

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XI

ZESZYT 3

---

1960

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków),  
Przemysław Zieliński (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Kraków, Gołębia 13  
tel. 566-37

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.



ANDRZEJ SOLTAN (1897—1959)

Do umieszczenia przed str. 3 tomu XI, zeszytu 1



POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XI, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1533 + 137 egz.	Rękopis dostarczono 24. VI. 1960
Ark. wyd. 7,25.-, ark. druk. 7 <sup>1</sup> / <sub>2</sub> +1 wkł.	Podpisano do druku 29. X. 1960
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w listopadzie 1960
Zamówienie 389/60	Cena zł 15.- E-20

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

*L. Rosenfeld*

## Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich

### Część II

#### 3. Macierz reakcji

Przedyskutujemy teorię reakcji jądrowych lub przynajmniej jej podstawy w całej ogólności, w tym znaczeniu, że nie uczynimy żadnych specjalnych założeń o siłach działających między nukleonami; wzór ostateczny, który otrzymamy, będzie można stosować zarówno do rzeczywistego jądra (gdybyśmy znali rzeczywiste siły działające pomiędzy jego nukleonami), jak i do każdego modelu jądrowego, na przykład modelu optycznego. Dyskusja ta jest przygotowaniem do następnego kroku, który będzie polegał na porównaniu rzeczywistego jądra i modelu optycznego. Naturalnie, byłoby rzeczą bezcelową wchodzić we wszystkie szczegóły i uwzględniać wszystkie okoliczności, gdyż pociągałoby to za sobą znaczne komplikacje, które przesłoniłyby istotną prostotę schematu. Najpierw uprościmy zagadnienie, zakładając, że wszyscy partnerzy reakcji mają spin zero, tak że dla każdej reakcji mamy ściśle określony moment pędu, nie zmieniający się podczas reakcji. Co więcej, ograniczymy się do reakcji typu

$$A + a \rightarrow B + b, \quad (52)$$

w których w stanie początkowym i końcowym występują tylko dwie cząstki. Cząstki  $a$  i  $b$  mogą być nukleonami lub cząstkami złożonymi (jak deuterony, trytony i cząstki  $\alpha$ ) lub nawet fotonami (ale nie będziemy rozważać *explicite* procesów z udziałem promieniowania).

Każdą reakcję charakteryzuje wyrażenie asymptotyczne na funkcje falowe, przedstawiające stan początkowy i stan końcowy całego układu, zwane zwykle „kanałem“ reakcji. Ta terminologia, wprowadzona przez Wignera jest bardzo wygodna; każdy kanał określony jest przez pewne

wyrażenie asymptotyczne na funkcję falową całego układu. Jeżeli ograniczymy się do kanałów dwucząstkowych, tj. do podziału jądra złożonego na dwa fragmenty, funkcja falowa kanału odpowiada temu stadium, w którym oba fragmenty są wyraźnie rozdzielone, tak że każdy z nich można przedstawić niezależnie od drugiego przy pomocy ściśle określonej funkcji falowej. Obierzemy metodę, traktującą reakcję jako stan stacjonarny całego układu, a nie jako przejście z kanału „początkowego“ do „końcowego“. Pełny opis asymptotyczny takiego stanu musi zawierać wszystkie możliwe kanały, jeden z nich wyróżniony jest przez to, że ma składową przychodzącą (dla cząstki  $a$ ), podczas gdy inne mają tylko fale przychodzące dla różnych rodzajów cząstek  $b$ .

Rozważmy bardziej szczegółowo opis <sup>1</sup> kanału reakcji np.  $A + a$ . Jądro znajduje się w jakimś stanie stacjonarnym  $\varphi_A(\xi_1, \dots, \xi_A)$ , zależącym od wszystkich współrzędnych  $\xi_i$  nukleonów tworzących to jądro; cząstkę  $a$  przedstawia inna funkcja falowa  $\varphi_A(\xi_{A+1}, \dots, \xi_{A+a})$ , zależąca od współrzędnych wewnętrznych nukleonów tworzących tę cząstkę. Wewnętrzne współrzędne położenia cząstek można odnosić np. do środków masy partnerów reakcji. Poza tym mamy dalszą funkcję falową zależącą od współrzędnych wyznaczających względne położenie obu partnerów; jako te współrzędne możemy obrać odległość  $r_\tau$  środków ciężkości (wskaźnik  $\tau$  charakteryzuje typ podziału  $A + a$  jądra złożonego) i dwie współrzędne kątowe  $\vartheta_\tau, \varphi_\tau$ , podające kierunek wektora łączącego środki masy. Funkcję falową, odpowiadającą tym współrzędnym kątowym znamy, jest to jakaś funkcja kulista. Iloczyn trzech wspomnianych funkcji falowych możemy oznaczyć symbolem  $\Theta_{\tau\lambda}$ , który zależy od wszystkich współrzędnych z wyjątkiem  $r_\tau$ ; wskaźnik  $\tau$  określa typ podziału, a wskaźnik  $\lambda$  zawiera wszystkie liczby kwantowe potrzebne do opisu obu cząstek i ich wzajemnej orientacji (w szczególności  $\lambda$  zawiera liczby kwantowe momentu pędu). Funkcja  $\Theta_{\tau\lambda}$  pomnożona jest przez najważniejszą dla naszych celów funkcję  $\psi_{\tau\lambda}(r_\tau)$  przedstawiającą ruch względny obu cząstek w stadium asymptotycznym. Funkcja falowa ma więc postać asymptotyczną

$$\Theta_{\tau\lambda}\psi_{\tau\lambda}(r_\tau) \quad (53)$$

ważną w obszarze danym przez warunek

$$r_\tau \geq R_\tau \quad (54)$$

gdzie  $R_\tau$  jest pewnym promieniem. Warunek (54) określa obszar zewnętrzny dla tego szczególnego kanału. Każdy typ kanału  $\tau$  zależy od innych współrzędnych, a w szczególności od innej współrzędnej radialnej, określającej odległość między oboma partnerami kanału.

<sup>1</sup> Wg Blocha [5].

Postać asymptotyczną całkowitej funkcji falowej można więc napisać jako wyrażenie

$$\Psi = \sum_{\tau\lambda} \Theta_{\tau\lambda} \psi_{\tau\lambda}(r_\tau) \quad (55)$$

które ma tę własność, że każdy wyraz sumy zależy od innych zmiennych. To wyrażenie jest słuszne dla każdego kanału w obszarze zewnętrznym, jednak aby zdefiniować pełny obszar ważności postaci asymptotycznej funkcji falowej w przestrzeni konfiguracyjnej nie możemy po prostu powiedzieć, że warunek (54) musi być spełniony dla wszystkich  $\tau$ ; musimy zrobić wprost przeciwnie, a mianowicie określić obszar, w którym nie jest ona określona, tj. obszar wewnętrzny. Obszarem wewnętrznym  $\Omega$  jest ten obszar przestrzeni konfiguracyjnej, w którym warunek (54) jest naruszony dla wszystkich  $\tau$ , tzn. obszar określony przy pomocy nierówności

$$r_\tau < R_\tau \text{ dla wszystkich } \tau \quad (56)$$

Obszar zewnętrzny jest uzupełnieniem tego  $\Omega$ .

Ten sposób badania postaci asymptotycznej funkcji falowej jest dobrze dostosowany do sytuacji fizycznej: każdy kanał jest określony bezpośrednio przez odpowiednie zmienne, a oddzielenie czynników radialnych pozwala nam na proste skonstruowanie warunków granicznych, jakie musi spełniać funkcja  $\Psi$  na brzegu  $\Omega$ . Warunki te należy nałożyć na części radialne  $\psi_{\tau\lambda}$  dla każdego kanału osobno, gdyż każdy kanał odpowiada innej części brzegu  $\Omega$ . W tym celu musimy jednak rozszerzyć definicję funkcji (55) (mającej sens w obszarze zewnętrznym) do infinitezimalnego sąsiedztwa brzegu wewnątrz obszaru wewnętrznego, ponieważ warunki brzegowe wyrażają równość nie tylko samych części radialnych, lecz także ich pochodnych. W tym nie ma żadnej trudności, ponieważ możemy zawsze przesunąć brzeg nieco do obszaru zewnętrznego (tzn. wziąć za  $R_\tau$  wartości nieco większe niż możliwie najmniejszą wartość, dla której wszystkie współdziałania między fragmentami znikają). Innymi słowy, jeżeli  $\Psi^{(i)}$  oznacza wewnętrzną funkcję falową całego układu, to napiszemy ją w sąsiedztwie brzegu, odpowiadającego kanałowi  $\tau$ , w postaci

$$\Psi^{(i)} = \sum_{\lambda} \Theta_{\tau\lambda} \psi_{\tau\lambda}^{(i)}(r_\tau); \quad (57)$$

czynnik radialny  $\psi_{\tau\lambda}^{(i)}(r_\tau)$  można zdefiniować w sposób następujący <sup>2</sup>

$$\psi_{\tau\lambda}^{(i)}(r_\tau) = \int \Psi^{(i)} \Theta_{\tau\lambda} dS_{\tau\lambda} \quad (58)$$

<sup>2</sup> W naszych uproszczonych rozważaniach, przy założeniu cząstek bezspinowych, możemy wziąć rzeczywisty czynnik  $\Theta_{\tau\lambda}$ , gdzie część kąтова jest wielomianem Legendre'a.

przy czym całkowanie rozciągnięte jest na wszystkie współrzędne z wyjątkiem  $r_\tau$ . Z tej definicji wynika oczywiście, że czynniki składające się na funkcję  $\Theta_{\tau\lambda}$  zostały (dla każdego typu podziału  $\tau$ ) rzeczywiste i wzajemnie ortogonalne. W ten sposób możemy określić „radialną” składową funkcji wewnętrznej dla każdego kanału, w odpowiedniej części brzegu i jego bezpośrednim sąsiedztwie. Możemy napisać funkcję  $\psi_{\tau\lambda}^{(i)}$  w postaci podobnej do (11)

$$\psi_{\tau\lambda}^{(i)}(r_\tau) = \chi_{\tau\lambda}(r_\tau)/r_\tau \quad (59)$$

