaje takie zestawienie dla związków organicznych, których skład chemiczny założono w postaci $(CH)_n$ [1].

Tablica 2

Energia (MeV)	Przekrój czynny na rozproszenie neutr. $H(n, n)$ (barny)	Przekrój czynny na rozproszenie komptonowskie kwantów gamma (barny)
0,1	12,5	3,5
1	4,5	1,5
10	1,0	0,5

Z tablicy 2 widać, że dla wyższych energii stosunki omawianych przekrojów czynnych są niekorzystne. Oprócz tego wydajność świetlna scyntylatora jest tu mniejsza dla ciężkich cząstek niż dla lekkich.

Scyntylatory tego typu, obciążone borem, mogą mieć wydajność na rejestrację neutronów termicznych do 80% [3]. Poważną wadą takich scyntylatorów jest duża wydajność na detekcję promieniowania gamma. Przyczyną tego jest duża wydajność świetlna na elektrony w porównaniu z wydajnością świetlną na cząstki alfa. Impulsy świetlne z tych scyntylatorów, pochodzące od elektronów, protonów i cząstek alfa o tej samej energii, mają się do siebie jak 1 : 0,3 : 0,07. Zmierzone, że scyntylacja z reakcji w borze daje impuls o tej samej wysokości co impuls z absorpcji elektronu o energii 40 keV [1].

Scyntylatory te mogą być użyte także jako detektory neutronów szybkich. Licząc błyski od protonów odrzutu w koincydencji z błyskami od cząstek alfa z pochwylenia w borze, otrzymujemy detektor neutronów szybkich, zmniejszając równocześnie czułość na promieniowanie gamma.

Scyntylatory cieczowe mogą być też obciążone kadmem, samarem i gadolinem. Przy ich pomocy można liczyć neutrony o energiach termicznych i rezonansowych, korzystając z wychwytu radiacyjnego w dodatkach obciążających. Jednakże i tu wydajność na detekcję promieniowania gamma jest wysoka. W scyntylatorach obciążonych Cd i Sm można obniżyć tło promieniowania gamma, wykorzystując fakt, że jądra te wysyłają średnio dwa kwanty gamma na wychwyt jednego neutronu i licząc te kwanty w koincydencji. Wtedy jednak wydajność detektora na rejestrację neutronów jest bardzo niska, co zmusza do użycia dużych mas scyntylatora. Za pomocą scyntylatorów cieczowych, obciążonych Gd, można też liczyć neutrony szybkie licząc błyski od protonów odrzutu w koincydencji z błyskami pochodzącymi z promieniowania gamma z wychwytu radiacyjnego. Ta metoda, jak i analogiczna metoda dla scyntylatorów obciążonych borem, daje zmniejszenie tła promieniowania gamma. Stosowanie ich jest możliwe tylko wtedy, gdy masa scyntylatora jest dostatecznie duża, aby neutron został w niej spowolniony i wychwycony.

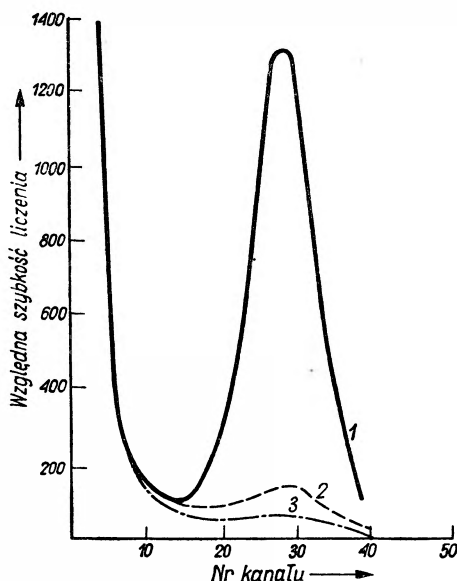
Drugą poważną wadą scyntylatorów cieczowych (obok dużej wydajności na detekcję promieniowania gamma) jest bardzo mała wydajność świetlna, co pociąga za sobą konieczność użycia fotopowielaczy o dużym wzmocnieniu i małym tle szumów własnych. Czasem nawet dla zmniejszenia tła szumów własnych używa się dwu fotopowielaczy pracujących w układzie koincydencyjnym.

Scyntylatory stałe

Scyntylatory tego typu mogą służyć do detekcji neutronów termicznych oraz szybkich.

Do detekcji neutronów szybkich nadają się dobrze scyntylatory organiczne, takie jak antracen lub inne plastyczne. Zupełnie analogicznie do cieczowych scyntylatorów neutronów szybkich scyntylatory stałe nie mogą być użyte do detekcji neutronów o zbyt dużych energiach z tych samych powodów, co poprzednie. Efektywność rejestracji promieniowania gamma jest w tych scyntylatorach duża. Do rejestracji neutronów szybkich są także używane mieszaniny ZnS(Ag) z plexiglasem lub parafiną [5]. Mają one znacznie mniejszą wydajność na rejestrację kwantów gamma niż scyntylatory plastyczne lub antracen. Detektor z siarczkiem cynku (tzw. *Hornyak button*) może być użyty do dawkomierzy dla ochrony zdrowia. Moyer [1] wykazał, że liczba protonów, które są wybite z powierzchni warstwy radiatora zawierającej wodór, jest proporcjonalna do całkowitej energii padających neutronów. Dlatego zawiesina ZnS w substancji organicznej lub warstwa radiatora organicz-

nego pokryta warstwą ZnS mogą być stosowane w dozymetrii neutronowej jako detektor. Dla detektorów typu ZnS(Ag) + substancja organiczna wydajność na rejestrację neutronów szybkich spada ze wzrostem tła promieniowania gamma i nawet przy słabym promieniowaniu gamma



Rys. 1. Różniczkowe widmo impulsów ze scyntylatora neutronów typu szkła litowego — $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2(\text{Ce})$.

- 1 — źródło Po + Be w parafinie,
- 2 — licznik przesłonięty blachą kadmową
- 3 — licznik ekranowany filtrem borowym.

jest rzędu 1%. Jest to wynikiem istnienia porównywalnych przekrojów czynnych na rozproszenie neutronów szybkich oraz kwantów gamma, a także mniejszej wydajności świetlnej na rejestrację protonów niż elektronów. Wielkość impulsu świetlnego od protonu jest około 2 razy mniejsza od wielkości impulsu świetlnego od elektronu o tej samej energii [1].

Drugą podgrupę stanowią tutaj scyntylatory neutronów termicznych, jak: jodek litu, szkło litowe lub mieszaniny siarczku cynku ze związkami chemicznymi, zawierającymi bor.

Na przykład jodek litu aktywowany europem ma dobre własności jako detektor neutronów termicznych, jednakże jest bardzo wydajny na promieniowanie gamma, co silnie ogranicza możliwość stosowania go w praktyce. Jeżeli scyntylator ten oziębi się do temperatury -196°C , to nadaje się on do spektrometrii neutronów szybkich (5—14 MeV) i ma wydajność $\sim 0,1\%$ w tym zakresie energii.

Ostatnio zostało wyprodukowane szkło litowe $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2(\text{Ce})$ [10] aktywowane cerem dla detekcji neutronów termicznych. Przy użyciu tego szkła (płytki o grubości 1 mm) można osiągnąć wydajność na rejestrację neutronów termicznych równą 80%. Jednakże wydajność na rejestrację kwantów gamma jest tu stosunkowo wysoka, ok. 3%. Ta wysoka czułość na promieniowanie gamma ogranicza możliwość stosowania tego scyntylatora nawet przy źródłach polonowo-berylowych. Impuls świetlny od cząstki alfa jest tu ok. czterokrotnie mniejszy niż impuls od elektronu o tej samej energii, co tłumaczy stosunkowo dużą wydajność na rejestrację kwantów gamma. Do produkcji tego scyntylatora użyto litu wzbogaconego w izotop ^6Li (do 90,5%). Rys. 1 przedstawia różniczkowe widmo impulsów z tego detektora. Widoczne jest wyraźne maksimum pochodzące od cząstek alfa z reakcji neutronów z jądrami litu. Wydajność rejestracji neutronów szybkich (o energii 2,5 MeV) wynosi 0,05%. Impuls świetlny jest stosunkowo słaby.

Scyntylator typu $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{B}$

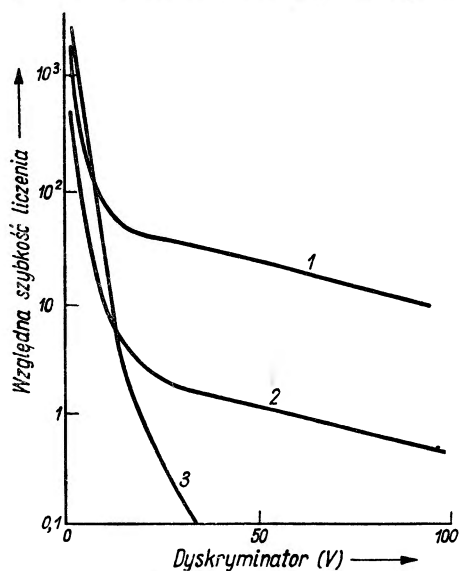
Scyntylatory te stosuje się w monitorach neutronowych oraz do pomiarów przekrojów czynnych na neutrony termiczne [11]. Są one używane również w prospekcji geofizycznej i w zagadnieniach technicznych.

Najprostsze tego typu scyntylatory są mieszaniną proszków $\text{ZnS}(\text{Ag})$ oraz B_2O_3 . Wydajność ich na detekcję neutronów termicznych nie przekracza praktycznie 1% [9]. Można wprawdzie uzyskać większą wydajność, przy znikomym tle promieniowania gamma, ale wówczas małe zmiany położenia dyskryminatora powodują duże zmiany szybkości liczenia. Oczywiście w ten sposób poprawiona wydajność detekcji neutronów nie ma praktycznego znaczenia. Główną przyczyną małej wydajności na rejestrację neutronów jest tu mała przezroczystość użytych proszków.

Można też otrzymać scyntylatory neutronowe przez zgrzewanie kryształów kwasu bornego z kryształami siarczku cynku w temperaturze ok. 100°C [7]. Używając mieszaniny: 55% H_3BO_3 i 45% $\text{ZnS}(\text{Ag})$ w warstwie ok. 70 mg/cm² otrzymujemy efektywność rejestracji neutronów termicznych ok. 5% przy tle promieniowania gamma 1 r/godz. Timofiejewa [7] ustaliła, że można zwiększyć szybkość liczenia ok. 8 razy przy użyciu danego fotopowielacza ($\Phi\Theta\Upsilon$ -19), jeżeli zamiast scyntylatora w formie płaskiego krążka leżącego na fotokatodzie zastosuje się scyntylator w formie cylindra o średnicy 4 cm i długości 9,5 cm. Uzyskuje się w tym wypadku z jednej strony zwiększenie powierzchni scyntylującej, a z drugiej — duże impulsy świetlne od cząstek alfa są rejestrowane mimo gorszego kontaktu optycznego, co w efekcie daje zwiększenie szybkości liczenia.

Sun i współpracownicy [6] otrzymali dobry scyntylator neutronów termicznych, tworząc zawiesinę $ZnS(Ag)$ w masie plastycznej zawierającej bor. Jako składników masy plastycznej użyto kwasu borskiego i gliceryny w stosunku 6:1. Glicerynę wlewano do obszernego naczynia i ogrzewano prawie do temperatury wrzenia, po czym dodawano partiami kwas borski. Gdy rozpuściła się ostatnia partia kwasu borskiego, zwalniając nadmiar pary wodnej, otrzymano przezroczystą bezbarwną ciecz, która po odlaniu na płycie aluminiowej i zastygnięciu przypominała plastik. W celu uzyskania scyntylatora topiono plastik borowy powtórnie w łaźni olejowej, a następnie sporządzano zawiesinę, dosypując siarczek cynku w stosunku $(ZnS(Ag)):(\text{plastik borowy}) = 2:1$. Plastyczna masa była nakładana do formy i wyciskana pod małą prasą. Autorzy eksperymentalnie stwierdzili, że optymalna grubość warstwy scyntylatora wynosi 1,2 mm. Do fabrykacji scyntylatorów używali proszku $ZnS(Ag)$ o średnim rozmiarze ziaren ok. 10μ . Okazało się jednak, że w przedziale 6—25 μ wymiar ziarna nie wiele wpływa na właściwości scyntylatora. Użyty bor miał naturalny skład izotopowy.

Scyntylator ten posiada wydajność na rejestrację neutronów termicznych do 21% przy tle promieniowania gamma ok. 0,1 mr/godz. Rys. 2 przedstawia widmo całkowite impulsów tego detektora. Z wykresu widać, że wydajność detektora na rejestrację neutronów szybkich

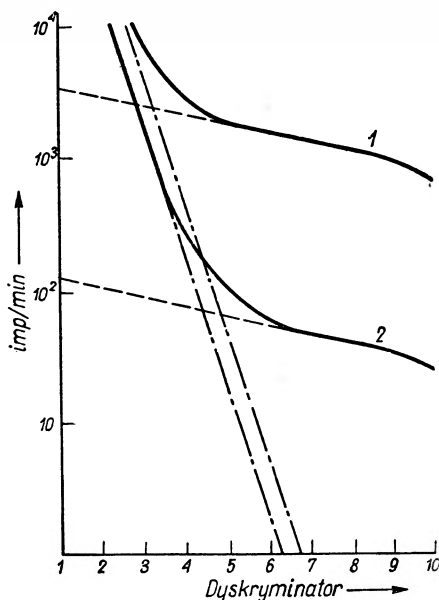


Rys. 2. Widmo całkowite impulsów ze scyntylatora typu $(ZnS(Ag) + \text{plastik borowy})$ o grubości 1,2 mm.

- 1 — neutrony termiczne ze źródła $Po + Be$ (0,1 C) w parafinie
- 2 — neutrony szybkie ze źródła $Po + Be$,
- 3 — promieniowanie gamma ^{60}Co ze źródła o aktywności 20 razy większej niż aktywność używanego źródła $Po + Be$.

jest stosunkowo duża (1%), ponieważ zawiera on w swym składzie wodór.

Można także otrzymać scyntylacyjny detektor neutronów powolnych przez spiekanie bezwodnego B_2O_3 z $ZnS(Ag)$ w temperaturze 600—



Rys. 3. Widmo całkowite impulsów z optymalnego scyntylatora spiekanego typu $ZnS(Ag) + B_2O$.

- 1 — neutrony termiczne ze źródła Ra + Be (50 mC) w bloku parafinowym
 2 — licznik przesłonięty blachą kadmową o grubości 2 mm.
 ——— neutrony i kwanty gamma,
 - - - neutrony,
 - . - . - kwanty gamma.

700°C [8]. Przy tym nie dochodzi jeszcze do zepsucia własności scyntylacyjnych $ZnS(Ag)$, jak to sugerują niektórzy autorzy [6], a następuje tylko przesunięcie maksimum widma w stronę fal dłuższych (z 4300 Å do 4700 Å). W tym zakresie czułość fotokatody nieznacznie tylko spada (Voříšek [8] używał fotopowielacza f-my RCA 6199), ale za to siarczek cynku jest bardziej przezroczysty dla własnego promieniowania. Dla dobrania optymalnych parametrów Voříšek [8] robił próbne scyntylatory w miseczkach ceramicznych o średnicy 10 mm. Ustalił on, że optymalny stosunek $ZnS(Ag) : B = 8 : 1$, a optymalna grubość scyntylatora wynosi 0,75—1 mm. Okazało się, że zmiana średnicy ziaren w zakresie 5—15 μ nie ma wpływu na własności scyntylatora. Optymalny scyntylator przy użyciu naturalnego boru ma wydajność do 25% przy słabym tle promieniowania gamma. Przy silniejszym tle promieniowania gamma można osiągnąć wydajność na neutrony termiczne

10% przy wydajności na promieniowanie gamma 10^{-4} %, lub 5% wydajności na neutrony termiczne przy wydajności na promieniowanie gamma 10^{-8} %. Rys. 3 przedstawia widmo całkowite impulsów tego detektora. Wydajność na neutrony szybkie jest ok. 100 razy mniejsza niż na neutrony termiczne. Autor podaje, że scyntylatory te mogą być robione w większych rozmiarach. Nadają się one do pracy z radowo-berylowymi źródłami neutronów.