Zewnętrzne funkcje  $\psi_{\tau\lambda}$  można, jak przedtem (zob. równania (5)–(10)), wyrazić jako kombinacje liniowe sferycznych funkcji Hankela pierwszego i drugiego rodzaju

$$\psi_{\tau\lambda} = a_{\tau\lambda}^+ \frac{q_{\tau\lambda}^+}{r_\tau} + a_{\tau\lambda}^- \frac{q_{\tau\lambda}^-}{r_\tau}; \quad (60)$$

gdyż w (7) funkcje  $q_{\tau\lambda}^+$  i  $q_{\tau\lambda}^-$  są znormalizowane w ten sposób, że ich postać asymptotyczna dla bardzo dużych odległości jest następująca

$$q_{\tau\lambda}^\pm \sim e^{\pm ik_{\tau\lambda} r_\tau} i^{\mp(l_{\tau\lambda}+1)} \quad (61)$$

przy czym  $l_{\tau\lambda}$  jest orbitalnym momentem pędu, a  $k_{\tau\lambda}$  liczbą falową odpowiadającą kanałowi  $(\tau, \lambda)$ . Równanie

$$\frac{\hbar^2}{2M_{\tau\lambda}} k_{\tau\lambda}^2 + E_{\tau\lambda} = E, \quad (62)$$

gdzie  $M_{\tau\lambda}$  jest masą zredukowaną partnerów reakcji, wiąże liczbę falową  $k_{\tau\lambda}$ , sumę  $E_{\tau\lambda}$  energii wewnętrznych obu partnerów (mogą być w stanach wzbudzonych) i energię całkowitą  $E$  stanu  $\Psi$ . Jak widać z równania (62), parametr  $k_{\tau\lambda}$  nie może przedstawić prawdziwego stanu ruchu, gdy energia  $E$  staje się mniejsza niż  $E_{\tau\lambda}$ : w tym przypadku mówimy, że kanał  $(\tau, \lambda)$  jest zamknięty, ponieważ dla tej energii reakcja w tym kanale jest niemożliwa.

Nie będziemy odtąd wypisywali wskaźnika  $\tau$ , zamiast  $r_\tau$  będziemy pisać  $r_\lambda$ . Powołując się na przeprowadzoną dyskusję możemy osobno dla każdego otwartego kanału napisać warunki brzegowe

$$\chi_\lambda(R_\lambda) = a_\lambda^+ \varphi_\lambda^+(R_\lambda) + a_\lambda^- \varphi_\lambda^-(R_\lambda) \quad (63)$$

$$\chi'_\lambda(R_\lambda) = a_\lambda^+ \varphi_\lambda^{+\prime}(R_\lambda) + a_\lambda^- \varphi_\lambda^{-\prime}(R_\lambda) \quad (64)$$

zupełnie analogiczne do (13) i (14). Ten układ równań możemy znowu rozwiązać ze względu na  $a_\lambda^+$  i  $a_\lambda^-$ , uwzględniając to (zob. równanie (16)), że wyznacznik

$$W(\varphi_\lambda^-, \varphi_\lambda^+) = 2ik_\lambda \quad (65)$$

(dla kanałów otwartych, dla których  $k_\lambda$  jest rzeczywiste). Amplituda fali przychodzącej ma postać (zob. równanie (18)):

$$a_\lambda^- = \frac{W(\chi_\lambda, \varphi_\lambda^+)}{2ik_\lambda}. \quad (66)$$

Dla  $a_\lambda^+$  moglibyśmy napisać podobny wzór, lecz znacznie wygodniej jest, powołując się na równanie (63), wyrazić  $a_\lambda^+$  przy pomocy  $a_\lambda^-$ :

$$a_\lambda^+ = \left( \frac{\chi_\lambda}{\varphi_\lambda^+} \right)_{R_\lambda} - a_\lambda^- \left( \frac{\varphi_\lambda}{\varphi_\lambda^+} \right)_{R_\lambda}. \quad (67)$$

Z pomocą takich wyrażeń możemy od razu zdefiniować tzw. macierz reakcji, z której elementów można obliczyć przekroje czynne różnych reakcji. Przekrój czynny poszczególnej reakcji (52) jest właściwie wyznaczony przez stosunek przepływu wychodzących cząstek  $b$  do przepływu przychodzących cząstek  $a$ , dlatego nie musimy porównywać bezpośrednio odpowiednich amplitud, lecz te amplitudy pomnożone przez pierwiastki kwadratowe z prędkości  $v$  w odpowiednich kanałach. Kanał wejściowy oznaczmy wskaźnikiem  $\alpha$ , a jeden z możliwych kanałów wyjściowych wskaźnikiem  $\lambda$ . Element  $R_{\lambda\alpha}$  macierzy reakcji określimy teraz przy pomocy związku:

$$v_\lambda^{1/2} a_\lambda^+ = R_{\lambda\alpha} a_\alpha^- v_\alpha^{1/2} \quad (68)$$

Dla wszystkich kanałów wyjściowych amplituda fali przychodzącej znika,  $a_\lambda^- = 0$ ; tylko dla kanału wejściowego mamy  $a_\alpha^- \neq 0$ , i wtedy dana jest ona wzorem (66). Z drugiej strony kanały wyjściowe scharakteryzowane są warunkami

$$W(\chi_\lambda, \varphi_\lambda^+) = 0 \quad \text{dla} \quad \lambda \neq \alpha. \quad (69)$$

Dla wszystkich kanałów, z wyjątkiem wejściowego, wynika z (68), gdy uwzględnimy (67) i (66):

$$R_{\lambda\alpha} = \sqrt{\frac{v_\lambda}{v_\alpha}} \frac{2ik_\alpha}{v_\alpha} \frac{(\chi_\lambda/\varphi_\lambda^+)_{R_\lambda}}{W(\chi_\alpha, \varphi_\alpha^+)}. \quad (70)$$

Dla kanału wejściowego mamy nieco inną sytuację; występuje tu przyczynek do amplitudy  $a_\lambda^+$  fali wyjściowej, powstałej przez rozłożenie przychodzącej fali płaskiej na fale kuliste. Należy więc uwzględnić nie  $a_\alpha^+$  lecz  $a_\alpha^+ - a_\alpha^-$ . Co więcej, czynniki zależące od prędkości znoszą się. Wprowadzimy teraz parametr  $S_{\alpha\alpha}$ , który nazwiemy amplitudą rozpraszania (scattering amplitude), przy pomocy wzoru:

$$a_\alpha^+ - a_\alpha^- = S_{\alpha\alpha} a_\alpha^- \quad (71)$$

zdefiniujemy też, analogicznie do(21), parametr  $\eta_a$ :

$$\eta_a = 1 + S_{aa} . \quad (72)$$

Gdy teraz uwzględnimy oba wyrazy w równaniu (67), możemy napisać

$$S_{aa} = R_{aa} + \Sigma_{aa} \quad (73)$$

gdzie  $R_{aa}$  jest określone równaniem (70) dla  $\lambda = a$  oraz

$$\Sigma_{aa} = - \left( \frac{\varphi_a^-}{\varphi_a^+} \right)_{R_a} - 1 . \quad (74)$$

Interpretacja wyrazu  $\Sigma_{aa}$  jest prosta, przedstawia on amplitudę rozpraszania, gdy  $R_{aa} = 0$ , tzn. gdy funkcja falowa wewnętrzna  $\chi_a(R)$  znika na brzegu; może się to zdarzyć tylko wtedy, gdy na tym brzegu potencjał odpychający jest nieskończony; innymi słowy,  $\Sigma_{aa}$  jest amplitudą rozpraszania dla kuli nieprzenikalnej o promieniu  $R_a$ . Całkowita amplituda rozpraszania  $S_{aa}$  jest sumą tego rozpraszania potencjalnego  $\Sigma_{aa}$  przez kulę nieprzenikalną i przyczynku  $R_{aa}$  określonego przez rzeczywiste siły działające między nukleonami. Z naszego wyprowadzenia może się wydawać, że rozkład taki otrzymuje się w sposób bardzo naturalny. Jest on jednak bardzo sztuczny, gdyż potencjał odpychający na brzegu jest zupełnie fikcyjny. Jak już widzieliśmy w przypadku rozpraszania na potencjale statycznym, można wyeliminować specjalną postać  $\Sigma_{aa}$  rozpraszania potencjalnego, gdy tylko określimy stany rezonansowe w sposób naturalny, tzn. nie nakładając sztucznych warunków brzegowych, lecz opisując je jako stany zanikające. Jak zobaczymy, tak samo jest w przypadku ogólnym. Zanim przejdziemy do definicji rezonansu, przypomnimy znane związki pomiędzy macierzą reakcji i różniczkowym przekrojem czynnym:

$$d\sigma_{\lambda a} = \frac{1}{k_a^2} \left| \sum_l (2l+1) P_l(\cos\vartheta_{\lambda a}) \frac{1}{2} R_{\lambda a}^{(l)} \right|^2 d\Omega_{\lambda a} \quad (75)$$

oraz przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste

$$d\sigma_{aa} = \frac{1}{k_a^2} \left| \sum_l (2l+1) P_l(\cos\vartheta_{aa}) \frac{1}{2} S_{aa}^{(l)} \right|^2 d\Omega_{aa} . \quad (76)$$

W tych wzorach kąt  $\vartheta_{\lambda a}$  określa kierunek emisji cząstki  $\lambda$  względem kierunku cząstki padającej  $a$ . Napisałiśmy tutaj  $R_{\lambda a}^{(l)}$ ,  $S_{aa}^{(l)}$  zamiast  $R_{\lambda a}$ ,  $S_{aa}$ , aby zaznaczyć wyraźnie zależność tych wielkości od liczby kwantowej  $l$ , tkwiącej implícite w  $\lambda$ . W celu wyprowadzenia np. równania (75) należy tylko zauważyć, że iloczyn przekroju czynnego  $d\sigma_{\lambda a}$  i prędkości  $v_a$  cząstek przychodzących musi przedstawiać przepływ cząstek wychodzących,



jeżeli przepływ cząstek przychodzących jest znormalizowany do jedności. Gdy uwzględnimy definicję (68) macierzy reakcji, otrzymamy

$$d\sigma_{\lambda\alpha} = \left| \sum_l R_{\lambda\alpha}^{(l)} a_{\alpha}^{-} \right| \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos\vartheta_{\lambda\alpha}) \Big|^2 d\Omega_{\lambda\alpha}$$

gdy amplituda fali przychodzącej jest znormalizowana tak, aby przepływ był jednostkowy, tzn. przy naszej normalizacji funkcji Hankela:

$$a_{\alpha}^{-} = \frac{i^l}{k_{\alpha}} \sqrt{\pi(2l+1)}.$$

Z równania (74) otrzymujemy całkowity przekrój czynny przez całkowanie po kątach; ma on postać sumy przyczynków pochodzących od poszczególnych fal cząstkowych  $l$ , ponieważ wyrazy mieszane znikają z powodu ortogonalności funkcji  $P_l$ . Mamy więc

$$\begin{aligned} \sigma_{\lambda\alpha} &= \sum_l \sigma_{\lambda\alpha}^{(l)} \\ \sigma_{\lambda\alpha}^{(l)} &= \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} (2l+1) |R_{\lambda\alpha}^{(l)}|^2. \end{aligned} \quad (77)$$

Podobnie mamy z (76) dla całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha} &= \sum_l \sigma_{\alpha\alpha}^{(l)} \\ \sigma_{\alpha\alpha}^{(l)} &= \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} (2l+1) |1 - \eta_l|^2, \end{aligned} \quad (78)$$

gdzie użyliśmy parametru  $\eta_l \equiv \eta$  określonego wzorem (72). Możemy też rozważać całkowity przekrój czynny dla wszystkich reakcji wywołanych przez cząstkę  $\alpha$ , tj. sumę wyrazów  $\sigma_{\lambda\alpha}$  dla wszystkich  $\lambda \neq \alpha$ ; dla każdej fali cząstkowej jest ona równa

$$\sigma_r^{(l)} = \sum_{\lambda \neq \alpha} \sigma_{\lambda\alpha}^{(l)} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} (2l+1) \sum_{\lambda \neq \alpha} |R_{\lambda\alpha}^{(l)}|^2. \quad (79)$$

Warunek wyrażający, że całkowity przepływ cząstek wychodzących jest równy przepływowi cząstek przychodzących  $\sum_{\lambda} |a_{\lambda}^{+}|^2 v_{\lambda} = |a_{\alpha}^{-}|^2 v_{\alpha}$  dla każdej fali cząstkowej daje, gdy uwzględnimy definicje (72) i (71) wielkości  $\eta_l$  i  $S_{\alpha\alpha}^{(l)}$

$$\sum_{\lambda \neq \alpha} |R_{\lambda\alpha}^{(l)}|^2 + |\eta_l|^2 = 1, \quad (80)$$

i przeto

$$\sigma_r^{(l)} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} (2l+1) [1 - |\eta_l|^2]. \quad (81)$$

Dodając do tego przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste, dany wzorem (78), otrzymujemy przyczynek do całkowitego przekroju czynnego

$$\sigma_{tot}^{(l)} = \frac{\pi}{k_a^2} (2l+1) 2[1 - \text{Re} \eta_l]. \quad (82)$$

Jest to właśnie słynne twierdzenie optyczne, mówiące, że całkowity przekrój można wyrazić przy pomocy części rzeczywistej amplitudy  $\eta_l$ , związanej bezpośrednio z amplitudą rozpraszania. Jeżeli więc chodzi nam tylko o całkowity przekrój czynny na reakcję, to należy obliczyć tylko to  $\eta_l$ , a więc  $R_{aa}$ . Aby jednak obliczyć rozkłady kątowe, musimy znać amplitudy  $R_{\lambda a}$ ; amplitudy te są zespolone, przy czym musimy znać nie tylko ich bezwzględne wartości, lecz także ich fazy, gdyż chodzi o interferencje pomiędzy różnymi składowymi. Równanie (70) daje macierz reakcji  $R_{\lambda a}$  w zależności od wielkości znanych i funkcji falowych wewnętrznych  $\chi_\lambda, \chi_a$  oraz ich pochodnych na brzegu; te  $\chi_\lambda$  zawierają oczywiście w sobie wynik wszystkich oddziaływań odbywających się w obszarze wewnętrznym.

#### 4. Rezonans i wzór dyspersyjny

##### 4.1. „Naturalna“ definicja stanów rezonansowych

Własności rezonansowe macierzy reakcji można przedyskutować<sup>3</sup> w analogiczny sposób jak w przypadku potencjału statycznego. Rezonansu oczekujemy, gdy mianownik  $W(\chi_a, \varphi_a^+)$  elementu  $R_{\lambda a}$  jest możliwie mały i odpowiednio do tego określamy zespolone wartości własne energii  $\zeta_n = E_n - \frac{1}{2}$  i  $\Gamma_n$  stanów rezonansowych przy pomocy warunku

$$W(\chi_a, \varphi_a^+) = 0. \quad (83)$$

Warunek ten należy dołączyć do podobnych warunków (69), wyrażających brak jakiegokolwiek fali przychodzącej w kanałach wyjściowych. Warunki na rezonans mają symetryczną postać

$$W(\chi_\lambda, \varphi_\lambda^+) = 0 \quad \text{dla wszystkich kanałów} \quad (84)$$

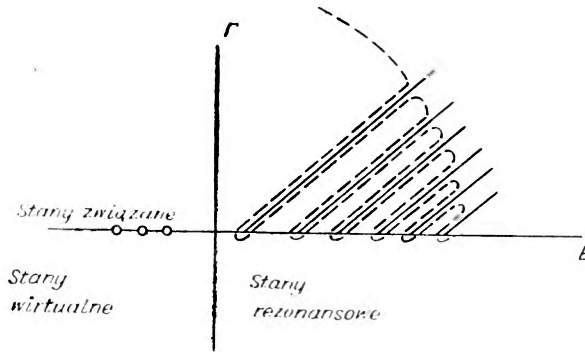
oznaczającą, że stany rezonansowe są scharakteryzowane brakiem jakiegokolwiek fali przychodzącej. Aby otrzymać wszystkie możliwe poziomy rezonansowe, musimy zastosować warunki (84) do wszystkich kanałów, ponieważ mogą istnieć wartości  $\zeta_n$ , dla których są one wszystkie otwarte.

<sup>3</sup>) Przy opracowywaniu tego rozdziału korzystałem z uprzejmej pomocy dr Humbleta.

W równaniach (84) nieznanne wielkości  $\epsilon_n$  pojawiają się implícite poprzez liczby falowe  $k_{\lambda n}$ , związane z nimi równaniami postaci (62)

$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} k_{\lambda n}^2 + E_\lambda. \quad (85)$$

Widzimy zatem, że funkcja  $R_{\lambda\alpha}$  nie jest meromorficzna w całej płaszczyźnie zespolonej zmiennej  $\epsilon$ , lecz posiada rozgałęzienia dla  $\epsilon = E_\lambda$  na osi rzeczywistej, dla energii wzbudzenia jądra powstałego wskutek reakcji (i może drugiego partnera reakcji) w różnych kanałach, odpowiednio do tego jak kanały te zamykają się, gdy liczba falowa znika. Łatwo jednak zobaczyć, jak można uogólnić (z odpowiednią modyfikacją) twierdzenie Mittag-Löfflera do naszego przypadku: należy tylko przeprowadzić cięcia w płaszczyźnie zmiennej zespolonej  $\epsilon$  od każdego punktu rozgałęzienia  $E_\lambda$  do nieskończoności (ryc. 4), i wtedy twierdzenie typu



Rys. 4

Mittaga-Löfflera jest słuszne w obszarze ograniczonym przez takie ponaciane koło o promieniu nieskończonym. Jediną różnicę z przypadkiem poprzednim stanowi to, że reszta, którą należy dodać do wyrazów, odpowiadających biegunom, nie jest już funkcją całkowitą, lecz ma te same punkty rozgałęzienia co funkcja oryginalna.

Jeżeli chodzi o bieguny macierzy reakcji, to odpowiadają one stanom związanym (na ujemnej osi rzeczywistej), stanom rezonansowym (w prawej ćwiartce dolnej półpłaszczyzny) i być może stanom wirtualnym (w lewej ćwiartce). Nie ma tu analogii do pomocniczych (nie rezonansowych) biegunów typu  $-k_n^*$  w płaszczyźnie  $k$ . Aby wykazać, że stany rezonansowe i wirtualne ograniczone są do dolnej półpłaszczyzny, tzn. że są stanami zanikającymi w czasie, musimy udowodnić, że  $\Gamma_n > 0$ . Dowód przebiega w zasadzie podobnie jak w przypadku potencjału statycznego przez zastosowanie twierdzenia Greena; teraz jednak twier-

dzenie nie sprowadza się do trywialnego całkowania przez części względem jednej zmiennej, lecz przeciwnie, przybiera charakterystyczną postać, która czyni je potężnym narzędziem [5] służącym do redukowania całek w obszarze wewnętrznym (gdzie postać funkcji falowych jest nieznaną) do wyrażeń zależących od składowych radialnych na brzegu.