Scyntylatory typu $ZnS(Ag) + B$ mogą w pewnej mierze konkurować z licznikami proporcjonalnymi napełnionymi trójfluorkiem boru, dlatego interesujące będzie porównanie tych detektorów. Np. scyntylator opisany w pracy [6] jest zrobiony przy użyciu naturalnego boru. Przy tle promieniowania gamma równym 0,1 mr/godz. posiada on wydajność 21% na neutrony termiczne.

W tych warunkach krążek o średnicy 5 cm i grubości 1,2 mm liczy 4 imp./neutr./cm² — ustawiony normalnie do kierunku strumienia neutronów. Natomiast licznik proporcjonalny napełniony wzbogaconym BF_3 pod ciśnieniem 70 cm Hg, o średnicy 5 cm i długości 23 cm, ustawiony osią prostopadle do strumienia neutronów daje 24 imp./neutr./cm² [1]. Jego wydajność w tym przypadku wynosi ok. 26%.

Warto jeszcze wspomnieć o detektorze opisanym przez Bootha i Ledleya [13], który w pewnym sensie jest licznikiem scyntylacyjnym. Służy on do rejestracji neutronów szybkich o energiach 400—900 MeV. Jest to po prostu pręt z plexiglasu o średnicy 10 cm i długości 50 cm, połączony optycznie z fotopowielaczem. Fotopowielacz rejestruje promieniowanie Czerenkowa od wtórnych cząstek powstających przy przechodzeniu neutronów przez pręt. Przy energii 800 MeV wydajność rejestracji wynosi 1—2%.

Uwagi końcowe

Z wymienionych typów liczników scyntylacyjnych na neutrony można dobrać odpowiednie do wielu pomiarów, np. przy użyciu generatora neutronowego, stosując w pomiarach technikę czasu przelotu, można użyć jako detektora neutronów termicznych szkła litowego lub scyntylatora cieczowego obciążonego borem. W tym przypadku można również łatwo dobrać scyntylator neutronów szybkich, jednakże do spektrometrii neutronów używa się raczej detektorów jonizacyjnych.

Przy źródłach neutronowych stałych, gdzie jest duże tło promieniowania gamma, można stosować scyntylatory gazowe lub scyntylatory z siarczkiem cynku. Te ostatnie mogą być stosunkowo łatwo produkowane i posiadają dosyć różnorodne własności zależnie od sposobu otrzy-

mywania. Dobre właściwości posiada scyntylator opisany przez Voříška [8], który służy do mierzenia strumienia neutronów powolnych przy dużym tle promieniowania gamma. Scyntylatory ZnS(Ag) + B nadają się szczególnie do dozymetrów i monitorów neutronowych. Jednak nie mogą one być używane w zbyt silnym strumieniu neutronów (np. w reaktorze), gdyż wydajność świetlna fosforu spada wtedy znacznie w miarę naświetlania neutronami [12].

Literatura

1. R. B. Owen, *Nuclear Power* 24, 166 (1958).
2. Muehlhause, *Nucleonics* 14, 38 (1956).
3. Thielans, *Appl. Scient. Res.*, 37, 87 (1958).
4. P. A. Egelstaff, *Nucl. Instrum.* 1, 197 (1957).
5. Tomotsu i inni, *J. Appl. Phys. Japan*, 27, 38 (1958).
6. K. H. Sun, P. R. Malmberg i F. A. Ресјак, *Nucleonics* 14, 46 (1956).
7. Т. В. Тимофеева и С. П. Хормушко, *Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ.* 22, 14 (1958).
8. M. Voříšek, *Československý Časopis pro Fysiku* 7, 396 (1957).
9. P. Koontz, G. Keepin i J. Ashley, *Rev. Sci. Instr.* 26, 352 (1955).
10. В. Войтовецкий, Н. Толмачева, И. Арсаев, *Атомная Энергия* 6, 321 (1959).
11. K. P. Nicholson, J. W. Hall, *Repts. Atomic Energy Res. Establ. N/M* 76, 11 (1956).
12. A. W. Smith i J. Turkevich, *Phys. Rev.* 94, 857 (1954).
13. N. E. Booth, B. Ledley, *Nucl. Instrum.* 1, 345 (1957).
14. J. B. Birks, *Liczniki scyntylacyjne*, PWN Warszawa 1956.

Jerzy Ziemiuk
Instytut Chemii Ogólnej,
Warszawa

Przegląd podstawowych metod pomiarów natężenia fal ultradźwiękowych w cieczach

Przy badaniach nad czynnym działaniem fali ultradźwiękowej istotną rzeczą jest znajomość wielkości jej energii i natężenia. Niestety, w wielu publikacjach autorzy nie podają wartości energii lub podają prąd anodowy generatora drgań elektrycznych jako wielkość charakteryzującą energię fali.

Wydaje się więc słuszne zwrócenie na to zagadnienie uwagi przez omówienie podstawowych metod pomiaru, mogących mieć praktyczne zastosowanie w laboratorium, oraz pewne usystematyzowanie wielkości, dotyczących energii fali, z którymi czytelnik może się spotkać w literaturze.

W niniejszym artykule omawiany będzie pomiar natężenia i energii fali ultradźwiękowej w cieczach w zakresie wysokich częstotliwości (rzędu 100 kHz i wyższych) oraz natężeń rzędu watów na cm^2 . Są to warunki pracy typowych generatorów piezoelektrycznych stosowanych do badania czynnego działania fali ultradźwiękowej. W związku z tym nie będą tu omawiane metody optyczne pomiaru natężenia, które można stosować przy małych natężeniach.

Przez natężenie fali ultradźwiękowej rozumie się, jak wiadomo, ilość energii przenoszonej poprzez jednostkę powierzchni przez falę padającą prostopadłe do niej, w jednostce czasu:

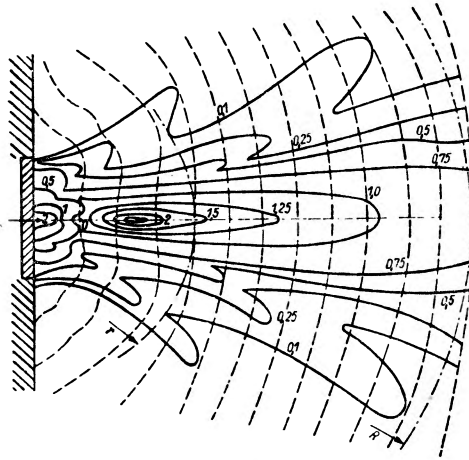
$$I = \frac{E}{st} \quad (1)$$

Liczbowo będzie ono równe energii zawartej w prostopadłościanie o podstawie 1 cm^2 a długości równej drodze fali w jednostce czasu:

$$I = \bar{E} v \quad (2)$$

gdzie I oznacza natężenie $\left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sek}}\right)$, \bar{E} — średnią gęstość energii fali $\left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}\right)$, zaś v oznacza prędkość dźwięku w danym ośrodku $\left(\frac{\text{cm}}{\text{sek}}\right)$.

Jak jednak wiadomo, powierzchnia przetwornika ultradźwiękowego nie wytwarza na ogół jednorodnej płaskiej fali, a rozkład przestrzenny natężenia (rys. 1) w polu ultradźwiękowym jest bardzo złożony. Zależy on między innymi od wymiarów przetwornika i długości fali. Wobec



Rys. 1. Rozkład natężeń w polu ultradźwiękowym wytwarzanym przez przetwornik piezoelektryczny [23]

tego natężenie mierzone lokalnie sondą o małej, w porównaniu z wymiarami przetwornika i naczyńca, średnicy może się różnić znacznie od średniego natężenia uzyskiwanego w analogicznych warunkach przy większej powierzchni.

Rozkład gęstości przestrzennej energii fali ultradźwiękowej, przy danym natężeniu w źródle, może być w polu ultradźwiękowym różny, w zależności od takich czynników, jak na przykład rodzaj ośrodka (np. dwie cieczy o różnych współczynnikach absorpcji), częstotliwość. W związku z tym, wielkością lepiej charakteryzującą energię fali, niż natężenie jest gęstość przestrzenna energii.

Metody pomiarów

Istnieje wiele metod pomiaru energii i natężenia fali ultradźwiękowej. Najważniejszą, bo pozwalającą na otrzymanie bezpośrednio wartości bezwzględnych energii i natężenia fali bez konieczności pomiaru innych wielkości charakteryzujących falę, jest metoda kalorymetryczna. Polega ona na pomiarze ilości ciepła powstałego w wyniku pochłonięcia energii mechanicznej fali. Inna metoda, opierająca się na pomiarze ciśnienia promieniowania, wymaga dodatkowo pomiaru prędkości fali w danym ośrodku ciekłym.

Pozostałe metody opierające się na pomiarze innych efektów wywołanych przez falę ultradźwiękową mają mniejsze znaczenie, ponieważ zakres ich stosowalności i dokładność są na ogół mniejsze.

Wybór określonej metody uzależniony jest od szeregu czynników, jak np. zakresu częstotliwości i jego widma, charakteru pola, zakresu nateżeń oraz typu pomiaru: lokalnego lub średniego itp.

W związku z tym, co powiedziano wyżej, rozróżnić należy nateżenie i gęstość energii lokalne, mierzone w określonym punkcie pola, np. sondą, jak również nateżenie średnie dla danej powierzchni i średnią gęstość energii dla określonej objętości.

Poniżej omówimy nieco dokładniej przede wszystkim dwie pierwsze metody ze względu na ich największe znaczenie.

Pomiar kalorymetryczny energii fali. Fala ultradźwiękowa, będąca falą mechaniczną o dużej częstotliwości, na skutek tłumienia ośrodka, w którym się rozchodzi, zostaje pochłonięta, a energia fali zamieniona na energię cieplną ewentualnie na inne rodzaje energii (np. chemiczną). Można jednak z dostateczną dokładnością powiedzieć, że w cieczach praktycznie cała energia fali ultradźwiękowej zostaje zamieniona na ciepło. Pomiar energii fali ultradźwiękowej i nateżenia sprowadza się więc do pomiaru ilości ciepła powstałego w wyniku absorpcji fali. Pomiar może być wykonany w bardzo różnorodny sposób.

Przetwornik promieniujący falę ultradźwiękową zostaje albo zanurzony w cieczy kalorymetrycznej [3, 29], lub stanowi dno kalorymetru, albo wreszcie umieszczony jest poza kalorymetrem i wówczas ten ostatni zaopatrzony zostaje w odpowiednie okienko przepuszczające falę ultradźwiękową [24, 30, 35, 38]. Kalorymetr musi zawierać słup cieczy dostatecznej wysokości, aby nastąpiła w nim praktycznie całkowita absorpcja. Jego wysokość zależy od współczynnika absorpcji, a więc m.in. od rodzaju cieczy, nateżenia i częstotliwości fali. Na przykład w stosowanym przez Szilárda kalorymetrze, dla fali o częstotliwości 835 kHz i nateżeniu około 2 W/cm^2 słup wody wynosił tylko 3 cm [35]. Według autora jest to dostatecznie duży słup wody, aby przy tym nateżeniu nastąpiło całkowite pochłonięcie energii fali.

Jest to interesujący wniosek, jeżeli porówna się tę wielkość z wartością otrzymaną z obliczeń opartych o podany w literaturze współczynnik absorpcji dla wody. Tę rozbieżność wyników należy tłumaczyć między innymi zależnością wartości współczynnika absorpcji od nateżenia, jaka istnieje w fali o skończonej amplitudzie.

W kalorymetrze Wiederhieldma [38] dla uzyskania dostatecznej absorpcji zastosowano reflektor powodujący zmianę kierunku biegu wiązki fal w celu uzyskania wielokrotnych odbić i całkowitej absorpcji.

Pomiar temperatury może być przeprowadzany za pomocą precyzyjnego termometru rtęciowego [29], termopary [28], lub termistora [25]. Pomiar powinien być przeprowadzany w warunkach, w których fala ultradźwiękowa nie działa bezpośrednio na przyrząd pomiarowy. W przeciwnym przypadku, wzrost temperatury wywołanej tarciem na powierzchni przyrządu może powodować liczne błędy pomiaru.

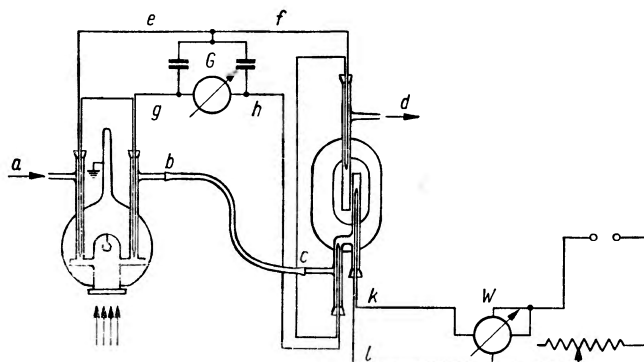
Dla uniknięcia wymiany ciepła z otoczeniem, kalorymetr może być zaopatrzony w płaszcz próżniowy [24, 30] lub w inny sposób dobrze izolowany termicznie. Przy dokładniejszych pomiarach stosuje się poprawki na wymianę ciepła z otoczeniem [29] lub przeprowadza pomiar w sposób pozwalający na częściowe skompensowanie błędów wywołanych tą wymianą [3].

Skompensowanie strat ciepła można dokonać stosując tzw. metodę kompensacji Rumforda. Jeżeli przyrost temperatury wywołany działaniem fali ultradźwiękowej wynosi T °C, a temperatura otoczenia wynosi t °, to w celu skompensowania błędów wywołanych wymianą z otoczeniem pomiar należy rozpocząć przy początkowej temperaturze kalorymetru równej: $t - \frac{T}{2}$.

Przy pomiarze całkowitej energii fali i natężenia stosowana jest często metoda pomiaru polegająca na porównaniu ze sobą w analogicznych warunkach identycznych ilości ciepła wytworzonych przez przetwornik o nieznaney mocy, a drugi raz przez element grzejny zasilany prądem elektrycznym o znanej mocy. W tym celu umieszcza się w kalorymetrze element grzejny (spiralkę oporową) i przy jego pomocy cechuje kalorymetr, wykreślając na podstawie danych doświadczalnych zależność przyrostu temperatury od mocy prądu przepuszczanego przez spiralkę w określonym czasie. Cechowanie powinno być przeprowadzone w warunkach możliwie dokładnie takich samych, w jakich odbywa się pomiar mocy. Przy pomocy tak otrzymanej krzywej można w każdej chwili określić, przez porównanie otrzymanych przyrostów temperatury, moc fali ultradźwiękowej wchodzącej do naczynia [3, 24, 38].