Niech  $\Psi_1$  i  $\Psi_2$  będą dowolnymi rozwiązaniami równania falowego  $H\Psi = \mathcal{E}\Psi$  odpowiadającymi wartościom własnym  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$  (w ogólności zespolonym); rozważmy wyrażenie

$$\int_{\Omega} [\Psi_1(H\Psi_2)^* - \Psi_2^*H\Psi_1] d\omega = (\mathcal{E}_2^* - \mathcal{E}_1^*) \int_{\Omega} \Psi_2^* \Psi_1 d\omega$$

redukujące się do wyrażeń zawierających energię kinetyczną

$$- \int_{\Omega} \sum_i \frac{\hbar^2}{2M_i} (\Psi_1 \Delta_i \Psi_2^* - \Psi_2^* \Delta_i \Psi_1) d\omega$$

oraz, być może, do wyrażeń powstałych z urojonej części energii potencjalnej

$$\int_{\Omega} (\Psi_1 V^* \Psi_2^* - \Psi_2^* V \Psi_1) d\omega$$

ta ostatnia oczywiście znika, gdy, jak zwykle, operator energii potencjalnej jest hermitowski, musimy ją jednak uwzględnić w przypadku modelu optycznego, gdy mamy do czynienia z potencjałem istotnie zespolonym (tzn. niehermitowskim). Do pierwszej całki stosujemy twierdzenie Greena, przekształcając ją w całkę po brzegu  $\Sigma$

$$- \int_{\Sigma} \sum_i \frac{\hbar^2}{2M_i} \left( \Psi_1 \frac{\partial \Psi_2^*}{\partial n} - \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_1}{\partial n} \right) d\sigma.$$

Przyjęcie jako brzegu  $\Sigma$  kul o promieniach  $R_\lambda$  dla różnych kanałów pozwala nam napisać tę całkę powierzchniową jako sumę przyczynków odnoszących się do różnych kanałów z osobna; dla każdego takiego przyczynku możemy wprowadzić odpowiednie składowe radialne  $\psi_\lambda^{(i)}$  określone równaniem (58) i scałkować od razu po wszystkich innych współrzędnych. Otrzymujemy wtedy wynik

$$- \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \left( \psi_{\lambda 1}^{(i)} \frac{d\psi_{\lambda 2}^{(i)*}}{dr_{\lambda}} - \psi_{\lambda 2}^{(i)*} \frac{d\psi_{\lambda 1}^{(i)}}{dr_{\lambda}} \right)_{r_{\lambda} = R_{\lambda}} R_{\lambda}^2,$$

lub, wprowadzając  $\chi_\lambda$  przy pomocy równania (59), mamy

$$- \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} (\chi_{\lambda 1} \chi_{\lambda 2}^* \chi' - \chi_{\lambda 2}^* \chi'_{\lambda 1})_{r_{\lambda} = R_{\lambda}},$$

w ten sposób otrzymujemy ogólny wzór (dla hermitowskich  $\Gamma$ ):

$$\begin{aligned} (c_2^* - c_1^*) \int_{\Omega} \Psi_2^* \Psi_1 d\omega &= \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} W(\chi_{\lambda 2}^*, \chi_{\lambda 1}) \\ &= \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \left[ \chi_{\lambda 1} \chi_{\lambda 2}^* \left( \frac{\chi'_{\lambda 1}}{\chi_{\lambda 2}} - \frac{\chi_{\lambda 2}^*}{\chi_{\lambda 2}^*} \right) \right]_{r_{\lambda} = R_{\lambda}}; \end{aligned} \quad (86)$$

gdzie zastosowaliśmy oznaczenie wrońskianu przy pomocy wzoru (15) i wypisaliśmy prawą stronę w postaci pożytecznej w wielu przypadkach.

Aby zastosować równanie (86) do obliczenia szerokości  $\Gamma_n$ , należy tylko obrać jako  $\Psi_1$  i  $\Psi_2$  rozwiązanie  $\Psi_n$  należące do wartości własnej  $c_n$ . Wtedy po prawej stronie możemy zastąpić pochodne logarytmiczne funkcji  $\chi_n$  i  $\chi_n^*$  przez pochodne logarytmiczne funkcji  $\varphi_{\lambda}^+$  i  $\varphi_{\lambda}^{+*}$  ze względu na warunki brzegowe (84). Stosując znakowanie (25) i równanie (29), możemy zatem napisać

$$i \Gamma_n \int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})|^2 [L_{\lambda}^+(k_{\lambda n}) - L_{\lambda}^+(-k_{\lambda n}^*)]. \quad (87)$$

Uwzględniając równanie (32), redukując i oznaczając  $\varphi_{\lambda n}^+ \equiv \varphi_{\lambda}^+(k_{\lambda n}, r_{\lambda})$  otrzymujemy w końcu

$$\Gamma_n = \frac{\sum_{\lambda} \frac{\hbar^2 \kappa_{\lambda n}}{M_{\lambda}} \left| \left( \frac{\chi_{\lambda n}}{\varphi_{\lambda n}^+} \right)_{R_{\lambda}} \right|^2 e^{2\gamma_{\lambda n} R_{\lambda}}}{\int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})|^2 N_{\lambda n}}, \quad (88)$$

gdzie  $N_{\lambda n}$  jest wielkością dodatnią. Wspomnimy tutaj, że jeżeli operator energii potencjalnej ma postać zespoloną  $\hat{V} - i\hat{W}$ , to część urojona daje dodatkowy przyczynek  $2W_n$  do szerokości  $\Gamma_n$ , gdzie

$$W_n = \frac{\int_{\Omega} \Psi_n^* \hat{W} \Psi_n d\omega}{\int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})|^2 N_{\lambda n}} \quad (89)$$

jest wartością oczekiwaną wielkości  $\hat{W}$  w stanie  $\Psi_n$ .

Musimy teraz wyznaczyć wartość minimalną wykładnika  $M$  we wzorze Mittag-Löfflera. Jest rzeczą rozsądną założyć, że rozmieszczenie asymptotyczne biegunów macierzy reakcji określone równaniami (84) nie będzie się dla rzeczywistych oddziaływań typu jądrowego różnić od rozmieszczenia odpowiadającego statycznemu, centralnie symetrycznym potencjałom. Badanie tego ostatniego przypadku prowadzi do wniosku, że

minimalna wartość  $M$ , gdy zmienną jest  $\mathcal{E}$  (a nie  $k$ ), jest równa zeru. Możemy więc napisać

$$R_{\lambda\alpha} = \sqrt{\frac{v_\lambda}{v_\alpha}} 2ik_\alpha \left\{ \sum_n \frac{\varrho_{\lambda\alpha}^{(n)}}{\mathcal{E} - \mathcal{E}_n} + F_{\lambda\alpha}(\mathcal{E}) \right\}, \quad (90)$$

gdzie  $\varrho_{\lambda\alpha}^{(n)}$  jest residuum dla  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_n$  funkcji

$$f(\mathcal{E}) \equiv \frac{(\chi_\lambda/\varphi_\lambda^+)_{R_\lambda}}{W(\chi_\alpha, \varphi_\alpha^+)}. \quad (91)$$

Rola „tła“  $F_{\lambda\alpha}(\mathcal{E})$  powinna być bliżej rozpatrzona; zbadanie tej sprawy musimy odłożyć na później, tutaj rozważymy tylko wyrazy rezonansowe (odpowiadające znowu tak stanom wirtualnym jak i związanym).

Aby obliczyć residua  $\varrho_{\lambda\alpha}^{(n)}$  należy wyznaczyć  $(d/d\mathcal{E})W(\chi_\alpha, \varphi_\alpha^+)$  dla  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_n$ . W tym celu zastosujemy znowu twierdzenie Greena, tym razem do lewej strony równania

$$\int_\Omega (\Psi_1 H \Psi_2 - \Psi_2 H \Psi_1) d\omega = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1) \int_\Omega \Psi_1 \Psi_2 d\omega.$$

W ten sam sposób, co przedtem dochodzimy do relacji podobnej do (86)

$$\begin{aligned} (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1) \int_\Omega \Psi_2 \Psi_1 d\omega &= \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} W(\chi_{\lambda 2}, \chi_{\lambda 1}) \\ &= \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} \left[ \chi_{\lambda 1} \chi_{\lambda 2} \begin{pmatrix} \chi'_{\lambda 1} & -\chi'_{\lambda 2} \\ \chi_{\lambda 1} & \chi_{\lambda 2} \end{pmatrix} \right]_{r_\lambda = R_\lambda}. \end{aligned} \quad (92)$$

Weźmy  $\Psi_1 \equiv \Psi_n$  i nie ustalajmy na razie  $\Psi_2 \equiv \Psi$ . Uwzględniając warunki brzegowe (84) dla  $\chi_{\lambda n}$  otrzymujemy

$$\begin{aligned} (\mathcal{E} - \mathcal{E}_n) \int_\Omega \Psi \Psi_n d\omega &= \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} \left\{ \chi_{\lambda n} \chi_\lambda \left[ L_\lambda^+(k_{\lambda n} R_\lambda) - \frac{\chi'_\lambda}{\chi_\lambda} \right] \right\}_{R_\lambda} \\ &= \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} \left\{ \chi_{\lambda n} \chi_\lambda \left[ L_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda) - \frac{\chi'_\lambda}{\chi_\lambda} \right] \right\}_{R_\lambda} \\ &\quad + \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} \{ \chi_{\lambda n} \chi_\lambda \}_{R_\lambda} [L_\lambda^+(k_{\lambda n} R_\lambda) - L_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda)]. \end{aligned} \quad (93)$$

W pierwszej sumie po prawej stronie wszystkie wyrazy, odnoszące się do kanałów wyjściowych znikają dzięki warunkom (69), pozostaje tylko wyraz dla  $\lambda = \alpha$  odpowiadający kanałowi wejściowemu:

$$\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \left( \frac{\chi_{\alpha n}}{\varphi_\alpha^+} \right)_{R_\alpha} W(\chi_\alpha, \varphi_\alpha^+).$$

Aby otrzymać żadaną wielkość, należy obliczyć pochodną obu stron ze względu na  $\mathcal{E}$  i zdążać z  $\mathcal{E}$  do  $\mathcal{E}_n$ . Po lewej stronie pozostaje wtedy  $\int_{\Omega} \Psi_n^2 d\omega$ , po prawej stronie dzięki warunkowi (83) należy zróżniczkować tylko wrońskian w pierwszym wyrazie, i dla zrozumiałych powodów  $-L_{\lambda}^+(k_{\lambda}R_{\lambda})$  w drugim. Otrzymujemy przeto

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{2M_a} \left( \frac{\chi_{an}}{\varphi_{an}^+} \right)_{R_a} \frac{d}{d\mathcal{E}} W(\chi_{an}\varphi_a^+) |_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_n} \\ &= \int_{\Omega} \psi_n^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \chi_{\lambda n}^2(R_{\lambda}) \dot{L}_{\lambda}^+(k_{\lambda n}R_{\lambda}) ; \end{aligned}$$

przy czym  $L$  oznacza wartość pochodnej  $(dL/d\mathcal{E})_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_n}$ . Zatem

$$Q_{\lambda a}^{(n)} = \frac{\hbar^2}{2M_a} \frac{\left( \frac{\chi_{an}}{\varphi_{an}^+} \right)_{R_a} \left( \frac{\chi_{\lambda n}}{\varphi_{\lambda n}^+} \right)_{R_{\lambda}}}{\int_{\Omega} \Psi_n^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \chi_{\lambda n}^2(R_{\lambda}) \dot{L}_{\lambda}^+(k_{\lambda n}R_{\lambda})} . \quad (94)$$

Jeżeli to równanie podstawimy do równania (90) i uwzględnimy, że  $v_a = \hbar k_a/M_a$ , widzimy że przyjmuje ono postać symetryczną ze względu na oba rozważane kanały. Rzeczywiście, jeżeli położymy

$$N_n \equiv \int_{\Omega} \Psi_n^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \chi_{\lambda n}^2(R_{\lambda}) \dot{L}_{\lambda}^+(k_{\lambda n}R_{\lambda}) \quad (95)$$

i

$$G'_{\lambda n} \equiv \sqrt{\hbar v_{\lambda}} \frac{\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})}{\varphi_{\lambda}^+(k_{\lambda n}R_{\lambda})} N_n^{-1/2} \quad (96)$$

otrzymamy

$$R_{\lambda a} = i \sum_n \frac{G'_{\lambda n} G'_{an}}{\mathcal{E} - \mathcal{E}_n} + \sqrt{\frac{v_{\lambda}}{v_a}} 2ik_a F_{\lambda a}(\mathcal{E}) . \quad (97)$$

Znaczenie fizyczne współczynników  $G'_{\lambda n}$  staje się widoczne, gdy podstawimy je do wzoru (88) na szerokość  $\Gamma_n$ :

$$\Gamma_n = \varepsilon_n \sum_{\lambda} |G_{\lambda n}|^2 , \quad G_{\lambda n} \equiv G'_{\lambda n} e^{i\gamma_{\lambda n} R_{\lambda}} \sqrt{\frac{v_{\lambda n}}{v_{\lambda}}} , \quad (98)$$

$$\varepsilon_n = \frac{\int_{\Omega} \Psi_n^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \chi_{\lambda n}^2(R_{\lambda}) \dot{L}_{\lambda}^+}{\int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega + \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})|^2 N_{\lambda n}} .$$

Łatwo zobaczyć <sup>4</sup>, że przynajmniej dla wąskich i wyraźnie rozdzielonych poziomów rezonansowych czynnik  $\varepsilon_n$  jest rzędu jedności; wtedy można  $|G_{\lambda n}|^2$  interpretować jako szerokości częściowe różnych kanałów dla poziomu rezonansowego  $C_n$ , a całkowita szerokość  $\Gamma_n$  jest (w przybliżeniu) ich sumą.

Jeżeli teraz część urojona  $\gamma_{\lambda n}$  wielkości  $k_{\lambda n} = \kappa_{\lambda n} - i\gamma_{\lambda n}$  jest mała w porównaniu z częścią rzeczywistą  $\kappa_{\lambda n}$ , mamy w przybliżeniu

$$\chi_{\lambda n} \approx \chi_{\lambda n}(E_n) - \frac{1}{2} i\Gamma_n \frac{d\chi_{\lambda n}(E_n)}{dE_n}$$

gdzie funkcje  $\chi_{\lambda n}$  należy wziąć jako rzeczywiste funkcje zmiennej  $E_n$ . Wtedy

$$W(\chi_{\lambda n}^*, \chi_{\lambda n}) \approx i\Gamma_n W(\dot{\chi}_{\lambda n}, \chi_{\lambda n})$$

gdzie funkcje występujące po prawej stronie należy wziąć dla  $\mathcal{E} = E_n$ . Wstawiając ten ostatni czynnik do równania (100) otrzymujemy

$$\int_{\Omega} |\psi_n|^2 d\omega \approx \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} W(\dot{\chi}_{\lambda n}, \chi_{\lambda n}). \quad (101)$$

Co więcej, można łatwo sprawdzić, że w tym samym przybliżeniu współczynnik  $N_{\lambda n}$  we wzorze

$$L_{\lambda}^+(k_{\lambda n}) - L_{\lambda}^+(-k_{\lambda n}) = \frac{2i\kappa_{\lambda n}}{|\varphi_{\lambda}^+ e^{-ik_{\lambda n}R_{\lambda}}|^2} - i\Gamma_n N_{\lambda n} \quad (102)$$

staje się równy  $L_{\lambda}^+$  (dla  $k_{\lambda} = \kappa_{\lambda n}$ ). Istotnie, gdy zauważymy, że  $dL_{\lambda}^+/dn_{\lambda}$  jest nieparzystą funkcją  $\kappa_{\lambda}$ , mamy (nie wypisując chwilowo wskaźników  $\lambda, n$ )

$$L^+(n - i\gamma) - L^+(-\kappa - i\gamma) \approx L^+(\kappa) - L^+(-\kappa) - 2i\gamma \frac{dL^+}{d\kappa}$$

Uwzględniając równanie (35) ostatni wyraz można napisać w postaci  $-i\Gamma dL^+/dE$ , podczas gdy pierwszy dzięki (30) i (16) jest równy  $|\varphi^+|^{-2} W(\varphi^-, \varphi^+) = 2ik/|\varphi^+|^2$ . Przeto

$$L_{\lambda}^+(k_{\lambda n}) - L_{\lambda}^+(-k_{\lambda n}^*) \approx \frac{2i\kappa_{\lambda n}}{|\varphi_{\lambda}^+(\kappa_{\lambda n}R_{\lambda})|^2} - i\Gamma_n \dot{L}_{\lambda}^+(E_n)$$

<sup>4</sup>) Wracając do pierwszej postaci prawej strony równania (92) otrzymujemy z niej, postępując jak przedtem, że

$$\int_{\Omega} \psi_n^2 d\omega = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} W(\dot{\chi}_{\lambda n}, \chi_{\lambda n}). \quad (99)$$

Wychodząc natomiast z drugiej postaci równania (86) otrzymujemy zamiast (87) równanie równoważne

$$i\Gamma_n \int_{\Omega} |\psi_n|^2 d\omega = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} W(\chi_{\lambda n}^*, \chi_{\lambda n}). \quad (100)$$



a porównanie z równaniem (102) daje rzeczywiście

$$N_{\lambda n} \approx \dot{L}_\lambda^+(E_n). \quad (103)$$

Równanie (103) razem z (101) i (99) okazuje, że w naszym przybliżeniu mianownik wyrażenia na nie różni się od licznika.

#### 4.2. Serie stanów rezonansowych Kapura-Peierlsa

Rozwiniemy teraz metodę, przy pomocy której Kapur i Peierls [3] definiują w obszarze wewnętrznym kompletny zbiór wzajemnie ortogonalnych stanów rezonansowych. Warunki brzegowe (84) zastępujemy przez

$$\frac{\chi'_{\lambda n}}{\chi_{\lambda n}} = \left( \frac{\varphi'_\lambda}{\varphi_\lambda} \right)_{k_\lambda R_\lambda} = L_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda) \quad (104)$$

gdzie po prawej stronie mamy pochodne logarytmiczne składowych radialnych stanów rezonansowych, wzięte dla  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_n$ , lecz po prawej stronie występują pochodne logarytmiczne funkcji Hankela dla wartości  $k_\lambda$  liczb falowych odpowiadających energii cząstki przychodzącej. Zatem warunki (104) określają zbiór stanów rezonansowych połączonych z każdą energią  $E$  cząstki przychodzącej. Musimy zauważyć, że postać tych warunków, dla każdego stanu rezonansowego jest zupełnie odmienna dla różnych kanałów, w zależności od tego, czy są one dla rozważanej energii otwarte, czy zamknięte: jeżeli kanał  $\lambda$  jest otwarty, wielkość  $L_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda)$  jest zespolona, gdy natomiast jest on zamknięty, tzn. gdy wielkość  $k_\lambda R_\lambda$  jest czysto urojona, parametr  $L_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda)$  jest rzeczywisty.

Można bezpośrednio sprawdzić, że funkcje własne  $\Psi_n$  stanów rezonansowych Kapura-Peierlsa są ortogonalne w tym znaczeniu, że <sup>5</sup>

$$\int_\Omega \Psi_n \Psi_m d\omega = 0 \quad \text{dla} \quad \mathcal{E}_n \neq \mathcal{E}_m \quad (105)$$

wystarczy położyć  $\Psi_1 \equiv \Psi_n$ ,  $\Psi_2 \equiv \Psi_m$  w równaniu (92) i uwzględnić warunki (104). Nie możemy, ściśle mówiąc, znormalizować funkcji należących do tego układu przez ustalenie wartości  $\int_\Omega \Psi_n^2 d\omega$  (równej np. jedności),

<sup>5</sup> Przy ogólnym badaniu momentu pędu jest rzeczą konieczną nałożyć na funkcje własne pewne warunki fazowe, zapewniające niezmienniczość względem odwróceń w czasie, można wtedy zdefiniować „biortogonalny“ układ funkcji  $\Psi_n \tilde{\Psi}_m$  (z których druga różni się od  $\Psi_m^*$  pewnym czynnikiem fazowym), spełniających relacje ortogonalności  $\int_\Omega \tilde{\Psi}_m^* \Psi_n d\omega = 0$  dla  $\mathcal{E}_m \neq \mathcal{E}_n$ . Dla cząstek bezspiniowych  $\tilde{\Psi}_m = \Psi_m^*$ . Zob. [3], [5], [7].

ponieważ  $\Psi_n^2$  jest w ogólności zespolone i może się zdarzyć, że całka po obszarze  $\Omega$  znika możemy jednak znormalizować funkcje należące do tego układu, stawiając inny warunek, np.  $\int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega = 1$ .