W celu uproszczenia pomiarów przeprowadzanych tą metodą skonstruowany został przez Szilárdá [35] tak zwany kalorymetr różnicowy, składający się z dwu naczyń kalorymetrycznych połączonych szeregowo (rys. 2). W czasie przeprowadzania pomiaru przepływa przez nie ze stałą szybkością strumień wody. Pierwszy kalorymetr stanowi pewnego rodzaju naczynie Dewara z celofanowym dnem, spełniającym rolę okienka dla fali ultradźwiękowej. Przy wlocie i wylocie do kalorymetru umieszczone są spojenia termopar pozwalające na pomiar przyrostu temperatury. Są one umieszczone w ten sposób, że nie działa na nie bezpośrednio pole ultradźwiękowe. Strumień wody kierowany jest

następnie z kalorymetru pierwszego do drugiego, zaopatrzonego również w płaszcz próżniowy. Tutaj następuje ogrzanie wody za pomocą grzałki elektrycznej zasilanej prądem o regulowanej mocy, oraz pomiar przyrostu temperatury wywołanego tym ogrzaniem. Termopary obu



Rys. 2. Kalorymetr różnicowy Szilárda, a, b, c, d — droga przepływu wody, e, f, g, h — przewody termopar, k, l — połączenie grzałki, G — galwanometr, W — watomierz [35]

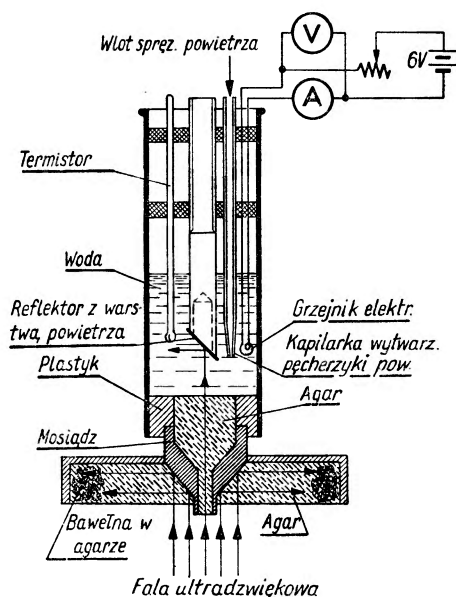
kalorymetrów połączone są przeciwsobnie z czułym galwanometrem. W celu dokonania pomiaru mocy nieznanego przetwornika reguluje się moc prądu zasilającego tak długo, aż galwanometr ustawi się na zerze. Odczytuje się wówczas moc na watomierzu układu zasilającego grzałkę.

Nieco inny przyrząd pomiarowy zbudował Wiederhielm [38]. Jego działanie opiera się również na zasadzie cechowania grzałką. Przyrząd stanowi naczynie kalorymetryczne (rys. 3) zbudowane w sposób zapobiegający powstawaniu fali stojącej w dnie i w sąsiedztwie kalorymetru. Zawiera ono termistor do pomiaru temperatury, element grzejny oraz kapilare, przez którą wtłaczane jest w razie potrzeby powietrze w celu ochłodzenia po pomiarze przyrządu do temperatury początkowej. Przyrząd jest przystosowany do pomiaru wiązek o bardzo małej średnicy.

Na analogicznej zasadzie była wyznaczana przez badacza hinduskiego B h a d r ę [3] całkowita moc przetwornika. Przetwornik wraz z oprawą był umieszczany w kalorymetrze zawierającym ponadto grzejnik oraz mieszadłko. Po wykreśleniu krzywej cechowania, tj. zależności pomiędzy przyrostem temperatury a mocą prądu zasilającego grzałkę (przez określony czas), dokonywano właściwego pomiaru.

W przypadku, gdy można zaniedbać równoważnik wodny kalorymetru, pomiar sprowadza się do wyznaczenia pojemności cieplnej cieczy zawartej w kalorymetrze. Masa cieczy wyznaczana jest przez ważenie

z dużą dokładnością. Również przyrost temperatury określany jest dokładnie. Na podstawie tak przeprowadzanych pomiarów oraz pomiaru ciśnienia promieniowania Parthasarathy wyznaczył równoważnik Joula (jako stosunek całkowitej zaabsorbowanej energii ultradźwiękowej do wytworzonego w tym czasie ciepła) uzyskując dobrą zgodność [29].



Rys. 3. Przyrząd do pomiaru natężenia fali ultradźwiękowej metodą kalorymetryczną [38]

Źródła błędów przy pomiarach kalorymetrycznych. Przy pomiarach ilości ciepła wytworzonego przez falę ultradźwiękową źródłem błędu może stać się: pomiar temperatury, pomiar masy cieczy, wymiana ciepła z otoczeniem, inne źródła ciepła (np. ogrzewanie dielektryczne) oraz niecałkowita absorpcja energii. Pierwsze trzy punkty to zagadnienia występujące przy wszelkich pomiarach kalorymetrycznych i nie będą tu omawiane bliżej. Należy natomiast poświęcić kilka słów ostatnim dwóm zagadnieniom.

W czasie pracy przetwornika zasilanego prądem przemiennym o wysokiej częstotliwości źródłem ciepła może stać się nie tylko absorpcja fali ultradźwiękowej w ośrodku, ale również rozproszone pole elektryczne, wytwarzające się w pobliżu przetwornika, czy wreszcie straty mocy w samym przetworniku. Wielkość strat wywołanych dielektrycznym ogrzaniem się przetwornika pobudzanego do drgań z częstością rezonansową można określić ze wzoru:

$$M = 1,41 V^2 \nu \frac{A}{d} F \cdot 10^{-12} W, \quad (3)$$

gdzie M oznacza straty mocy, V — napięcie na kwarcu, ν — częstotliwość, A — powierzchnię, d — grubość kwarcu, F — współczynnik strat równy iloczynowi współczynnika stratności dielektrycznej i stałej dielektrycznej [6].

Doświadczalnie można określić wielkość strat metodą podstawiania, umieszczając na miejscu kwarcu płytkę szklaną o identycznych co kwarc wymiarach, powierzchni elektrod oraz stałej dielektrycznej i przykładając napięcie odpowiadające napięciu pracy kwarcu.

Różnica pomiędzy ilością ciepła wytworzonego przez pracujący kwarc i płytkę szklaną o identycznym współczynniku stratności (w jednakowym czasie) da wartość energii fali ultradźwiękowej pochłoniętej w nadźwiękowanej cieczy. Jeżeli pomiary takie nie zostaną przeprowadzone, należy traktować moc przetwornika wyznaczoną z pomiaru ciepła jako wartość graniczną. Dotyczy to oczywiście przypadku, kiedy przetwornik kontaktuje się bezpośrednio z cieczą w kalorymetrze. W celu zmniejszenia błędów należy kalorymetr i ewentualnie obudowę przetwornika ekranować elektrycznie.

Również niedostateczna wysokość słupa cieczy, będąca przyczyną niekompletnego pochłonięcia energii fali wchodzącej do kalorymetru, może się stać źródłem błędów. W celu wyeliminowania tego rodzaju błędów należy wykonać szereg pomiarów zmieniając równocześnie wysokość słupa cieczy aż do uzyskania dostatecznej absorpcji.

Pomiar energii fali metodą ciśnienia promieniowania. W fali ultradźwiękowej poza zmiennym ciśnieniem, którego średnia czasowa jest równa zero, pojawia się ciśnienie stałe, zwane ciśnieniem promieniowania, którego średnia czasowa jest różna od zera [2].

Jak wiadomo, ciśnienie promieniowania wywierane przez falę na przeszkodę jest wprost proporcjonalne do gęstości przestrzennej energii fali padającej na przeszkodę. Według *Langevina* wyraża się ono wzorem:

$$S_L = (1 + \gamma^2) \bar{E}, \quad (4)$$

gdzie: S_L oznacza ciśnienie promieniowania (wg *Langevina*), γ — współczynnik odbicia, \bar{E} — średnią przestrzenną gęstość energii fali. Zależność ta zgadza się dobrze z wynikami doświadczenia. Natomiast wyrażenie na ciśnienie promieniowania wg *Rayleigha* dotyczy jedynie pewnych wyidealizowanych przypadków.

W przypadku przeszkody całkowicie odbijającej (reflektora) ($\gamma = 1$) zależność (4) można napisać:

$$S_L = 2\bar{E} \quad (5)$$

natomiast dla reflektora całkowicie pochłaniającego ($\gamma = 0$) będzie

$$S_L = \bar{E}. \quad (6)$$

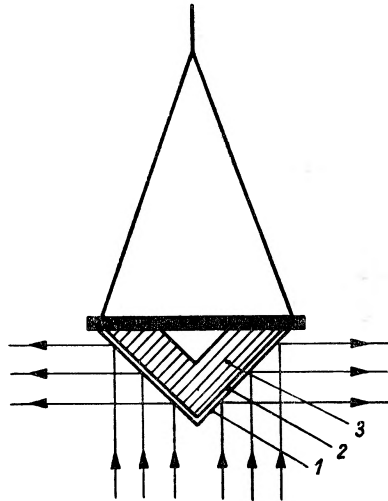
Aby uzyskać związek między natężeniem fali a ciśnieniem promieniowania do wzoru (5) należy wstawić wyrażenie na E ze wzoru (2):

$$S_L = \frac{2I}{v} \quad (7)$$

lub, w drugim przypadku, do (6):

$$S_L = \frac{I}{v}. \quad (8)$$

Jak wynika z podanych powyżej wzorów, aby wyznaczyć natężenie fali ultradźwiękowej, należy znać prędkość fali w danym ośrodku oraz



Rys. 4. Przekrój reflektora wagi Tarnoczy'ego do pomiaru ciśnienia promieniowania: 1 — powierzchnia reflektora, 2 — warstwa powietrza, 3 — rdzeń reflektora [36]

zmierzyć ciśnienie promieniowania. Pomiar ciśnienia jest wykonywany za pomocą różnorodnych typów wag.

W wagach grawitacyjnych płytka odbijająca umieszczona jest poziomo i zawieszona na ramieniu wagi. Równowaga wagi zostaje zachwiana z chwilą, gdy ciśnienie promieniowania uniesie płytkę do góry. Przez położenie dodatkowych odważników waga może być spowodowana

do położenia pierwotnego. Jak widać waga grawitacyjna pozwala na bezpośredni pomiar w jednostkach ciężarowych ciśnienia promieniowania [27, 36].

Dla uniknięcia powstawania rezonansu umieszczano płytkę w odległości równej $\frac{n+1}{4}\lambda$ od powierzchni kwarcu lub zamiast płytki stosowano kulkę [27] lub reflektor stożkowy [36].

Do pomiaru ciśnienia promieniowania w wiązce rozchodzącej się pionowo Tarnóczy zastosował zmodyfikowaną i ulepszoną wagę Mohra [36]. Waga zaopatrzona została w reflektor stożkowy całkowicie odbijający (rys. 4). Zamiast równoważenia wagi konikami, zastosowano szalkę umieszczoną tak, że stosunek długości ramion szalki i reflektora wynosił 1 : 5. Zawieszenie stożka zaopatrzone było w prowadnicę, dzięki której reflektor można było umieścić w dowolnym punkcie pola, tak że nawet przy niesymetrycznym polu nie występowało wychylenie reflektora. Ze względu na stożkowy kształt reflektora (o kącie wierzchołkowym 90°) zależność między ciśnieniem promieniowania S a natężeniem I ma postać:

$$S = \frac{2I}{v} \cos^2 \alpha, \quad (9)$$

gdzie α oznacza kąt między powierzchnią stożka i kierunkiem wiązki.

W polu ultradźwiękowym o większych natężeniach pojawiają się w cieczy nad przetwornikiem prądy hydrodynamiczne. Aby uniknąć wpływu tego zjawiska, przy pomiarach ciśnienia promieniowania należy pomiędzy przetwornikiem a reflektorem umieścić cienką w stosunku do długości fali przeponę (mika, folia), która wyeliminuje wpływ owych prądów praktycznie nie zmieniając natomiast zupełnie natężenia pola [7, 29].

Borgnis [4] wskazał, że przy założeniu, iż przekrój wiązki fali jest mały w stosunku do przekroju słupa cieczy, oraz że w cieczy nie występują ruchy turbulentne, siła wywierana przez płaską falę ultradźwiękową na absorbującą falę przeszkodę jest równa sumie dwu sił: sile wywieranej przez ciśnienie promieniowania oraz przez prądy hydrodynamiczne i jest niezależna od odległości od kwarcu oraz lepkości cieczy. Jej pomiar daje bezpośrednio wartość wyrażenia $\frac{I}{v}$ na powierzchni przetwornika.

Ciśnienie promieniowania w polu ultradźwiękowym przy natężeniu rzędu $1\text{W}/\text{cm}^2$, jest rzędu dziesiątków dyn na cm^2 , pomiar wymaga więc dość czułych urządzeń. Należy również zwrócić uwagę na fakt, że pomiar natężenia powyżej progu kawitacji obarczony jest błędami

na skutek rozpraszania fali na pęcherzykach. Również warunek, aby cała energia fali padającej została odbita lub pochłonięta nie przechodząc poza reflektor, nie zawsze może być zrealizowany, co staje się źródłem dodatkowych błędów. Ponadto, jak wspomniano wyżej, należy wyznaczyć prędkość dźwięku w cieczy. Do niewątpliwych natomiast dodatnich stron omawianej metody należy to, że pozwala ona na bezpośredni pomiar natężenia i energii fali przy stosunkowo prostej aparaturze.

Metoda termoelektryczna. Na zakończenie wspomnieć należy o metodzie zastosowanej przez W. J. Fry'a i współpracowników do pomiaru natężenia fali impulsowej. [12, 13]. Przyrząd stanowiło spojenie termopary zamknięte cienkimi polietylenowymi diafragmami w dysku wypełnionym cieczą, w danym przypadku olejem rycynowym. Fala ultradźwiękowa, emitowana przez przetwornik zasilany krótkimi impulsami prostokątnymi, wywołuje na spojeniu termopary zmianę temperatury rejestrowaną na oscylografie lub samopisie. Z kształtu zarejestrowanego impulsu obliczono graficznie zmiany temperatury na spojeniu $\left(\frac{dT}{dt}\right)_0$, a następnie z zależności:

$$\rho v \left(\frac{dT}{dt}\right)_0 = \mu I, \quad (10)$$

gdzie ρv oznacza opór akustyczny ośrodka w którym umieszczono spojenie, μ — współczynnik absorpcji, I — natężenie. Znając jedną z dwu wielkości po prawej stronie równania, wyliczano drugą. Pomiarы przeprowadzone na tej drodze różnią się jedynie o ok. 4% od pomiarów metodą ciśnienia promieniowania.

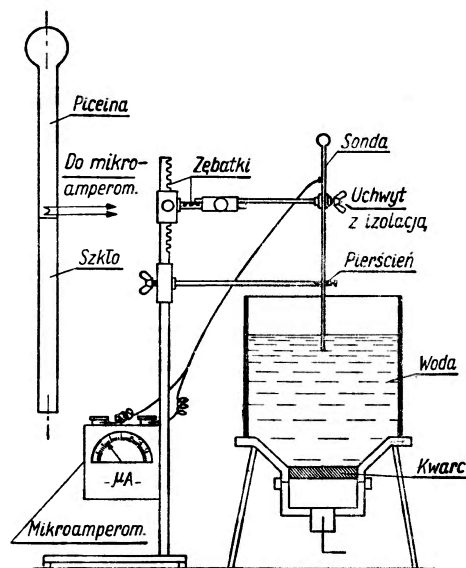
Inne metody pomiarów. Przy badaniach pola ultradźwiękowego stosowane są, jak to już wyżej wspomniano, przyrządy wykorzystujące zjawiska wywołane falą ultradźwiękową, jak: termiczne, chemiczne i inne. [2, 7, 9]. Po wyskalowaniu przyrządu można na tej drodze otrzymać również wartości natężenia pola. W wielu przypadkach skalowanie musi być przeprowadzane dla każdej częstotliwości (np. [8]).

Wobec wielkiej różnorodności tego typu przyrządów, omówione zostaną jedynie charakterystyczne przykłady.

Sondę do badania pola o bardzo małych wymiarach (1—3 mm) skonstruował Morita [25]. Stanowił ją termistor o wymiarach rzędu ułamka mm pokryty warstwą absorbenta, połączony z układem mostkowym i oscylografem. Układ po wycechowaniu dawał wartości bezpośrednio w watach na cm^2 . Dzięki małym wymiarom autor przepro-

wadził badanie rozkładu natężeń pola ultradźwiękowego wytwarzanego przez przetwornik kwarcowy.

Sondę termoelektryczną Palmera [28] stanowiła bateria czterech termopar, której jedna grupa końcówek była pokryta absorbentem, a druga naga. Odczytu dokonywano na galwanometrze. Próby z obiema omawianymi sondami przeprowadzano wyłącznie przy jednej częstotliwości. W sondzie Degrois [8], w której spojenia termopary wtopione były w pałeczkę piceinową (rys. 5), z gradientu temperatury



Rys. 5. Sonda Degrois i schemat aparatury [8]

wywołanego absorpcją fali ultradźwiękowej w materiale wnoszono o natężeniu fali. Sonda ta wymaga cechowania dla każdej częstotliwości. Jej zaletą jest stosunkowo prosta budowa oraz fakt, że sonda może się znajdować w czasie pomiaru poza polem (transmisja energii następowała poprzez pręt szklany) natomiast jej wadą to, że wskazania jej są poprawne jedynie dla pola o ściśle określonej częstotliwości, dla której sonda była cechowana.

Do badania natężeń w płaskiej fali stojącej stosowany bywa również tzw. „gorący drut”. Jest to cienki drut oporowy ogrzany do temperatury nieco wyższej od temperatury otoczenia. Jego opór zmieniający się wraz ze zmianą przewodnictwa cieplnego w węzłach i strzałkach jest miarą amplitudy drgań, a więc i natężeń. Gorący drut pozwala na pomiar długości fali, a więc pośrednio i prędkości rozchodzenia się fali ultradźwiękowej.

Uwagi końcowe

W bardzo obszernej literaturze dotyczącej pomiaru energii i natężenia fali, której część (obejmującą wybrane prace z ostatnich lat) podano w niniejszym artykule, znaleźć można wiele opisów urządzeń służących do pomiaru natężenia.

Niestety przy dokładniejszej analizie wiele z nich wykazuje małą przydatność ze względu na niewielką dokładność pomiaru lub innego rodzaju ograniczenia (np. stosowalność jedynie przy określonej częstotliwości). Podkreślić należy również, że w większości przypadków nie określana jest dokładność pomiarów.

W niniejszym artykule poruszono jedynie najważniejsze zagadnienia związane z pomiarem energii i natężenia. Wydaje się to jednak pożyteczne, ponieważ w praktyce laboratoryjnej często nie zwraca się dostatecznej uwagi na charakter pola i pomiar energii. Przeprowadzenie badań nad czynnym działaniem ultradźwięków przy ściślej określonym charakterze pola, natężeniu i częstotliwości, pozwoliłoby z pewnością na znaczne poprawienie powtarzalności przeprowadzonych pomiarów.

Literatura

1. A. Barone, M. Nuovo, *Nuovo Cimento, Supplemento al volume VII, serie IX, str. 359 (1950).*
2. L. Bergmann, *Der Ultraschall*, S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1954.
3. T. C. Bhadra, *Indian Journal of Physics* **27**, 496 (1953).
4. F. E. Borgins, *J. Acoust. Soc. Amer.* **25**, 546 (1953).
5. R. G. Busnel, D. P. Picard, *J. chim. phys.* **50**, 97 (1953).
6. W. J. Cable, *Induction and Dielectric Heating*, Reinhold Publishing Corporation, New York 1954.
7. A. E. Crawford, *Ultrasonic Engineering*, Butterworths Scientific Publications, London 1955.
8. M. Degrois, *Télécommunications* **10**, 1 (1955).
9. A. Dognon, *Les Ultrasons*, Presses Universitaires, Paris 1953.
10. A. Dognon, Y. Simonot, *Comptes Rendus* **240**, 608 (1955).
11. H. Fark, *Frequenz* **6**, 256 (1952).
12. W. J. Fry, R. B. Fry, *J. Acoust. Soc. Amer.* **26**, 294 (1954).
13. W. J. Fry, R. B. Fry, *J. Acoust. Soc. Amer.* **26**, 311 (1954).
14. E. Grossetti, *Nuovo Cimento, Supplemento al volume VII, serie IX, str. 212 (1950).*
15. E. Grossetti, *Nuovo Cimento*, **11**, 250 (1954).
16. E. Grossetti, *Nuovo Cimento*, **3**, 673 (1956).
17. G. E. Henry, *IRE. Trans. PGUE-6*, **17** (1957).
18. T. F. Huefer, *Sonics*, John Wiley & Sons, Inc. New York 1955.
19. B. Labory, G. Laville, *Comptes Rendus* **245**, 1401 (1957).
20. G. Laville, *Comptes Rendus*, **240**, 465 (1955).

21. L. E. Lawley, E. G. Richardson, *Acustica* 4, 195 (1954).
22. O. Lindström, *Acustica* 3, 199 (1953).
23. J. Mataushek, *Einführung in die Ultraschalltechnik*, VEB Verlag Technik, Berlin 1957.
24. I. G. Michajłow, W. A. Szumiłow, *Akustičeskij Žurnal* 3, 379 (1957).
25. S. Morita, *J. Phys. Soc. Japan*, 7, 214 (1952).
26. A. Murdoch, *Metalworking Production* 100, 1635 (1956).
27. O. Nomoto, S. Okui, T. Ikeda, *Bulletin of Kobayasi Institute* 1, 221 (1951).
28. R. B. Palmer, *J. Sci. Instr.* 30, 177 (1953).
29. S. Parthasarathy, S. S. Chari, D. Srinivasan, *Ann. Physik* 12, 8 (1953).
30. S. Parthasarathy, S. S. Chari, P. P. Mahendroo, *J. phys. radium* 14, 336 (1953).
31. S. Parthasarathy, S. S. Mathur, *Ann. Physik* 19, 242 (1956).
32. S. Parthasarathy, M. Pancholy, S. S. Mathur, *Ann. Physik* 18, 220 (1956).
33. F. Seidl, *Nuovo Cimento, Supplemento al Volume VII, serie IX, str.* 307 (1950).
34. F. Seidl, *Acustica* 2, 45 (1952).
35. J. Szillárd, *Magyar Fizikai Folyóirat* 2, 165 (1954).
36. Tarnóczy, *Magyar Fizikai Folyóirat* 2, 159 (1954).
37. P. Vigoureux, *Ultrasonics*, Chappman & Hall LTD, London 1950.
38. C. A. Wiederhielm, *Rev. Sci. Instr.* 27, 540 (1956).
39. K. Yosiocka, K. Fujibayashi, *Mem. Inst. Sci. Ind. Research. Osaka Univ.* 9, 21 (1952).

Henryk Szydłowski i Alojzy Wrzeciono

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
Zakład Ferromagnetyków
Instytutu Fizyki PAN
Poznań

Elektromagnesy laboratoryjne

Metody wytwarzania pól magnetycznych

W praktyce laboratoryjnej potrzebne są pola magnetyczne stałe o różnym natężeniu, poczynając od ułamka ersteda aż do stu kiloerstedów. Metoda wytworzenia danego pola zależy od jego natężenia.

Pola o natężeniu do kilkuset erstedów wytwarza się na ogół przy pomocy solenoidu lub cewek Helmholtza—Gaugaina [1, 2].

Natężenie pola magnetycznego w punkcie położonym na osi w odległości x od środka solenoidu wielowarstwowego wyraża się wzorem:

$$H = \frac{4\pi n i}{10} \left[\frac{l+x}{2(a-b)} \ln \frac{a+s_2}{b+s_1} + \frac{l-x}{2(a-b)} \ln \frac{a+r_2}{b+r_1} \right], \quad (1)$$

gdzie $2l$ oznacza długość, a i b — odpowiednio zewnętrzny i wewnętrzny promień, n — liczbę zwojów solenoidu przypadającą na 1 cm, i — natężenie prądu;

$$\begin{aligned} r_1^2 &= b^2 + (l-x)^2, & s_1^2 &= b^2 + (l+x)^2, \\ r_2^2 &= a^2 + (l-x)^2, & s_2^2 &= a^2 + (l+x)^2. \end{aligned}$$

Dla punktu środkowego ($x = 0$) solenoidu jednowarstwowego wzór (1) przybiera postać:

$$H = \frac{4\pi n i}{10}. \quad (2)$$

Pole jednorodne w dużej objętości można uzyskać przy pomocy cewek Helmholtza — Gaugaina. Jest to układ dwóch jednakowych cewek o wspólnej osi, oddalonych od siebie na odległość ich średniego promienia.

Natężenie pola w punkcie leżącym na osi cewek w odległości x od środka symetrii wyraża się wzorem (słusznym dla cewek o małym, kołowym przekroju poprzecznym uzwojenia):

$$H = \frac{\pi Ni}{5R} \left\{ \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{R}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{R}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \right\} \quad (3)$$

gdzie N oznacza sumę zwojów obydwóch cewek, R — średni promień cewek.

Dla $x = 0$

$$H = \frac{16\pi}{25\sqrt{5}} \frac{Ni}{R} = 0,899 \frac{Ni}{R}. \quad (4)$$

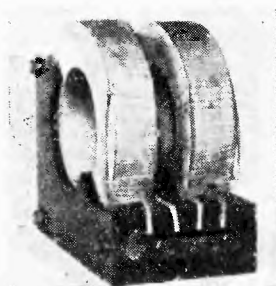
Pola magnetyczne o natężeniu do kilkudziesięciu tysięcy erstedów wytwarzamy przy pomocy elektromagnesów. Wykorzystuje się tutaj indukcję B w żelazie:

$$B = H + 4\pi I, \quad (5)$$

gdzie H oznacza pole wzbudzające, I — namagnesowanie.

Pola o natężeniu rzędu kilku tysięcy erstedów wytwarza się również przy pomocy magnesów stałych.

Wytwarzanie przy pomocy elektromagnesów pól o natężeniu większym niż 50 kOe jest nieekonomiczne. Dlatego używa się do wytworze-



Rys. 1. Cewki Helmholtza-Gaugaina, przy pomocy których uzyskuje się w objętości kilkudziesięciu cm^3 pola jednorodnego o natężeniu 500 Oe

nia takich pól innej metody, mianowicie cewek o odpowiednio silnej konstrukcji, przez które przepuszcza się prądy o bardzo dużym natężeniu. Należy rozróżnić cewki przeznaczone do pracy ciągłej, wymagające specjalnego chłodzenia, i cewki przeznaczone do pracy na przeciąg ułamka sekundy. Źródłem prądu może być specjalny generator lub bateria kondensatorów ładowanych do napięć kilkudziesięciu kilowoltów.

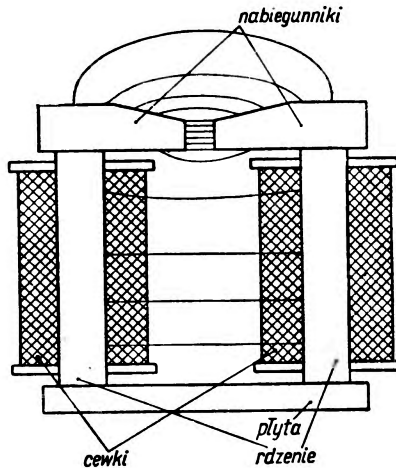
Znane są cewki zbudowane do pracy ciągłej przez Bittera [3]. W jednej z nich, zasilanej specjalnym generatorem dającym 10 000 A przy napięciu 170 V, uzyskał on pole o natężeniu 100 kOe w objętości 25 cm^3 o jednorodności w granicach 1%. Zagadnienie konstrukcji cewek

do wytwarzania silnych stałych pól magnetycznych przeanalizował ostatnio szczegółowo G a u m e [4].

Pola o największym natężeniu uzyskuje się w formie krótkotrwałych impulsów. Tak np. K a p i t z a [5] stosując specjalny generator o mocy 55 000 kW uzyskał pole o natężeniu 320 kOe w objętości 2 cm³. A. P i e k a r a i J. M a ł e c k i [6] używając jako źródła prądu baterii kondensatorów o pojemności 2 μF, ładowanej do napięcia 50 kV, uzyskali pole o natężeniu 350 kOe w objętości 1 cm³. F u r t h, L e v i n e i W a n i e k [7] uzyskali w cewce składającej się z jednego zwoju, którego średnica wewnętrzna wynosiła 3 mm a długość 10 mm, pole o natężeniu 1600 kOe. Źródłem prądu była bateria akumulatorów. Należy jednak zaznaczyć, że cewka uległa przy tym zniszczeniu.

Kilka uwag historycznych

Z historycznego punktu widzenia interesujący jest elektromagnes Ruhmkorffa, na którym wykonano wiele pionierskich prac. Elektromagnes ten składa się z żelaznej płyty służącej za podstawę, na której



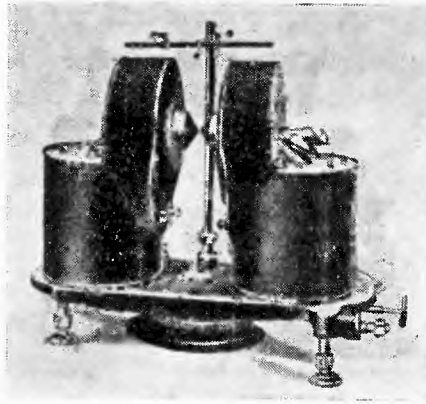
Rys. 2. Elektromagnes starego typu

można przesuwając dwa pręty żelazne zgięte pod kątem prostym z osadzonymi na nich rdzeniami. Cewki wzbudzenia są osadzone na rdzeniach, a więc mają wspólną oś. Od tej konstrukcji później odstąpiono. Cewki umieszczano na ramionach stojących najczęściej pionowo na podstawie, tak że osie cewek były do siebie równoległe, a nabiegunniki osadzano na ramionach (rys. 2). Ten typ odznacza się tym, że pole użyteczne jest

prostopadle do pola magnetycznego w cewkach. Z tego powodu strumień rozproszony jest bardzo duży.

Wyżej omówione elektromagnesy budowano kierując się raczej czymś, co byśmy nazwali instynktem konstrukcyjnym, a nie wskazówkami wynikającymi z teorii.