Podobnie jak przedtem, możemy teraz pokazać, że wartości własne stanów rezonansowych  $\epsilon_n = E_n - \frac{1}{2}i\Gamma_n$  leżą w dolnej półpłaszczyźnie zmiennej  $\mathcal{E}$ , tzn. że  $\Gamma_n > 0$ . Możemy rzeczywiście z równania (86) wyprowadzić, zamiast (87), związek

$$i\Gamma_n \int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})|^2 [L_{\lambda}^+(k_{\lambda}R_{\lambda}) - L_{\lambda}^-(k_{\lambda}R_{\lambda})] = \\ = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \left| \frac{\chi_{\lambda n}(R_{\lambda})}{\varphi_{\lambda}^+(k_{\lambda}R_{\lambda})} \right|^2 W(\varphi_{\lambda}^-, \varphi_{\lambda}^+)$$

gdzie na podstawie (65)

$$\Gamma_n = \frac{\sum_{\lambda}^{\circ} \hbar v_{\lambda} |\chi_{\lambda n}(R_{\lambda}) / \varphi_{\lambda}^+(k_{\lambda}R_{\lambda})|^2}{\int_{\Omega} |\Psi_n|^2 d\omega}. \quad (106)$$

Górny wskaźnik „ $\circ$ ” przy znaku sumowania oznacza, że suma rozciągnięta jest tylko na kanały otwarte, czynnik  $L_{\lambda}^+ - L_{\lambda}^-$  znika, gdy  $k_{\lambda}$  jest czysto urojone. Oczywiście nie ma takiego rozróżnienia między kanałami otwartymi i zamkniętymi, jeżeli do zdefiniowania stanów rezonansowych posługujemy się „naturalnymi” warunkami brzegowymi: wynika to z faktu, że stany rezonansowe zostały w sposób sztuczny tak zdefiniowane, że zależą one od energii cząstek przychodzących.

Funkcja falowa  $\Psi$  opisująca reakcję dla energii  $E$  z kanałem wejściowym  $a$  spełnia warunki brzegowe (69), podobne do (104) dla kanałów wyjściowych, lecz nie dla wejściowego, i dlatego nie można jej rozwinąć na szereg funkcji  $\Psi_n$ . Tę małą trudność można jednak łatwo obejść, wprowadzając pomocniczą funkcję  $\Psi_0$ , od której żądamy tylko, aby spełniała te same warunki graniczne co  $\Psi$  dla wszystkich kanałów. Wtedy możemy rozwinąć  $\Psi - \Psi_0$  na szereg

$$\Psi - \Psi_0 = \sum_n c_n \Psi_n. \quad (107)$$

Z równania fundamentalnego (92) otrzymujemy teraz zamiast (93)

$$(E - \epsilon_n) \int_{\Omega} \Psi \Psi_n d\omega = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M_{\lambda}} \left\{ \chi_{\lambda n} \chi_{\lambda} \left[ L_{\lambda}^+(k_{\lambda}R_{\lambda}) - \frac{\chi_{\lambda}'}{\chi_{\lambda}} \right] \right\}_{R_{\lambda}}$$

tutaj, podobnie jak przedtem, prawa strona redukuje się od wyrazu odnoszącego się do kanału wejściowego

$$\frac{\hbar^2}{2M_a} \left( \frac{\chi_{an}}{\varphi_a^+} \right)_{R_a} W(\chi_a \varphi_a^+)$$

dla którego, dzięki (66)

$$W(\chi_\alpha, \varphi_\alpha^+) = 2ik_\alpha a_\alpha^- .$$

Podstawiając po lewej stronie wyrażenie (107) i uwzględniając, jak zwykle, relacje ortogonalności (105), otrzymujemy współczynniki rozwinięcia

$$c_n = ia_\alpha^- \frac{\hbar v_\alpha (\chi_{\alpha n} / \varphi_\alpha^+)_{Ra}}{(E - \epsilon_n) \int_\Omega \Psi_n^2 d\omega} - \frac{\int_\Omega \Psi_0 \Psi_n d\omega}{\int_\Omega \Psi_n^2 d\omega} . \quad (108)$$

Z drugiej strony, oznaczając przez  $\chi_{\lambda 0}$  składowe radialne  $\Psi_0$  możemy napisać, powołując się na (107)

$$\chi_\lambda = \sum_n c_n \chi_{\lambda n} + \chi_{\lambda 0} . \quad (109)$$

Aby otrzymać  $R_{\lambda\alpha}$ , powinniśmy (109) podstawić do wzoru definicyjnego (68). Wyrazy  $\chi_{\lambda 0}$  i  $\int_\Omega \Psi_0 \Psi_n d\omega$  możemy odrzucić, ponieważ funkcję pomocniczą  $\Psi_0$  można zawsze tak wybrać, aby one zniknęły<sup>6</sup>. Otrzymane wyrażenie na  $R_{\lambda\alpha}$  ma tę samą postać, którą znaleźliśmy dla rezonansu „naturalnego“

$$R_{\lambda\alpha} = i \sum_n \frac{G'_{\lambda n} G'_{\alpha n}}{E - \epsilon_n} , \quad (110)$$

z wyjątkiem tego, że teraz nie ma wyrazu, który nazwalibyśmy „tłem“, i że definicja amplitud częściowych  $G'_{\lambda n}$  różni się nieco od (96):

$$G'_{\lambda n} = \sqrt{\hbar r_\lambda} \frac{\chi_{\lambda n}(R_\lambda)}{\varphi_\lambda^+(k_\lambda R_\lambda)} \left[ \int_\Omega \Psi_n^2 d\omega \right]^{-\frac{1}{2}} . \quad (111)$$

przy czym funkcja Hankela  $\varphi_\lambda^+$  jest wzięta dla argumentu rzeczywistego  $k_\lambda R_\lambda$ , zależącego od energii cząstek padających i czynnik  $N_n^{-1/2}$  ma prostszą postać. Należy jednak zaznaczyć, że funkcja  $N_n$  określona równaniem (95) ma tę przewagę, że nie zależy od wyboru promienia  $R_\lambda$  kanału.

<sup>6</sup> Możemy założyć, że  $\Psi_0$  jest różne od zera tylko w sąsiedztwie granicy. W obszarze tym możemy, powołując się na warunki graniczne, napisać wyrażenia na składowe radialne  $\chi_{\lambda 0}$  w postaci  $A_{\lambda 0} \exp[L_\lambda^+(r_\lambda - R_\lambda)]$ . Dla  $\lambda \neq \alpha$  można tak zrobić, aby  $A_{\lambda 0}$  zdołało do zera. Jeśli chodzi o  $A_{\alpha 0}$ , to ma ono postać  $A \exp\left[\frac{1}{A}(r_\alpha - R_\alpha)\right]$ , gdzie można wybrać  $A$  jako wielkość rzeczywistą i dodatnią. Ponieważ  $r_\alpha \ll R_\alpha$ , to zdołając z  $\chi_{\alpha 0}$  do zera, możemy osiągnąć to, że  $\int_\Omega \Psi_0 \Psi_n d\omega \rightarrow 0$ .

Dla szerokości całkowitej  $\Gamma_n$  danej przez (106), otrzymujemy wzór podobny do równania (98).

$$\Gamma_n = \varepsilon_n \sum_{\lambda}^{\circ} |G'_{\lambda n}|^2, \quad (112)$$

$$\varepsilon_n = \int_{\Omega} \Psi_n^2 d\omega \left| \int_{\Omega} \psi_n \right|^2 d\omega.$$

Można znowu pokazać <sup>7</sup>, że dla wąskich poziomów rezonansowych jest w pierwszym przybliżeniu  $\varepsilon_n \approx 1$ .

#### 4.3. Współczynnik przenikalności i szerokość zredukowana

W formalizmie Kapura-Peierlsa szerokość częściowa  $|G'_{\lambda n}|^2$  zawiera dzięki równaniu (111) czynnik

$$P_{\lambda} = \frac{1}{|\varphi_{\lambda}^{+}(k_{\lambda}R_{\lambda})|^2}. \quad (113)$$

Wielkość ta ma proste znaczenie fizyczne. Jej odwrotność jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa, że cząstki  $B$  i  $b$ , charakteryzujące typ reakcji w kanale  $\lambda$ , są już rozdzielone. Z tego, że prawdopodobieństwo to już jest duże, wynika, że szansa znalezienia cząstki  $b$  w jądrze jest mała, z tego zatem punktu widzenia wielkość  $P_{\lambda}$  jest miarą łatwości, z jaką cząstka  $b$  może wnikać do jądra; stąd nazwa  $P_{\lambda}$  jako współczynnika przenikalności.

Aby oddzielić ten współczynnik lub raczej jego pierwiastek kwadratowy od amplitudy  $G'_{\lambda n}$ , jest wygodnie napisać

$$\varphi_{\lambda}^{+}(k_{\lambda}R_{\lambda}) = -ie^{-i\xi_{\lambda}} P_{\lambda}^{-1/2} \quad (\text{dla } k_{\lambda} \text{ rzeczywistych}). \quad (114)$$

Pisząc czynnik fazowy w ten sposób, otrzymujemy na amplitudę  $\sum_{\alpha\alpha}$  rozpraszania na kuli nieprzenikalnej, odpowiednio do równania (74) wyrażenie

$$\sum_{\alpha\alpha} = -\left(\frac{\varphi_{\alpha}^{-}}{\varphi_{\alpha}^{+}}\right)_{R_{\alpha}} - 1 = -\left(\frac{\varphi_{\alpha}^{+*}}{\varphi_{\alpha}^{+}}\right)_{R_{\alpha}} - 1 = e^{2i\xi_{\alpha}} - 1.$$

Odpowiedni przyczynik do całkowitego przekroju czynnego wynosi dzięki równaniom (82) i (72)

$$-\frac{2\pi(2l+1)}{k_{\alpha}^2} \operatorname{Re} \sum_{\alpha\alpha} = \frac{4\pi(2l+1)}{k_{\alpha}^2} \sin^2 \xi_{\alpha}.$$

<sup>7</sup> Równania (99) i (101) pozostają słuszne.

To wskazuje, jak faza  $\xi_a$  związana jest z rozpraszaniem na kuli nieprzenikalnej w kanale  $\lambda$  (gdy jest on kanałem wejściowym).