Dalsze formy elektromagnesów rozwijał na przełomie wieku XIX i XX przede wszystkim du Bois [8]. Zbudował on elektromagnes

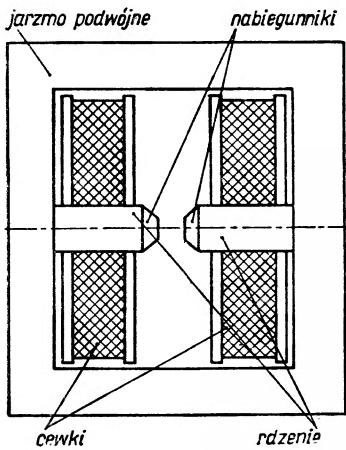


Rys. 3. Elektromagnes półkolisty

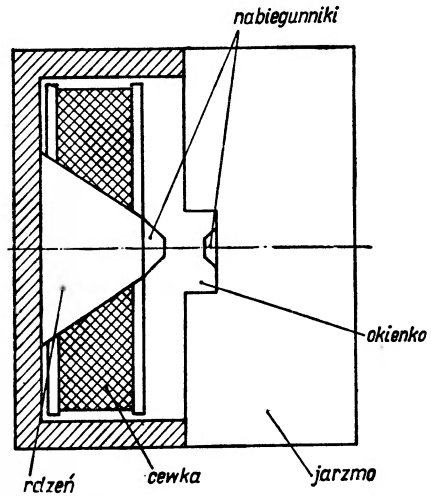
w kształcie koła z wyciętą szczeliną. Przy jego pomocy uzyskał duże pola; mimo to nie budowano w dalszym ciągu elektromagnesów tego typu (wyjątek stanowi chyba tylko elektromagnes zbudowany przez Steubinga [9].) Jeżeli zapytamy się dlaczego, to możemy odpowiedzieć, że z powodu niewygodnej postaci i dużych kosztów wykonania. Należy przypuścić, że du Bois sam dostrzegł niedogodności takiego elektromagnesu. Zrezygnował on mianowicie z pełnego koła, zastępując dolne półkole przez płytę żelazną. Nie zmienioną pozostawił tylko górną część. Od niego rozpowszechnił się tak zwany elektromagnes półkolisty (produkowany przez znaną firmę *Hartmann & Braun*) o czterech cewkach wzbudzenia, z których dwie są do siebie równoległe i stoją pionowo, podczas gdy dwie pozostałe mają wspólną oś i są osadzone blisko szczeliny (rys. 3).

Z systematycznych badań du Bois bez wątplenia wynikało, że wytworzenie pola magnetycznego w szczelinie należy w głównej mierze przypisać cewkom osadzonym jak najbliżej szczeliny, a więc cewkom o osi równoległej do pola użytecznego. Sam du Bois nie wyciągnął jednak z tego faktu wszystkich konsekwencji.

Bardzo duży elektromagnes jak na owe czasy zbudował następnie Weiss [10]. Kształt jego różnił się od formy pierwotnej konstrukcji

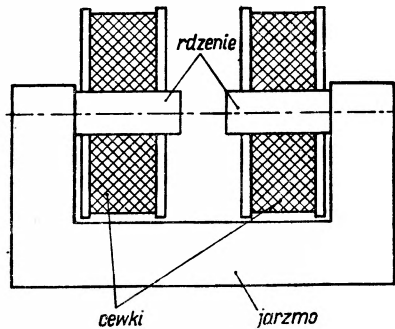


Rys. 4. Elektromagnes o jarzmie podwójnym (zamkniętym)



Rys. 5. Elektromagnes garnczkowy

Ruhmkorffa tylko tym, że ruchome były nie ramiona, lecz same rdzenie, na których osadził cewki wzbudzające. Ta modyfikacja powszechnie się przyjęła, tak że często używa się nazwy elektromagnes typu Weissa.



Rys. 6. Elektromagnes o jarzmie pojedynczym

Dotychczas omówione elektromagnesy należą do kategorii elektromagnesów o jarzmie otwartym (pojedynczym). W ostatnim czasie buduje się coraz częściej również elektromagnesy laboratoryjne o jarzmie podwójnym (rys. 4) i tak zwane elektromagnesy garnczkowe (rys. 5). Nazwa tych ostatnich pochodzi stąd, że jarzmo posiada kształt dwóch do siebie przystawionych garnków, w środku których znajdują się rdzenie łącznie z cewkami.

Elektromagnesy o jarzmie podwójnym buduje np. (do celów rezonansu jądrowego) firma amerykańskiego *Varian*.

W naszym kraju zbudowano duży elektromagnes o jarzmie podwójnym w Zakładzie I Fizyki Politechniki Gdańskiej [11].

Zasady konstrukcyjne

Każdy elektromagnes stanowi obwód magnetyczny. Niech naszym obwodem będzie elektromagnes o jarzmie pojedynczym przedstawiony na rys. 6. Wprowadźmy następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned} l_1 & \text{ — długość obwodu jarzma,} & s_1 & \text{ — przekrój jarzma,} \\ l_2 & \text{ — długość rdzenia,} & s_2 & \text{ — przekrój rdzenia,} \\ l_3 & \text{ — długość szczeliny,} & s_3 & \text{ — przekrój szczeliny,} \\ & & \mu_1 & \text{ — przenikalność jarzma,} \\ & & \mu_2 & \text{ — przenikalność rdzenia,} \\ & & \mu_3 & \text{ — przenikalność szczeliny,} \end{aligned}$$

n — liczba zwojów, i — natężenie prądu, Φ — strumień indukcji, B_3 — indukcja w szczelinie oraz niech $s_2 = s_3$.

Jeżeli założymy, że strumień indukcji jest w całym obwodzie wielkością stałą i nie ma pól rozproszonych, wtedy

$$\Phi = \frac{0,4\pi ni}{\frac{l_1}{\mu_1 s_1} + \frac{2l_2}{\mu_2 s_2} + \frac{l_3}{\mu_3 s_3}}, \quad (6)$$

gdzie $0,4\pi ni$ jest siłą magnetomotoryczną, a wyrażenie $\frac{l_1}{\mu_1 s_1} + \frac{2l_2}{\mu_2 s_2} + \frac{l_3}{\mu_3 s_3}$ — oporem magnetycznym naszego obwodu.

W praktyce będziemy mieli jednak do czynienia z większymi lub mniejszymi stratami, np. na strumień rozproszony, co możemy uwzględnić przez wprowadzenie do wzoru (6) tak zwanych współczynników strat q_1, q_2, q_3 :

$$\Phi = \frac{0,4\pi ni}{q_1 \frac{l_1}{\mu_1 s_1} + q_2 \frac{2l_2}{\mu_2 s_2} + q_3 \frac{l_3}{\mu_3 s_3}} \quad (7)$$

Współczynniki strat otrzymuje się z rozważań teoretycznych lub wprost z danych doświadczalnych.

Dzieląc równanie (6) obustronnie przez s_3 znajdziemy wielkość indukcji w szczelinie:

$$B_3 = \frac{\Phi}{s_3} = \frac{0,4 \pi n i}{\frac{l_1 s_3}{\mu_1 s_1} + \frac{2 l_2 s_3}{\mu_2 s_2} + \frac{l_3}{\mu_3}} \quad (8)$$

Kładąc $\mu_3 = 1$ (przenikalność powietrza), otrzymamy

$$B_3 = \frac{0,4 \pi n i}{s_3 \left(\frac{l_1}{\mu_1 s_1} + \frac{2 l_2}{\mu_2 s_2} \right) + l_3} \quad (9)$$

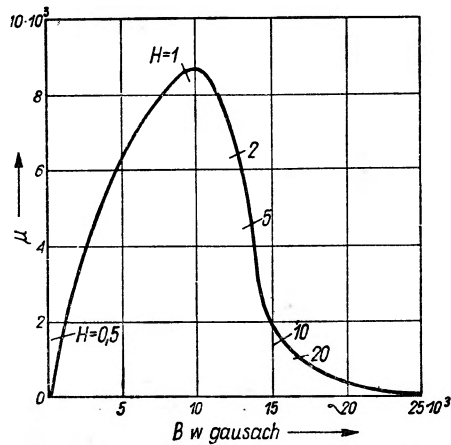
Zadanie konstruktora polega na tym, by dla z góry zadanych wielkości l_3 i s_3 uzyskać żadaną indukcję B_3 przy użyciu możliwie małej liczby amperozwojów i małej ilości żelaza.

Ze wzoru (9) widać, że B_3 zależy od wielu parametrów.

O wielkości B_3 decyduje między innymi opór magnetyczny jarzma i rdzeni:

$$\frac{l_1}{\mu_1 s_1} + \frac{2 l_2}{\mu_2 s_2} \quad (10)$$

Wyrażenie powyższe powinno być jak najmniejsze. Zatem należy dążyć do tego, by l_1 i l_2 były małymi wielkościami, a iloczyny $\mu_1 s_1$, oraz $\mu_2 s_2$ — dużymi.

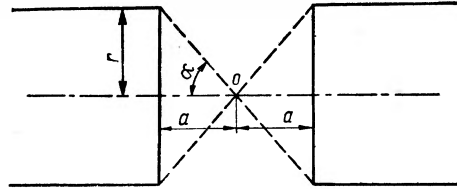


Rys. 7. Zależność przenikalności magnetycznej μ od indukcji magnetycznej B dla żelaza. Odpowiednie wartości pola magnetycznego wzbudzającego H są podane w kiloerstedach

Przenikalność magnetyczna μ jest funkcją indukcji magnetycznej B . Na rys. 7 podany jest wykres zależności μ od B dla żelaza [1]. Na wykresie tym są również zaznaczone odpowiednie wartości pola magnetycznego wzbudzającego H w kiloerstedach. Jeżeli założymy, że strumień indukcji jest stały w całym obwodzie, indukcja w poszcze-

gólnych częściach obwodu będzie należała tylko od przekroju tych części, to znaczy, że również μ będzie zależało od przekroju.

Przekrój jarzma dobiera się w ten sposób, by jego punkt pracy leżał w pobliżu maksimum krzywej zależności μ od B .



Rys. 8

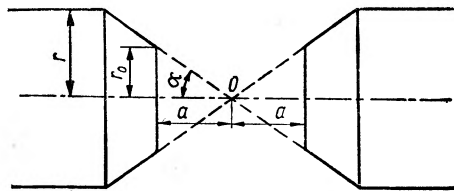
Pomiędzy namagnesowaniem I rdzeni a indukcją w szczelinie, dokładniej w punkcie O (rys. 8), zachodzi związek (przy założeniu, że I jest równoległe do osi rdzeni):

$$B_3 = H + 4\pi I \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right), \quad (11)$$

gdzie H oznacza pole magnetyczne wytworzone przez cewki w punkcie O , które w dalszych rozważaniach zaniędziemy ze względu na to, że stanowi tylko kilka procent drugiego wyrazu sumy (11); r — promień rdzenia; $a = l_3/2$.

Ponieważ $\frac{r}{a} = \operatorname{tg} \alpha$ (rys. 8), wzór (11) możemy napisać w postaci

$$B_3 = 4\pi I (1 - \cos \alpha). \quad (12)$$



Rys. 9

B_3 możemy zwiększyć przez zastosowanie nabiegowników o odpowiednim kształcie. Najczęściej używa się do tego celu nabiegowników w kształcie ściętych stożków (rys. 9), o których można by powiedzieć, że skupiają one strumień magnetyczny, podobnie jak soczewka zbierająca skupia strumień światła.

Dla takich nabiegowników indukcja w punkcie O wyraża się wzorem

$$B_3 = B_I + B_{II} = 4\pi I (1 - \cos \alpha) + 4\pi I \sin^2 \alpha \cos \alpha \ln \frac{r}{r_0}. \quad (13)$$

Związek powyższy wyprowadził Stefan [12] przy założeniu, że nabiegunniki są namagnesowane w kierunku równoległym do wspólnej osi rdzeni i nabiegunników. Równanie (13) stosuje się wtedy, gdy nabiegunniki są tak rozumieję, że gdyby stożki nie były ścięte, to ich wierzchołki stykałyby się. B_I jest indukcją pochodzącą od płaskich powierzchni nabiegunników (o promieniu r_0), a B_{II} — od powierzchni pobocznicy ściętych stożków. Gdyby rdzenie posiadały podłużne otwory o promieniu r_0 , wtedy indukcja w punkcie O wynosiłaby tylko B_{II} .

Z porównania wzorów (12) i (13) wynika, że stosując nabiegunniki stożkowe otrzymujemy zwiększenie indukcji. Wyrażenie (13) posiada maksimum dla pewnej wartości kąta α zależnej od stosunku r_0/r . W przypadku granicznym dla $r_0 \rightarrow 0$, maksimum to będzie zachodziło dla $\alpha = 54^\circ 44'$.

W praktyce okazało się, że najodpowiedniejszym kątem dla nabiegunników w kształcie ściętych stożków jest kąt $\alpha = 60^\circ$.

Ze związku (13) również widać, że korzystne jest użycie materiałów o możliwie dużym nasyceniu, jak np. ferrokobalt. Ferrokobalt ma poza tym i tę zaletę, że już przy kilkudziesięciu erstedach posiada indukcję 20000 gaussów, podczas gdy żelazo *Armco* posiada taką indukcję dopiero przy kilkuset erstedach.

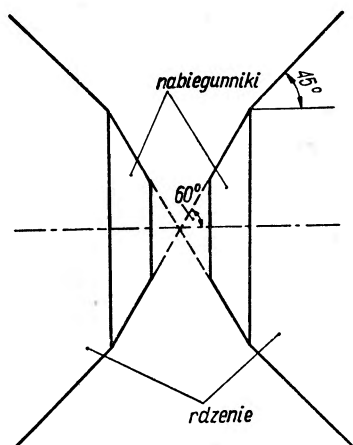
Teorię nabiegunników różnych kształtów zajmował się du Bois [13]. Uwzględniał on przy tym zagadnienie jednorodności pola w szczelinie.

Bardzo dokładne rozważania teoretyczne dotyczące kształtu nabiegunników i rdzeni przeprowadził Dreyfus [14] (według jego wskazówek został zbudowany duży elektromagnes uniwersytetu w Uppsala uchodzący za najbardziej ekonomiczny). Z rachunków Dreyfusa również wynika, że przy kącie α zbliżonym do 60° zużywa się najmniejszą liczbę amperozwojów dla danego pola i dla danej szczeliny.

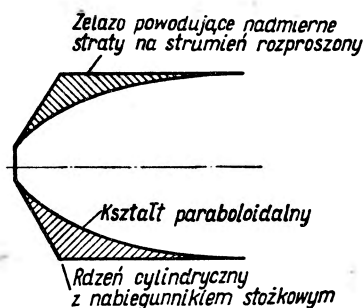
Nabiegunnik powinien być w stanie przyjąć zarówno strumień indukcji wchodzący doń ze szczeliny, jak i strumień rozproszony, który jest na ogół tego samego rzędu, co strumień użyteczny. Ze względu na to przekrój jego podstawy nie może być za mały. Przy z góry zadanej wielkości szczeliny rozmiary średnicy podstawy są funkcją indukcji w szczelinie i razem z nią szybko rosną.

Zadaniem rdzenia jest odprowadzenie strumienia indukcji z nabiegunnika do jarzma. Dla uzyskania maksymalnych pól rdzenia muszą być w stanie przyjąć w siebie strumień indukcji wchodzący do nich z boków. Z praktyki dotychczasowej wynika, że najlepiej to zadanie spełniają krótkie rdzenie stożkowe o półkącie rozwartości 45° (rys. 10).

Dwight i Abt [15] wykazali, że przy użyciu rdzeni o kształcie paraboloidalnym zamiast rdzeni cylindrycznych z nasadkami stożkowymi (rys. 11), uzyskuje się przy niezmiennych pozostałych warunkach pola



Rys. 10



Rys. 11

większe o 10 do 20%. Część żelaza zakreskowana na rys. 11 jest przyczyną powstania bezużytecznego strumienia, który niepotrzebnie zwiększa indukcję w rdzeniu.

Łatwo zauważyć, że kształt stożkowy rdzenia razem ze stożkowym nabiegunkiem jest pewnym przybliżeniem kształtu paraboloidalnego.

W elektromagnesach laboratoryjnych można często ze względu na stawiane im wymagania zrezygnować z rdzeni stożkowych lub paraboloidalnych, które w poważny sposób zwiększają koszt budowy.

Wielkość siły magnetomotorycznej powinna być taka, by pozwoliła osiągnąć nasycenie nabiegunników. Odpowiadającą tej wielkości liczbę amperozwojów można uzyskać albo stosując cewki o dużej ilości zwojów z cienkiego drutu, zasilając je małymi prądami, albo cewki o mniejszej liczbie zwojów z grubszego drutu, zasilając je prądami o większym natężeniu.