Kładziemy

$$G'_{\lambda n} = ie^{i\xi_\lambda} G_{\lambda n}, \quad G_{\lambda n} = \sqrt{\hbar v_\lambda P_\lambda} \chi_{\lambda n}(R_\lambda) \left[ \int_\Omega \Psi_n^2 d\omega \right]^{-1/2}, \quad (115)$$

i piszemy zamiast (110) i (112)

$$R_{\lambda a} = -ie^{i\xi_\lambda} \sum_n \frac{G_{\lambda n} G_{an}}{E - \mathcal{E}_n} e^{i\xi_a} \quad (116)$$

$$\Gamma_n = \varepsilon_n \sum_\lambda |G_{\lambda n}|^2. \quad (117)$$

Wielkość  $|G_{\lambda n}|^2/P_\lambda$  nazywamy szerokością zredukowaną kanału  $\lambda$ . Przedstawia ona przepływ cząstek  $b$  wewnątrz brzegu kanału  $\lambda$ .

Zwrócenie uwagi na przyczynę pochodzący od kuli nieprzenikalnej, spowodowany przez oddzielenie fazy  $\xi_\lambda$  jest charakterystyczne dla formalizmu Kapura-Peierlsa, przyczynę ten nie ma jednak znaczenia, gdy przyjmujemy „naturalną“ definicję poziomów rezonansowych. Jak wskazuje równanie (98), wtedy właściwą definicją współczynnika przenikalności jest

$$P_{\lambda n} = \frac{|e^{\gamma_{\lambda n} R_\lambda}|^2}{|\varphi_\lambda^+(k_{\lambda n} R_\lambda)|^2}, \quad (118)$$

definicja ta prowadzi dzięki równaniu (61) do tej samej wartości asymptotycznej  $P_\lambda$  co (113). Możemy też określić czynnik fazowy  $\zeta_{\lambda n}$  przy pomocy równania analogicznego do (114)

$$\varphi_\lambda^+(k_{\lambda n} R_\lambda) e^{-\gamma_{\lambda n} R_\lambda} = -ie^{-\zeta_{\lambda n}} P_{\lambda n}^{-1/2}; \quad (119)$$

czynnik  $\zeta_{\lambda n}$  ma tę samą wartość asymptotyczną co  $\xi_\lambda$  wzięte dla  $k_\lambda = \kappa_{\lambda n}$ . Otrzymujemy wtedy, podobnie jak przedtem

$$G'_{\lambda n} = ie^{i\zeta_{\lambda n}} G_{\lambda n} \sqrt{\frac{v_\lambda}{v_{\lambda n}}}, \quad G_{\lambda n} = \sqrt{\hbar v_{\lambda n} P_{\lambda n}} \chi_{\lambda n}(R_\lambda) N_n^{-1/2}, \quad (120)$$

$$R_{\lambda a} = -i \sqrt{\frac{v_\lambda v_a}{v_{\lambda n} v_{an}}} \sum_n e^{i\zeta_{\lambda n}} \frac{G_{\lambda n} G_{an}}{E - \mathcal{E}_n} e^{i\zeta_{an}} + \sqrt{\frac{v_\lambda}{v_a}} 2ik_a F_{\lambda a}(E). \quad (121)$$

c.d.n.

*Adam Wanic*

Ośrodek Fizyki Jądrowej PAN  
Kraków

## Krytyczne rozpraszanie neutronów

### 1. Wstęp

Obszar zastosowań wiązek neutronowych jako narzędzia badań zespołowych własności układów atomowych stale wzrasta. Młoda ta dziedzina odgrywa coraz poważniejszą rolę w fizyce ciał stałych i cieczy. Przegląd prac publikowanych ostatnio ujawnia, że główne kierunki rozwojowe dadzą się podzielić na następujące zagadnienia uszeregowane w kolejności malejącej liczby opracowań:

1) Neutronografia strukturalna, będąca obecnie rozpowszechnionym uzupełnieniem rentgenografii strukturalnej, zajmująca się znajdowaniem przestrzennego rozkładu atomów i momentów magnetycznych w sieciach krystalicznych przy pomocy elastycznego „braggowskiego“ rozpraszania neutronów powolnych na jądrach atomów i momentach magnetycznych powłok elektronowych.

2) Nieelastyczne rozpraszanie neutronów spowodowane drganiami termicznymi sieci krystalicznych, czyli tzw. rozpraszanie fononowe.

3) Nieelastyczne rozpraszanie neutronów na układzie spinów w kryształach magnetycznych stanowiące unikalną metodę badania własności fal spinowych (magnonów) i zachowania się spinów w pobliżu punktu krytycznego magnetyków.

4) Nieelastyczne rozpraszanie neutronów na cieczach, dające wgląd w mikrodynamikę ruchów termicznych fazy ciekłej.

Zagadnienie pierwsze doczekało się już obszernej monografii [1]. Zagadnienie drugie zostało wyczerpująco potraktowane w artykule Burasa i O'Connora [2]. Janik [3], [4] świetnie spopularyzował niektóre aspekty każdego z nich.

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie aktualnego stanu badań nad tzw. „krytycznym rozpraszaniem neutronów“, przez co rozumie się obecnie magnetyczne rozpraszanie neutronów przez substancje silnomagnetyczne w pobliżu temperatury krytycznej. Przez substancje silnomagnetyczne, zwane dalej magnetykami, należy rozumieć substancje

krystaliczne zawierające atomy lub jony paramagnetyczne, których momenty magnetyczne podlegają w niskich temperaturach wzajemnemu samorzutnemu uporządkowaniu orientacyjnemu dalekiego zasięgu. Uporządkowanie to znika w określonej (właściwej każdemu magnetykowi) temperaturze, zwanej temperaturą krytyczną lub punktem krytycznym.

## 2. Niektóre informacje o strukturze magnetyków wg modelu Heisenberga

Dla jednoznacznego opisanie budowy magnetyków nie wystarcza podanie składu chemicznego. W tym celu należy określić przestrzenne rozmieszczenie atomów wzgl. jonów kryształu oraz każdemu z nich przypisać właściwy moment magnetyczny, tzn. podać jego wielkość i orientację względem osi krystalograficznych. Przestrzenne rozmieszczenie atomów w kryształach wyrażamy dwuwskaznikowymi wektorami położenia:

$$\mathbf{r}_{jl} = \mathbf{r}_l + \mathbf{r}_j \quad \mathbf{r}_l = a_0 l_1 + b_0 l_2 + c_0 l_3. \quad (1)$$

Wskaźnik  $l$  reprezentuje trójkę liczb całkowitych  $l_1 = 0, 1, 2 \dots N_1$ ;  $l_2 = 0, 1, 2 \dots N_2$ ;  $l_3 = 0, 1, 2 \dots N_3$ , które wyznaczają (również) położenie komórki podstawowej kryształu, stąd wektor  $\mathbf{r}_l$  nosi nazwę wektora siatki. Wektor  $\mathbf{r}_j$ , tzw. wektor podstawowy, podaje umiejscowienie atomu wewnątrz komórki podstawowej,  $\mathbf{r}_j = a_0 x + b_0 y + c_0 z$ , przy czym  $0 \leq x, y, z < 1$ .  $\mathbf{a}_0, \mathbf{b}_0, \mathbf{c}_0$  są to wektory określające kształt i rozmiary komórki podstawowej danej siatki, objętość komórki  $v_0 = \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{b}_0 \times \mathbf{c}_0$ . Liczba komórek podstawowych w kryształach  $N = N_1 \cdot N_2 \cdot N_3$ . Liczbę atomów magnetycznych w komórce podstawowej oznaczmy przez  $Z$ . Każdemu atomowi przyporządkowujemy spin powłoki elektronowej  $S(\mathbf{r}_{jl})$ . Związany z nim moment magnetyczny  $\hat{\mu}$  otrzymujemy mnożąc wektor spinu przez czynnik magneto-mechaniczny:  $\hat{\mu} = g_s \mathbf{S}$ . Jeżeli ograniczymy się do magnetyków, w których spin atomów jest sumą jedynie spinów własnych elektronów powłoki, to dla każdego  $S$  wartość  $g$  będzie wynosiła 2, przy czym wyrażamy  $\mu$  w magnetonach Bohra ( $\mu_B$ ), a  $S$  w jednostkach  $\hbar$  (bezwymiarowo). W opisie kwantowym obie wielkości wyrażamy przez składowe na osi kwantyzacji lub odpowiednimi operatorami. Między elektronami bliskich sobie atomów posiadających  $\mu \neq 0$  zachodzą oddziaływania natury elektrostatycznej i magnetycznej. Energia oddziaływania magnetycznego typu dipol-dipol jest bardzo mała w porównaniu do energii ruchu cieplnego mierzonego wielkością  $k_B T$  ( $k_B$ —stała Boltzmanna,  $T$ —temperatura bezwzględna) dla temperatur, w jakich przeprowadza się większość eksperymentów. Oddziaływanie elektrostatyczne o silnie

wyrażonych cechach kwantowych pojawia się w wypadku zachodzenia na siebie elektronowych funkcji falowych należących do powłok sąsiednich atomów. Mechanizm tego oddziaływania związany jest ze statystyką elektronów (fermiony) i jest zasadniczo identyczny z mechanizmem oddziaływania elektronów w atomie helu czy molekule wodoru. Część tego oddziaływania zwana oddziaływaniem wymiennym prowadzi do silniejszej lub słabszej, zależnie od konfiguracji i zbliżenia powłok, zależności energii układu od orientacji wzajemnej spinów. Energię tę można (formalnie) uważać za energię oddziaływania spinów i zapisać energię układu spinów w postaci:

$$V = - \sum_{j \neq j'}^{Z \times N} J_{jj'} \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_{j'} \quad (2)$$

gdzie  $J_{jj'}$  jest miarą tzw. całki wymiany pomiędzy elektronami „magnetycznymi” odpowiednich atomów i wyraża siłę oddziaływania wymiennego.