Przy danej gęstości prądu liczba amperozwojów przypadająca na jednostkę przekroju poprzecznego cewki jest praktycznie biorąc niezależna od średnicy użytego drutu.

Im lepsze jest chłodzenie cewek, tym większe można stosować gęstości prądu.

Maksymalna temperatura T w cewce jest proporcjonalna do wydzielanej w niej mocy W i odwrotnie proporcjonalna do powierzchni chłodzącej S :

$$T = k \frac{W}{S}, \quad (14)$$

gdzie k jest współczynnikiem proporcjonalności zależnym w głównej mierze od rodzaju izolacji [16].

Przy danej mocy temperatura w cewce będzie zatem tym niższa, im większa będzie powierzchnia chłodząca.

Sprawa chłodzenia cewek jest jedną z najkłopotliwszych w budowie elektromagnesów. Stąd też nic dziwnego, że spotykamy tutaj różne rozwiązania. Wybór metody chłodzenia zależy w dużym stopniu od wymagań, jakie się stawia danemu elektromagnesowi — np. od tego, czy ma pracować w sposób ciągły, czy tylko w przeciągu kilku minut, oraz od tego, jakie się ma do dyspozycji źródło zasilania, tj. czy można z niego czerpać prądy o dużym lub małym natężeniu.

Weiss np. zanurzył uzwojenia cewek do oleju (transformatorowego), z którego odprowadzał ciepło węzownicą z przepływającą wodą. Ażeby ciecz mogła się stykać na dużej powierzchni z uzwojeniem, cewki stanowiły krążki z taśmy miedzianej, między którymi znajdowały się szczeliny. (Maksymalna częstość prądu wynosiła $4 \frac{A}{mm^2}$). Później zastąpił taśmę rurką miedzianą, przez którą przepływała celem chłodzenia woda.

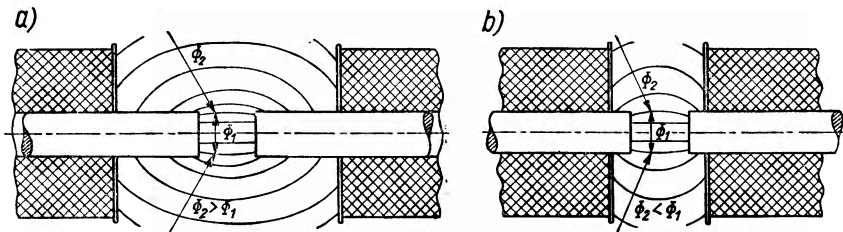
Dreyfus [14] na podstawie prostych rozważań geometrycznych wykazał, że tylko przy zupełnie dużych elektromagnesach, takich np., jakich używa się w cyklotronach, korzystnie jest stosować rurki miedziane z przepływającą cieczą chłodzącą (woda lub olej).

Ciecz przepływająca przez rurkę w sposób burzliwy odprowadza ciepło kilkakrotnie lepiej niż ciecz w ruchu laminarnym. Bitter [3] i Justi [17] byli pierwszymi, którzy zastosowali chłodzenie turbulentne w elektromagnesach.

Elektromagnes z chłodzeniem powietrznym zbudował Boas razem z Pederzanim [18]. Na dolnej części jarzma umieścili wentylator, którego strumień powietrza opływa uzwojenia złożone z krążków taśmy miedzianej oddzielonych od siebie szczeliną (podobnie jak w elektromagnesie Weissa). Chłodzenie jest tak skuteczne, że w sposób ciągły można zasilać elektromagnes prądem o gęstości $8 \frac{A}{mm^2}$.

Na uwagę zasługuje system chłodzenia zastosowany przez Steubinga [9]. Ciepło z wnętrza cewek odprowadza on za pomocą blachy mosiężnej grubości 0,5 mm nałożonej na co drugą warstwę zwojów i przylutowanej do bocznych ścianek korpusu chłodzonych wodą.

W elektromagnesach laboratoryjnych stosuje się często kompasy cewek o podwójnych ściankach, między którymi przepływa woda. (Między ścianki można też wprowadzić przegródki zmuszające wodę do płynięcia wewnątrz ścianek, np. po linii spiralnej.) Celem zwiększenia



Rys. 12. a) Cewki umieszczone daleko od szczeliny. Strumień rozproszony Φ_2 jest porównywalny ze strumieniem użytecznym Φ_1 . b) Cewki umieszczone blisko szczeliny. Strumień użyteczny Φ_1 jest większy od strumienia rozproszonego Φ_2

powierzchni chłodzącej można zbudować cewkę złożoną z segmentów oddzielonych od siebie ściankami chłodzącymi.

Ażebymy zmniejszyć do minimum strumień rozproszony należy stosować cewki krótkie i płaskie i umieścić je jak najbliżej szczeliny, oraz należy dążyć do tego, by uzwojenia znajdowały się możliwie blisko rdzeni. Ilustruje to rys. 12 [19].

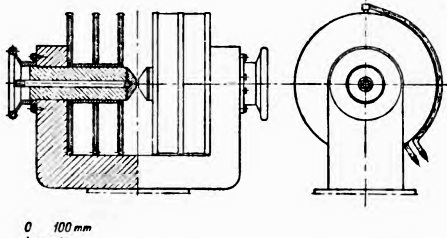
Wydawałoby się, że postulat krótkich i płaskich cewek łatwo spełnić przez zwiększenie gęstości prądu. Zwiększenie gęstości prądu jest jednak związane ze zwiększeniem powierzchni chłodzenia cewek, co powoduje stratę miejsca dla uzwojenia.

Opis elektromagnesów zbudowanych w Zakładzie Ferromagnetyków

Niżej opisane elektromagnesy (rys. 13, 14) zbudowano do badań nad materiałami magnetycznie twardymi. Budowę pierwszego z nich ukończono w grudniu 1956 r.

Jarzma (o przekroju prostokątnym 220 mm × 90 mm) tych elektromagnesów zostały odkute ze stali niskowęglowej. Rdzenie, mające kształt cylindryczny (średnica: 100 mm; przekrój jarzma pozwala na użycie rdzeni o większej średnicy, względnie rdzeni z ferrokobaltu o średnicy 100 mm), są wykonane z żelaza Armco, dostarczonego przez Hutę Baildon w Katowicach. Przy pomocy dwóch śrub można je przesuwac i tym samym regulować w sposób ciągły szerokość szczeliny w granicach 0—90 mm. Powierzchnia rdzeni i otwory w jarzmie, w których posuwają się rdzenie, są przez szlifowanie dokładnie do siebie dopasowane. W rdzeniach znajdują się podłużne otwory o śred-

nicy 20 mm, w które wchodzi pręty, ściśle doszlifowane i również wykonane z żelaza *Armco*, służące do przymocowania wymiennych nabiegunków.



Rys. 13. Szkic konstrukcyjny elektromagnesu, którego cewki składają się z segmentów



Rys. 14. Elektromagnes, którego cewki nie są podzielone na segmenty

Każda z cewek posiada 1900 zwojów z drutu miedzianego średnicy 2,5 mm w podwójnej bawelnie.

Korpusy wykonane z blachy mosiężnej posiadają podwójne ścianki, między którymi przepływa woda. Korpusy jednego z elektromagnesów posiadają tylko podwójne ścianki boczne. Tego rodzaju chłodzenie nie pozwala wprowadzić na pracę ciągłą przy zasilaniu prądami większymi od 10 A, ale w zupełności wystarcza na to, by zabezpieczyć przed grzaniem się rdzeni od cewek, co mogłoby powodować niestaołość pola w czasie pracy. Ze względu na dobre przewodnictwo cieplne mosiądzu w zupełności wystarczy, że ciepło z części cylindrycznej korpusu, stykającej się bezpośrednio z rdzeniem, jest odprowadzane jedynie przez przepływ wody wzdłuż brzegów tej części.

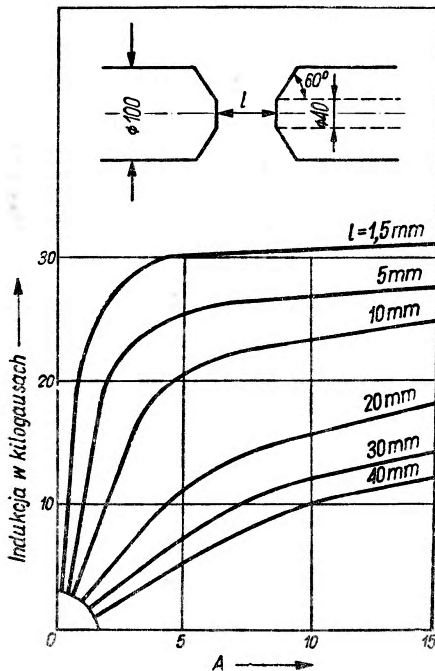
Każda cewka drugiego elektromagnesu składa się z dwóch segmentów oddzielonych od siebie dodatkową ścianką chłodzącą. Segmenty te można podłączyć do źródła prądu szeregowo lub równoległe. Opór segmentu wynosi 2,4 Ω , a więc łączny opór uzwojeń wynosi 9,6 Ω . Wewnątrz segmentów umieszczono termopary. Doświadczalnie stwierdzono, że przy zasilaniu w sposób ciągły elektromagnesu prądem 10 A bez chłodzenia maksymalna temperatura w segmentach nie przekracza 80°C, przy chłodzeniu zaś — 60°C. Prądami o natężeniu większym od 12 A nie można pracować w sposób ciągły, ponieważ zbyt wysoka temperatura mogłaby uszkodzić izolację.

Maksymalny prąd zasilania wynosi 20 A.

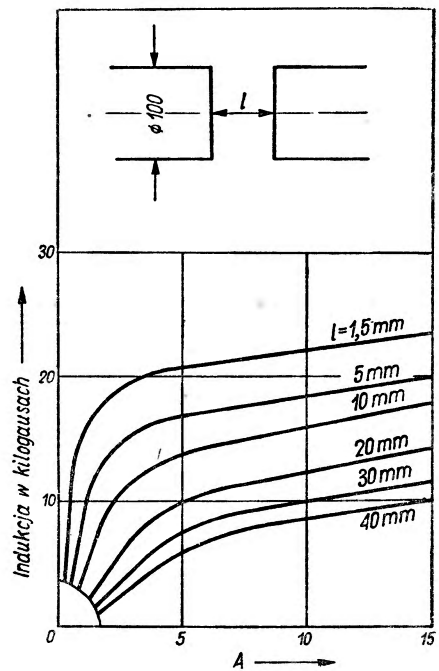
Elektromagnesy można obracać wokół osi pionowej.

Wykres na rys. 15 przedstawia zależność indukcji w szczelinie od natężenia prądu zasilania dla nabiegunków płaskich z żelaza *Armco*

o średnicy 100 mm; a wykres na rys. 16 przedstawia także zależność dla nabiegunników stożkowych, których wymiary są podane na rysunku, również wykonanych z żelaza Armco.



Rys. 15. Zależność indukcji w szczelinie o długości l od natężenia prądu zasilania dla nabiegunników płaskich



Rys. 16. Zależność indukcji w szczelinie o długości l od natężenia prądu zasilania dla nabiegunników stożkowych

Na tym miejscu pragniemy gorąco podziękować P. Profesorowi S. Szczeniowskiemu za nieustanne poparcie, jakie nam okazywał w czasie budowy wyżej opisanych elektromagnesów.

Wiele cennych wskazówek dotyczących konstrukcji wyżej opisanych elektromagnesów zawdzięczamy śp. Profesorowi S. Lorii.

LITERATURA

1. R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, New York 1951.
2. K. Sauerwein, *Naturw.* **30**, 494 (1942).
3. F. Bitter, *Rev. Sci. Instr.* **7**, 478, 482 (1936); *Rev. Sci. Instr.* **8**, 318 (1937); *Rev. Sci. Instr.* **10**, 337 (1939).
4. F. Gaume, *J. Rech. C.N.R.S.* **9**, 93, 247, 287 (1958).
5. P. Kapitza, *Proc. Roy. Soc.* **115A**, 658 (1926).

6. A. Piekara i J. Małecki, *Acta Phys. Pol.* **15**, 381 (1956).
7. H. P. Furth, M. A. Levine, R. W. Waniek, *Rev. Sci. Instr.* **28**, 949 (1957).
8. H. du Bois, *Ann. Phys.* **42**, 953 (1913).
9. W. Steubing, *Z. f. techn. Phys.* **18**, 160 (1937).
10. P. Weiss, *Bull. Soc. Franc. Phys. Paris*, 124 (1907).
11. A. Piekara, *Elektryczność i budowa materii*, wyd. 2., Warszawa 1955.
12. J. Stefan, *Ann. Phys.* **38**, 440 (1889).
13. H. du Bois, *Ann. Phys.* **42**, 903 (1913).
14. L. Dreyfus, *Arch. f. Elektrotechn.* **25**, 392 (1931).
15. H. B. Dwight i C. F. Abt, *Rev. Sci. Instr.* **7**, 144 (1936).
16. G. Windred, *Electromagnets and Windings*, London 1943.
17. E. Justi, *Phys. Z.* **45**, 244 (1945).
18. H. Boas i Th. Pederzani, *Z. f. techn. Phys.* **19**, 351 (1923).
19. K. M. Koch i W. Jellinghaus, *Einführung in die Physik der magnetischen Werkstoffe*, Wien 1957.

Różnice mas mezonów ciężkich

W jednym z tegorocznych zeszytów (Phys. Rev. Letters (2, 110 i 112, (1959)) ukazały się obok siebie dwa komunikaty dwóch grup z uniwersytetu w Berkeley, donoszące o stwierdzeniu różnicy mas między mezonami K^- i K^0 z jednej strony, a K^+ i K^0 — z drugiej.

Zainteresowanie tym zagadnieniem nie jest wyłącznie wyrazem normalnego dążenia do coraz dokładniejszego wyznaczenia mas cząstek elementarnych, lecz sięga głębiej, dotyczy bowiem konfrontacji z doświadczeniem przyjmowanej obecnie ogólnie systematyki cząstek elementarnych Gell-Manna. Mianowicie, jeżeli wymienione pary cząstek stanowią dublety ładunkowe, a różnica między ich masami jest pochodzenia czysto elektromagnetycznego, wówczas według przewidywań teoretycznych — opartych, co prawda, na nie w pełni uzasadnionych założeniach (S. Gąsiorowicz i A. Peterman, Phys. Rev. Lett. 1, 457 (1958)) należałoby oczekiwać większej masy u cząstki naładowanej, przy czym różnica mas wynosiłaby — grubo szacując — około 1—1,5 MeV.

Doświadczalne stwierdzenie takiej różnicy mas nie jest łatwe; eksperymenty obu grup, prowadzone z zastosowaniem techniki komór pęcherzykowych napełnionych ciekłym wodorem przyniosły ciekawe i nieoczekiwane rezultaty.

Pierwsza z grup (A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz i R. D. Tripp) zajęła się analizą kinematyczną procesów zderzeń mezonów K^- z protonami z wymianą ładunku według reakcji;

$$K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n, \quad (1)$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-. \quad (2)$$

Zbadano 44 reakcje tego rodzaju, przy czym w pięciu z nich obserwowano proton odskoku wybity przez neutron. Pozostałe 39 przypadków bez odskoków protonowych analizowano według następującego schematu ideowego:

Z kinematyki „widel” rozpadu (2) wyznaczano pęd mezonu K^0 (p_0), która to wielkość jest bardzo mało czuła na wartość przyjętej do analizy masy mezonu K^0 . Następnie — z jednej strony w oparciu o geometrię zderzenia i wartość p_0 wyliczano pęd mezonu K^- (p), z drugiej — wyznaczano wartość p_0 doświadczalnie (mierząc krzywiznę toru mezonu K^-). Wreszcie wyznaczano różnicę mas $M_{\bar{K}^0} - M_{K^0}$ traktując tę wielkość jako zmienną i stosując minimalizację zespołu różnic: p_- (obliczone) — p_- (mierzone) metodą najmniejszych kwadratów.

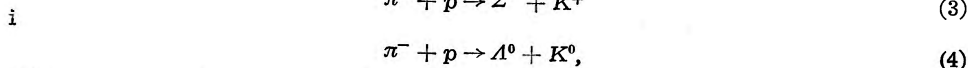
Analiza dokładności wyznaczania pędu p z pomiarów krzywizny toru wskazuje na to, że błędy stąd pochodzące są niewielkie. Pięć przypadków, w których obserwowano proton odskoku pozwalało na analizę niezależną od wyznaczania pędów przy pomocy pomiarów krzywizny torów; niezbędne informacje doświadczalne ograniczają się do pomiarów kątów i zasięgów protonów odskoku, co pozwala na osiągnięcie w rezultacie znacznie większej dokładności. Ponadto szukaną wartość różnicy mas otrzymuje się tu dla każdego pojedynczego przypadku.

Zestawienie wyników obu zespołów zdarzeń daje w rezultacie:

$$M_{\bar{K}^0} - M_{K^-} = 3,7 \pm 0,7 \text{ MeV.}$$

Drugi eksperyment, w wyniku którego otrzymano różnicę mas między mezonami K^0 i K^+ (F. S. Crawford, Jr. M. Cresti, M. L. Good, M. L. Steffenson i H. K. Ticho), dotyczył analizy procesów łącznej produkcji cząstek „dziwnych” w rezultacie zderzeń mezonów π^- z protonami.

Stwierdzono mianowicie pewną rozbieżność w kinematyce produkcji i rozpadu dla reakcji:



jeżeli mezonom K^+ i K^0 przypisywać ogólnie dotychczas przyjmowane (jednakowe) wartości mas. Rozbieżność udaje się usunąć, jeżeli mezonom K^0 przypisać wartość masy większą od masy K^+ o około 5 MeV.

Schemat analizy był następujący:

W oparciu o 16 przypadków procesu (3), w których cząstka K^+ zatrzymywała się wewnątrz komory, wyznaczano pęd pionów wywołujących reakcję (pinc.). Następnie tę samą wielkość (pinc.) wyznaczano w oparciu o zdarzenia reprezentujące reakcję (4), przy czym do analizy brano wszystkie zdarzenia, w których co najmniej jedna z wyprodukowanych cząstek neutralnych rozpadała się wewnątrz komory. Otrzymana w ten sposób wartość pinc. była systematycznie niższa niż otrzymana ze zdarzeń (3).

Celem uzyskania zgodności obu wartości „dopasowywano” różnicę mas K^+ i K^0 stosując dwa kolejne przybliżenia: najpierw w oparciu o wszystkie analizowane przypadki odpowiadające reakcji (4), a następnie w oparciu o zderzenia, w których obie cząstki neutralne: Λ^0 i K^0 rozpadały się wewnątrz komory (pozwalając to na większą dokładność otrzymanych rezultatów). Najlepsza zgodność odpowiadała przyjęciu:

$$M_{K^0} - M_{K^+} = 4,8 \pm 1,1 \text{ MeV.}$$

Ważną cechą, charakteryzującą tę analizę, jest jej czułość na różnicę mas, natomiast mała wrażliwość na wartość masy K^+ przyjmowanej przy analizie.

Analiza ewentualnych błędów systematycznych, przeprowadzona przez autorów, wskazuje na to, że nie mogą one być na tyle duże, by znacząco wpływały na otrzymany rezultat.

Zestawienie wyników obu powyższych prac oraz szeregu poprzednich prac (innych autorów), dotyczących wyznaczania masy ciężkich mezonów neutralnych daje przy założeniu równości mas K^- i K^+ z jednej strony, oraz K^0 i \bar{K}^0 z drugiej:

$$M_{K^0, \bar{K}^0} = 497,9 \pm 0,6 \text{ MeV}$$

jeżeli:

$$M_{K^-, K^+} = 494,0 \pm 0,2 \text{ MeV}$$

(jak to jest ogólnie przyjmowane).

Zatem różnica mas między członkami domniemanych dubletów ładunkowych jest mniej więcej trzy razy większa niż przewidywana przez teorię, oraz — co więcej — przeciwnego niż przewidywany znaku. Natomiast warto zauważyć, że nowa systematyzacja Paisa (Phys. Rev. **112**, 624 (1958)) nie przewiduje żadnego określonego związku między masami wymienionych par mezonów ciężkich.

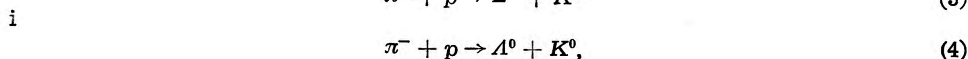
Ewa Skrzypczak

Zestawienie wyników obu zespołów zdarzeń daje w rezultacie:

$$M_{\bar{K}^0} - M_{K^-} = 3,7 \pm 0,7 \text{ MeV.}$$

Drugi eksperyment, w wyniku którego otrzymano różnicę mas między mezonami K^0 i K^+ (F. S. Crawford, Jr. M. Cresti, M. L. Good, M. L. Steffenson i H. K. Ticho), dotyczył analizy procesów łącznej produkcji cząstek „dziwnych” w rezultacie zderzeń mezonów π^- z protonami.

Stwierdzono mianowicie pewną rozbieżność w kinematyce produkcji i rozpadu dla reakcji:



jeżeli mezonom K^+ i K^0 przypisywać ogólnie dotychczas przyjmowane (jednakowe) wartości mas. Rozbieżność udaje się usunąć, jeżeli mezonom K^0 przypisać wartość masy większą od masy K^+ o około 5 MeV.

Schemat analizy był następujący:

W oparciu o 16 przypadków procesu (3), w których cząstka K^+ zatrzymywała się wewnątrz komory, wyznaczano pęd pionów wywołujących reakcję (p_{inc}). Następnie tę samą wielkość (p_{inc}) wyznaczano w oparciu o zdarzenia reprezentujące reakcję (4), przy czym do analizy brano wszystkie zdarzenia, w których co najmniej jedna z wyprodukowanych cząstek neutralnych rozpadała się wewnątrz komory. Otrzymana w ten sposób wartość p_{inc} była systematycznie niższa niż otrzymana ze zdarzeń (3).

Celem uzyskania zgodności obu wartości „dopasowywano” różnicę mas K^+ i K^0 stosując dwa kolejne przybliżenia: najpierw w oparciu o wszystkie analizowane przypadki odpowiadające reakcji (4), a następnie w oparciu o zderzenia, w których obie cząstki neutralne: Λ^0 i K^0 rozpadały się wewnątrz komory (pozwalalo to na większą dokładność otrzymanych rezultatów). Najlepsza zgodność odpowiadała przyjęciu:

$$M_{K^0} - M_{K^+} = 4,8 \pm 1,1 \text{ MeV.}$$

Ważną cechą, charakteryzującą tę analizę, jest jej czułość na różnicę mas, natomiast mała wrażliwość na wartość masy K^+ przyjmowanej przy analizie.

Analiza ewentualnych błędów systematycznych, przeprowadzona przez autorów, wskazuje na to, że nie mogą one być na tyle duże, by znacząco wpływały na otrzymany rezultat.

Zestawienie wyników obu powyższych prac oraz szeregu poprzednich prac (innych autorów), dotyczących wyznaczania masy ciężkich mezonów neutralnych daje przy założeniu równości mas K^- i K^+ z jednej strony, oraz K^0 i \bar{K}^0 z drugiej:

$$M_{K^0, \bar{K}^0} = 497,9 \pm 0,6 \text{ MeV}$$

jeżeli:

$$M_{K^-, K^+} = 494,0 \pm 0,2 \text{ MeV}$$

(jak to jest ogólnie przyjmowane).

Zatem różnica mas między członkami domniemanych dubletów ładunkowych jest mniej więcej trzy razy większa niż przewidywana przez teorię, oraz — co więcej — przeciwnego niż przewidywany znaku. Natomiast warto zauważyć, że nowa systematyzacja Paisa (Phys. Rev. 112, 624 (1958)) nie przewiduje żadnego określonego związku między masami wymienionych par mezonów ciężkich.

Ewa Skrzypczak

XVI Zjazd Fizyków Polskich

XVI Zjazd Fizyków Polskich odbył się w dniach od 11 do 14 września 1959 r. w Toruniu. Udział w nim wzięło ponad 400 osób, w tym również goście z Węgier i NRD. Wygłoszono ponad 200 referatów.

Przewodniczącym Zjazdu został wybrany jednomyślnie prof. W. Rubinowicz (Warszawa), wiceprzewodniczącymi — prof. Z. Klemensiewicz (Gliwice) i prof. F. Wiśniewski (Łódź).

Obrady odbywały się w następujących sekcjach: fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego, fizyki teoretycznej, optyki wszystkich długości fal, ferromagnetyków i ferroelektryków, fizyki technicznej, chemii kwantowej, ultradźwięków i referatów różnych oraz sekcji pedagogicznej.

W jedynym referacie ogólnym prof. J. Rayski (Kraków) przedstawił zarys swojej koncepcji teorii cząstek elementarnych.

Poza programem ściśle naukowym Komitet Organizacyjny Zjazdu, pod przewodnictwem dr M. Frackowiaka, pomyślał o urządzeniu bardzo przyjemnych atrakcji, jak herbatka zapoznawcza, wycieczka statkiem po Wiśle, koncert kameralny i wspólna kolacja. Komitet Organizacyjny postarał się również o zapewnienie pięknej, ciepłej pogody.

Korzystając z zaproszenia Oddziału Gdańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego postanowiono następnym — XVII Zjazd — urządzić jesienią 1961 r. w Gdańsku.

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej

Komitet Wykonawczy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej postanowił zastąpić dotychczasową Komisję Fizyki Ciała Stałego przez trzy oddzielne komisje: Półprzewodników, Magnetyzmu i Struktury Materii. Utworzono również nową Komisję Spektroskopii, w której biorą udział Międzynarodowa Unia Astronomiczna i Międzynarodowa Unia Chemiczna.

Od czasu ostatniego zebrania Komitetu Wykonawczego w lipcu 1959 w Moskwie, Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej udzieliła swego patronatu następującym konferencjom przewidzianym na rok 1960:

1. Kolokwium „Reaktywność ciał stałych” (wspólne z Unią Chemiczną) — Amsterdam, 30 maj — 4 lipiec. Organizator — prof. J. H. de Boer.

2. Kolokwium „Problemy dotyczące wielkiej liczby cząstek” (za zaproszeniami) — Utrecht, 13—18 czerwiec. Organizator — prof. L. Hove.

3. Kolokwium „Zjawiska polaryzacji nukleonów” — Bazylea, 4—8 lipiec. Organizator — prof. P. Huber.

4. Kolokwium „Fizyka jądrowa wysokich energii” — Rochester, lipiec. Organizator prof. R. E. Marshak.

5. Konferencja na temat nauczania fizyki (za zaproszeniami) — Paryż, koniec lipca — początek sierpnia. Sekretarz Dr N. Clarke, The Institute of Physics, Londyn.

6. Kolokwium „Defekty kryształów i właściwości mechaniczne ciał stałych” (wspólnie z Unią Krystalograficzną) — Cambridge, 22—24 sierpień. Organiza-

tor — Dr P. B. Hirsch, Cavendish Laboratory.

7. Kolokwium „Półprzewodniki” — Praga, 29 sierpnia — 2 września. Organizator — Dr M. Matyas.

8. Kolokwium „Najniższe temperatury” — Toronto, 29 sierpnia — 3 września. Organizator — Prof. A. C. Hollis Hallett.

9. Kolokwium „Struktury jądrowe” — Kingston, 29 sierpnia — 3 września. Organizator — Dr G. Elliott.

10. Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej — Ottawa, 8—10 września.

11. Kolokwium „Masy atomowe” — Hamilton, 12—15 września. Organizator — Prof. H. E. Duckworth.

Międzynarodowa Komisja Optyczna

Międzynarodowa Komisja Optyczna na zebraniu we wrześniu 1959 r. w Sztokholmie wybrała swoim Przewodniczącym prof. E. Ingelstama (Sztokholm). Komisja przystąpiła do opracowywania słownika wielojęzycznego wyrażeń najczęściej używanych w optyce.

Międzynarodowa Agencja Atomowa

Drugie zebranie Naukowego Komitetu Doradczego Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej odbyło się w Wiedniu w dniach 4 i 5 czerwca 1959 r. Komitet, złożony z 7 wybitnych naukowców różnych narodowości, służy Agencji radą w sprawach naukowych i technicznych. Członkami Komitetu są: H. J. Bhabha (Przewodniczący Indyjskiej Komisji Energii Atomowej), Sir John Cockroft (Nagroda Nobla z fizyki 1951 r., Członek do spraw badań Zarządu Energii Jądrowej Zjednoczonego Królestwa), V. S. Emilianow (członek korespondent Akademii Nauk ZSRR, Przewodniczący Central-

nej Rady Wykorzystania Energii Jądrowej ZSRR), B. Goldschmidt (z francuskiego Komisarjatu Energii Jądrowej), B. Gross (Dziekan Wydziału Pomiarów Elektrycznych brazylijskiego Narodowego Instytutu Technologicznego), W. B. Lewis (Wiceprzewodniczący do spraw badań w Atomic Energy of Canada Ltd.), I. I. Rabi (profesor Uniwersytetu Columbia, Nagroda Nobla z fizyki, 1944 r.). Przewodniczącym Komitetu jest Dyrektor Generalny Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej — p. Stirling Cole, ale zebraniom roboczym przewodniczy zwykle wiceprzewodniczący wybrany spośród członków.

Na ostatnim zebraniu w Wiedniu Komitet rozważał projekt wymiany wyników prac nad kontrolowaną fuzją jądrową oraz propozycje podjęcia wyznaczania zawartości izotopów wodoru i tlenu w wodach całej Ziemi. Komitet jest zdania, że Agencja powinna podjąć wydawanie czasopisma poświęconego postępowi w dziedzinie fuzji jądrowej oraz zorganizować międzynarodową konferencję na ten temat.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej buduje laboratorium w Siebersdorfie pod Wiedniem i zaakceptowała dar Stanów Zjednoczonych w wysokości 600 000 dolarów na koszty konstrukcji i wyposażenia, obejmującego reaktor badawczy.

Delegaci Stanów Zjednoczonych, Wielkiej Brytanii i Związku Radzieckiego podpisali ugodę, mocą której kraje te sprzedadzą Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej odpowiednio 5 000 kg, 20 kg i 50 kg ^{235}U .

Składki dobrowolne wpłacone na Fundusz Ogólny Agencji, przeznaczony na pomoc techniczną, stypendia i inne koszty kształcenia, stanowią obecnie sumę 1 046 414 dolarów.

W dniu 8 września rozpoczęła się w Warszawie zorganizowana przez Agencję konferencja na temat stosowania

wania silnych źródeł promieniowania. Na otwarcie przybył Dyrektor Generalny p. Cole.

75-cio lecie urodzin R. W. Pohla

W bieżącym roku przypada siedemdziesiąta piąta rocznica urodzin znanego fizyka niemieckiego R. W. Pohla.

Robert Richard Pohl urodził się 10 sierpnia 1884 w Hamburgu. Studiował na uniwersytecie berlińskim pod kierunkiem E. Warburga. Stopień Doktora Filozofii uzyskał w r. 1906. Od r. 1918 aż do r. 1952 był Pohl profesorem uniwersytetu w Getyndze.

Prace badawcze Pohla i jego uczniów i współpracowników dotyczyły przede wszystkim zjawiska fotoelektrycznego w kryształach naturalnych, przy czym opracowana została metoda otrzymywania kryształów związków metali alkalicznych z chlorowcami. Podobną metodę stosuje się obecnie do hodowania kryształów krzemu i germanu. Znałe są badania szkoły Pohla nad centrami barwnymi w kryształach.

Pohl jest autorem znakomych podręczników fizyki i niezrównanym mistrzem w dziedzinie pokazów wykładowych.

CERN

Trzynasta sesja Rady Europejskiego Centrum Badań Jądrowych przyjęła na nowego, trzynastego członka CERN — Austrię.

Rada wysłuchiwała raportu z postępu prac przy budowie synchrotronu protonowego do energii 25 BeV w Meyrin koło Genewy. Synchrotron zostanie oddany do użytku w początku 1960 r.

BWR w Norwegii

9 października 1959 król Norwegii Olaf dokonał uroczystego otwarcia no-

wego reaktora norweskiego typu Bøiling Water Reactor. Jest to reaktor eksperymentalny, pomyślany jako prototyp reaktora mocy. Paliwem jest uran naturalny, a moderatorem i chłodzikiem ciężka woda. Istotną cechą nowego reaktora jest, że ma on tylko jeden obieg chłodzący — turbina napędzana jest bezpośrednio parą ciężkiej wody przepływającej przez reaktor. Pozwoli to na uniknięcie strat energii, które normalnie zachodzą w wymiennikach ciepła.

Jest to wspólna impreza szeregu państw europejskich skupionych w Organizacji Współpracy Ekonomicznej (OECE).

Dni dyskusyjne w Saclay

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej przy współudziale UNESCO i francuskiego Komisariatu Energii Atomowej zorganizowała w dniach od 6 do 10 lipca 1959 r. w Saclay dni dyskusyjne (*journées d'études*) na temat „Energia atomowa i związane z nią problemy kształcenia naukowego i technicznego.” Wzięli w nich udział specjaliści z 31 krajów: profesorowie uniwersytetów, dyrektorzy szkół inżynierskich, dyrektorzy centrów badań jądrowych itp.

W posiedzeniu inauguracyjnym wzięli udział p. Stirling Cole dyrektor Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej, prof. Francis Perrin — Wysoki Komisarz Energii Atomowej, i p. Adisehsiah — zastępca dyrektora generalnego UNESCO.

Uczestnicy konferencji przedstawili dotychczasowe osiągnięcia swoich krajów, napotykanne trudności oraz projekty na przyszłość. Szeroko omówiona została rola uniwersytetów. Jest oczywiste, że jedynie uniwersytet może dać podstawy wykształcenia potrzebnego przyszłym profesorom, przyszłym badaczom. Kiedy jednak rozpoczęła się epoka energii jądrowej

większość uniwersytetów nie rozporządza ani dostatecznie wyszkolonym personelem ani olbrzymimi kredytami na urządzenia badawcze.

Na przykład we Francji duży reaktor badawczy kosztuje około 10 miliardów (starych) franków, a akcelerator cząstek do energii kilku MeV, wraz z aparaturą pomocniczą, również zbliżoną sumę.

Centra badań jądrowych tworzone są przeważnie przez kooptację młodych naukowców i inżynierów, nie wyspecjalizowanych w dziedzinie jądrowej. Centra muszą same organizować kształcenie personelu i to w kilku kierunkach naraz: w dziedzinie fizyki teoretycznej, fizyki jądrowej, chemii jądrowej, radiobiologii, metalurgii.

Główną uwagę poświęcono zagadnieniom gdzie, kiedy i w jaki sposób należy organizować kształcenie w zakresie jądrowym. Zgodzono się ogólnie, że kształcenia jądrowego nie należy zaczynać zbyt wcześnie. Powinno ono następować dopiero po zdobyciu dostatecznych podstaw fizyki względnie chemii „klasycznej”.

Jeśli chodzi o pytanie „gdzie” uzyskano zgodną opinię, że jedynie w pobliżu wielkich instalacji jądrowych, to znaczy w pobliżu centrów badań jądrowych.

W sprawie sposobu nauczania wyraża się, że należy szukać równowagi między ambicjami i atmosferą naukową uniwersytetu a możliwościami technicznymi centrum badawczego.

W czasie dni dyskusyjnych omawiano również rolę organizacji międzynarodowych w kształceniu specjalistów jądrowych. Znaczenie pomocy tych organizacji jest szczególnie wielkie dla krajów słabo rozwiniętych. System długotrwałych stypendiów pomógłby rozwiązać problem kadry specjalistów w tych krajach.

Statek handlowy o napędzie jądrowym

21 lipca 1959 r. został spuszczonej na wodę N. S.* *Savannah* — pierwszy amerykański statek handlowy o napędzie jądrowym. Matką chrzestną statku była pani Eisenhower. Statek odziedziczył swą nazwę po S.S. *Savannah* — pierwszym statku parowym, który przepłynął Atlantyck, a który rozpoczął swą podróż 22 maja 1819 r. w Savannah (Georgia).

N. S. *Savannah* ma długości około 180 m, może zabierać 9 500 ton ładunku i 60 pasażerów oraz 100 ludzi załogi. Spodziewana szybkość 20,25 węzła. W reaktorze *Savannah* chłodziwem i moderatorem jest woda pod ciśnieniem; elementy paliwowe zawierają 4% ^{235}U . 32 pręty paliwowe zawierają w sumie 7 050 kg tlenku uranu. Reaktor ma osiągać moc cieplną 74 MW i pozwalać na trzyletnią podróż bez uzupełniania paliwa zapewniając 300 000 mil (niepodmorskiej) żeglugi. Całkowity koszt statku wyniesie około 40 milionów dolarów.

Wybuchy jądrowe w kopalnictwie naftowym

Podczas ostatniego światowego Kongresu Naftowego prezydent biura badawczego firmy ESSO oświadczył, że będą czynione próby podniesienia opłacalności eksploatacji złóż naftowych przez dokonanie wybuchu jądrowego na dużej głębokości pod warstwą naftodajną. Wybuch taki miałby spowodować wytworzenie się olbrzymiej pieczary, która wypełniłaby się naftą. Biuro Kopalnictwa Stanów Zjednoczonych projektuje na rok 1960 przeprowadzenie tego rodzaju eksperymentów w stanie Colorado.

* N. S. — Nuclear Ship

Kto kupi betatron?

W szeregu czasopism amerykańskich ukazały się ogłoszenia tej treści: „DO SPRZEDANIA: 100 MV Betatron. 100 MV akcelerator elektronowy z pełnym wyposażeniem w dobrym stanie, zbudowany przez General Electric Corp. Służył jako subtelne narzędzie w laboratorium badań podstawowych. Adres: Clement Mokstad, Univ. of Chicago. Oferty na kupno tej dwięćcioletniej aparatury nadeszły z Wenezueli i z Pakistanu.

Pierwszy reaktor afrykański

W czerwcu 1959 r. osiągnął stan krytyczny pierwszy reaktor w Afryce na górze Amba, 20 km na południe od Leopoldsville w Kongo Belgijskim.

Czterdziestolecie

Polskiego Towarzystwa Chemicznego

W roku 1959 przypadła czterdziesta rocznica założenia Polskiego Towarzystwa Chemicznego. W dniach od 9 do 12 września odbył się w Warszawie VI Jubileuszowy Zjazd PTCh.

Otwarcia Zjazdu w Auli Politechniki Warszawskiej dokonał Prezes Polskiego Towarzystwa Chemicznego — prof. W. Kemula. Otwarcie Zjazdu miało charakter bardzo uroczysty. Wzięli w nim udział liczni członkowie honorowi PTCh oraz przedstawiciele innych towarzystw naukowych. Polskie Towarzystwo Fizyczne było reprezentowane przez ówczesnego wiceprzewodniczącego — prof. L. Natanson.

IV Konwersatorium Rentgenograficzne

IV Konwersatorium Rentgenograficzne odbyło się 20 czerwca 1959 r. w Zakładzie Badań Strukturalnych Instytutu Chemii Fizycznej PAN we Wrocławiu. W Konwersatorium uczestniczyły 54 osoby reprezentujące zainteresowane Katedry Wyższych Uczelni i Instytuty Naukowe. Wygłoszono

2 referaty ogólne i 18 komunikatów z prac własnych.

Po referatach i komunikatach wywiązała się żywa dyskusja. W przerwie obiadowej goście mieli możliwość obejrzenia pracowni rentgenograficznej Zakładu Badań Strukturalnych PAN i Katedry Chemii Nieorganicznej i Politechniki Wrocławskiej.

Niezależnie od dorocznych konwersatoriów rentgenograficznych w październiku 1959 r. odbędzie się we Wrocławiu pierwsze seminarium z teoretycznych podstaw rentgenografii i nowoczesnych metod oznaczania struktury kryształów.

Goście zagraniczni

W końcu września 1959 r. przybyli do Warszawy dwaj wybitni uczeni radzieccy O. O. Frank (Nagroda Nobla z fizyki 1959) członek korespondent Akademii Nauk ZSRR i W. J. Weksler, członek rzeczywisty Akademii Nauk ZSRR. Odwiedzili oni zakłady Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie, i w Krakowie i przeprowadzili szereg nieoficjalnych wysoce interesujących rozmów na temat prac z fizyki prowadzonych i planowanych w IBJ. Ponadto O. O. Frank wygłosił referat na temat optyki ruchomych źródeł światła, a W. J. Weksler — dwa wykłady o współczesnych akceleratorach cząstek.

W tym samym czasie bawił w Warszawie kierownik pracowni neutronowej Centrum Badań Jądrowych w Saclay — dr F. Netter. Zapoznał się on z urządzeniami pracowni neutronowej w Świerku i jej programem.

ICSU Review

Międzynarodowa Rada Stowarzyszeń Naukowych (*International Council of Scientific Unions* — ICSU) przystąpiła do wydawania własnego kwartalnika — ICSU Review. Redaktorem Naczelnym został Sir Harold Spencer

Jones (Londyn), członkami Doradczego Komitetu Redakcyjnego są: W. W. Atwood (Waszyngton), M. Flor-kin (Liège) i P. Huber (Bazylea). W skład Rady Redakcyjnej weszli: P. Aleksandrow (Moskwa), E. W. Appleton (Edynburg), P. Auger (Paryż), N. W. Biełow (Moskwa), H. Boesch (Zurych), L. de Broglie (Paryż), J. M. Burgers (College Park, Md.), S. Chapman (Boulder, Colo.), O. Heckman (Hamburg), A. V. Hill (Londyn), B. A. Houssay (Buenos Aires), S. Hörstadius (Uppsala), J. F. Koksmá (Amsterdam), K. S. Krishnan (New Delhi), D. F. Martyn (Camden), G. Montalenti (Neapol), H. Mosby (Bergen), A. von Muralt (Bern), B. van der Pol (Wassenaar), O. Struve (Berkeley, Calif.), E. W. R. Steacie (Ottawa), A. W. K. Tiselius (Uppsala), A. R. Todd (Cambridge) i H. Yukawa (Kjoto).

ICSU Review przynosi informacje o działalności Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych i należących do niej Unii — między innymi Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, sprawozdania z konferencji, recenzje publikacji Unii, artykuły na temat różnych aspektów międzynarodowej współpracy naukowej oraz zapowiedzi mających się odbyć zebrań naukowych.

Walne Zgromadzenia PTF

Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbyło się 14 września 1959 r. w Toruniu.

Po wysłuchaniu sprawozdań ustępującego Zarządu Głównego i Komisji Rewizyjnej Walne Zgromadzenie uchwaliło absolutorium dla ustępującego Zarządu Głównego.

Przeprowadzono obszerną dyskusję nad aktualną rolą i zadaniami Towarzystwa. Rozważano sprawy czasopism, charakteru przyszłych zjazdów itp.

Na kadencję 1959—1961 wybrano Zarząd Główny w następującym składzie:

Przewodniczący — prof. A. Jabłoński (Toruń),

Członkowie — doc. W. Hanusowa (Toruń), doc. M. Majewska (Warszawa), prof. J. Roliński (Warszawa), doc. T. Skaliński (Warszawa).

Do Komisji Rewizyjnej wybrano: doc. K. Antonowicza (Toruń), doc. Z. Małkowskiego (Warszawa) i prof. L. Natansoną (Warszawa).

Nowy Zarząd Główny PTF

Wybrany na Walnym Zgromadzeniu w dniu 14 września 1959 r. Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego na kadencję 1959—1961 ukonstytuował się jak następuje:

Przewodniczący — prof. A. Jabłoński

Wiceprzewodniczący — doc. T. Skaliński

Sekretarz — doc. W. Hanusowa

Skarbnik — doc. M. Majewska

Członek Zarządu — prof. J. Roliński.

ANDRZEJ SOŁTAN

Dnia 10 grudnia 1959 zmarł dr Andrzej Sołtan, profesor zwyczajny i kierownik Katedry Atomistyki Uniwersytetu Warszawskiego, członek Polskiej Akademii Nauk, przewodniczący Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych, były przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Wspomnienie o Zmarłym, którego śmierć odkrywa żałobą Naukę Polską, ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr LUDWIK NATANSON

Sekretarz
Doc. WANDA HANUSOWA

Skarbnik
Z-ca prof. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Członek Zarządu
Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Głiwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr WŁODZIMIERZ ŻUK
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI
Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

T R E Ś C

	Str.
J. Smorodinski — Współczesny stan teorii rozpadu β (II)	599
W. L. Indenbom — Dyslokacje w kryształach	637
J. Krzuk — Scyntylicyjne detektory neutronów	673
J. Zienuk — Przegląd podstawowych metod pomiarów natężenia fal ultradźwiękowych w cieczach	685
H. Szydłowski i A. Wrzeciono — Elektromagnesy laboratoryjne	699
NOWOŚCI NAUKOWE	
Różnice mas mezonów ciężkich (E. Skrzypczak)	715
KRONIKA	717

ERRATA

- J. Żylicz, Tom X, z. 4, str. 435, artykuł pt.: „*Badania elektronów wewnętrznej konwersji*“. Str. 436, trzeci i czwarty wiersz od dołu, punkt 3 powinien brzmieć: „Szybkość liczenia podzielona przez

$$E \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{E}{511}} \right]$$

(E — energia kinetyczna elektronów wyrażona w keV) w funkcji E , tzn. rozkład energetyczny“.

- J. Smorodinski, Tom X, z. 5, str. 503, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. I.

We wzorze (5.14) przed drugim członem ma być znak minus, który pojawia się ze względu na komutację γ_5 z γ_4 wchodzącymi w funkcję $\bar{\psi}$

Wzór (5.15) zamiast: $T\gamma_5 T^{-1} = \gamma_5^T$, ma być: $T\gamma_5 T^{-1} = -\gamma_5^T$

Wzór (5.16) zamiast: $C\gamma_5 C^{-1} = -\gamma_5^T$ ma być: $C\gamma_5 C^{-1} = \gamma_5^T$

- J. Smorodinski, Tom X, z. 6, str. 599, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. II.

We wzorach: (8.23), (8.26) i (8.29) przed nawiasem powinien być współczynnik 2.

We wzorze (11.8) zamiast: 1,400, ma być: 1,410.