Jak łatwo zauważyć dla dodatnich  $J$  faworyzowane jest zgodne ustawienie spinów, gdyż odpowiada minimum energii układu. Oddziaływanie wymienne może występować tylko przy dostatecznym zbliżeniu atomów, a więc w fazach skondensowanych.  $J$  jest różne od zera tylko dla blisko sąsiadujących atomów. Mimo to oddziaływanie wymienne może być tysiące razy silniejsze od zawsze występującego oddziaływania magnetycznego typu dipol-dipol, wywołując w pojedynczych wypadkach uporządkowanie spinów w temperaturach bliskich  $1000^\circ \text{K}$ . Oddziaływanie typu dipol-dipol jako znacznie słabsze nie będzie miało dostrzegalnego wpływu na zachowanie się spinów w rozpatrywanych przez nas procesach i zostanie pominięte. Ruch cieplny atomów kryształu powoduje przekazywanie energii cieplnej układowi spinów, co przejawia się w podwyższaniu wartości  $V$  (wzór 2), a więc we wzrastającym z temperaturą nieporządku orientacyjnym układu spinów. Chcąc scharakteryzować typ uporządkowania układu spinów czynimy to podając wielkości charakterystyczne w stanie podstawowym, a więc (upraszczając) dla  $0^\circ \text{K}$ . Jeśli posłużymy się wielkością spinu przypadającego na komórkę podstawową

$$\mathbf{S}_{\text{kom}} = \sum_{j=1}^Z \mathbf{S}_j \quad (3)$$

to historycznie ustalony podział magnetyków przedstawia się następująco:

1) ferromagnetyki

$$\mathbf{S}_{\text{kom}} = \sum_{j=1}^Z \mathbf{S}_j$$



## 2) ferrimagnetyki

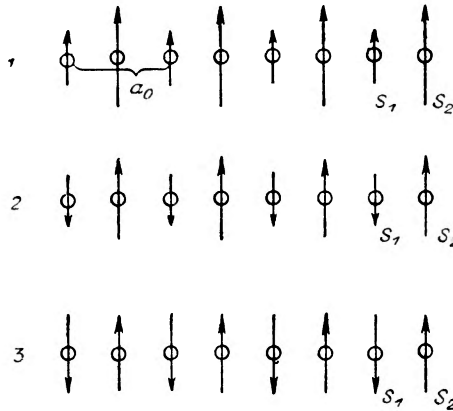
$$0 < S_{\text{kom}} < \sum_{j=1}^Z S_j$$

## 3) antyferromagnetyki

$$S_{\text{kom}} = 0$$

co ilustrują modele liniowe na rys. 1.

Ważną makroskopową wielkością jest namagnesowanie  $m$  magnetyku, tj. moment magnetyczny jednostki objętości (wielkość intensywna). Namagnesowanie zależy od temperatury i natężenia pola magnetycznego,



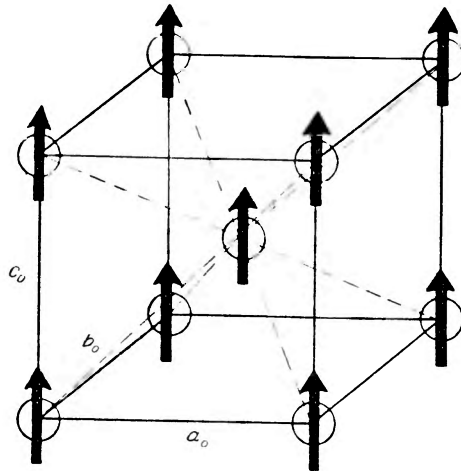
Rys. 1. Rodzaje uporządkowania siatki spinów, modele liniowe,  $Z = 2$

w jakim pozostawała próbka przed i podczas pomiaru (histereza). Zależność od natężenia pola magnetycznego związana jest ze strukturą domenową i anizotropią realnych magnetyków. Kryształy magnetyczne posiadają bowiem na ogół pewną liczbę krystalograficznie równoważnych kierunków sieciowych, wzdłuż których zachodzi spontaniczna orientacja spinów, są to tzw. kierunki łatwej magnetyzacji. Dla żelaza np. kierunkami łatwej magnetyzacji są kierunki wyznaczone przez krawędzie komórki podstawowej (rys. 2). Magnetyk nie poddawany działaniu pola magnetycznego składa się, ze względu na dążność do minimalizacji energii magnetostatycznej, nawet gdy jest idealnym monokryształem pod względem „chemicznym“, z domen (o rozmiarach rzędu setek i tysięcy angstromów) namagnesowanych spontanicznie w kierunku jednej z osi łatwej magnetyzacji. Obecność kierunków równoważnych w monokryształach, a w polikryształach na dodatek bezładna orientacja mikrokryształów, prowadzą do znikania wypadkowego momentu magnetycznego całej próbki, o ile tylko rozmiary jej są znacznie większe od rozmiarów pojedynczych domen. Stosując odpowiednio silne pole magnetyczne można zorientować

równoległe momenty (spiny) wszystkich domen, mierzymy wtedy tzw. namagnesowania nasycenia  $m_0$  w danej temperaturze uśrednione po całej próbce.

$$m_0(T) = \frac{1}{v_0} \left\langle \sum_{j=1}^Z g_j \mathbf{S}_j \right\rangle_T. \quad (4)$$

Namagnesowanie nasycenia jest miarą stopnia uporządkowania spinów ferromagnetyku wywołanego oddziaływaniem wymiennym a nie polem zewnętrznym. Namagnesowanie nasycenia ekstrapolowane do zera absolutnego pozwala na sprawdzanie (w ograniczonym stopniu) modeli magne-



Rys. 2. Komórka podstawowa kryształu żelaza,  $a_0 = b_0 = c_0$

tyków. W wypadku antyferromagnetyków namagnesowanie nasycenia jest równe zero, mierzenie oddziaływania z polem magnetycznym nie pozwala na zorientowanie się w stopniu uporządkowania. Potrafimy jednak podać definicję stopnia uporządkowania odpowiednią dla wszystkich magnetyków. Mianowicie każdy magnetyk można uważać za złożony z co najwyżej  $Z$  przestrzennie identycznych siatek prostych, z których każda zawiera tylko jeden rodzaj spinów o jednakowej orientacji w stanie podstawowym. Miarą uporządkowania dalekiego zasięgu przyjmującą identyczne wartości dla każdej podsiadki magnetyku jest:

$$U(T) = |\langle \mathbf{S}_j \rangle_T| S_j^{-1} \quad (5)$$

$U(T)$  ma dla wszystkich magnetyków charakterystyczny, bardzo podobny (ale nie zupełnie identyczny) przebieg. Uporządkowanie dalekiego zasięgu znika po osiągnięciu przez magnetyk charakterystycznej dla niego temperatury  $T_c$  zwanej punktem krytycznym lub temperaturą krytyczną.

W pobliżu  $T_c$  obserwuje się ekstrema w temperaturowym przebiegu szeregu własności magnetyków jak np. podatności magnetycznej  $\chi$  i ciepła właściwego. Punkt krytyczny zalicza się więc do tzw. punktów  $\lambda$ , oznaczających przejścia fazowe drugiego rodzaju. Z rozważań termodynamicznych wynika, że dla przejść tego typu powinny zachodzić silne fluktuacje namagnesowania mikroobszarów magnetyku, analogiczne do fluktuacji gęstości w okolicy temperatury krytycznej płynów przy przejściu gaz-ciecz. Termodynamika w połączeniu z mechaniką statystyczną potrafią jakościowo przewidzieć „anomalne” zachowanie się magnetyków w pobliżu punktu krytycznego. Ilościowe ujęcia oparte o nawet upraszczające modele napotykają na olbrzymie trudności rachunkowe. Bardziej szczegółowych i bezpośrednich informacji o kinematyce spinów dostarczają badania rozpraszania neutronów powolnych potwierdzające przewidywania zgodne z modelem Heisenberga.

### 3. Teoretyczne ujęcie rozpraszania neutronów na magnetykach

Uniwersalną metodę traktowania zagadnień związanych z rozpraszaniem neutronów powolnych podał Van Hove [5], [6]. Wyraził on, przy zastosowaniu aproksymacji Borna, przekroje czynne na rozpraszanie neutronów niespolaryzowanych, przez dowolny zespół centrów rozpraszających (jąder, elektronów, atomów) jednym ogólnym wzorem, w którym dynamikę ośrodka rozpraszającego określa funkcja korelacji obiektów rozpraszacza oddziałujących z neutronem. Jeżeli ograniczymy się do rozważania rozpraszania magnetycznego, tj. oddziaływania neutronu z momentami magnetycznymi elektronów, związanego z posiadaniem przez neutron własnego momentu magnetycznego, to w wyrażeniu na rozpraszanie wystąpi jedynie funkcja korelacji między spinami atomów. Van Hove opracował w szczególach jedynie wypadek prostej siatki magnetycznej o  $Z = 1$ , stąd podana poniżej makroskopowa funkcja korelacji nie zawiera wskaźnika  $j$ :

$$\Gamma_{(\mathbf{r},t)}^{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{r}'} \left\langle \int d\mathbf{r}' S_i^\alpha(\mathbf{0}) \delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_i(\mathbf{0}) - \mathbf{r}') S_{i'}^\beta \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i(t)) \right\rangle. \quad (6)$$

Ponieważ spin jest wektorem i oddziaływanie „neutron-spin” zależy od orientacji, funkcja korelacji musi wyrażać korelację między składowymi spinów, stąd wskaźniki  $\alpha, \beta$  przebiegające trzy wartości:  $x, y, z$ . Funkcje korelacji (położeń atomów!) były przed Van Hovem używane w teorii i interpretacji rozpraszania promieni rentgenowskich, lecz w postaci statycznej, niezależnej od czasu. Konieczność wprowadzenia funkcji korelacji zależnych od czasu, co jest zasadniczym novum w teorii Van Hove'a

(pierwszy użył ich zresztą Glauber), w zagadnieniu rozpraszania neutronów, wynika z ich małej energii i prędkości (dla  $\lambda$  rzędu 1 Å) w porównaniu do wartości właściwych promieniom  $X$  używanym w rentgenografii.

Innymi słowy promienie  $X$  pozwalają na robienie tylko „bardzo szybkich zdjęć” badanego układu atomowego, a więc wpływ ruchu cząstek na obraz rozpraszania jest słaby. Dla neutronów „czas otwarcia obiektu” jest znacznie dłuższy i obraz rozpraszania będzie silnie zależał od kinematyki układu.

W naszym wypadku (wzór 6) funkcja korelacji określa jakie jest prawdopodobieństwo znalezienia w chwili  $t$  i w odległości  $r$ , spinu o orientacji wzdłuż osi  $\beta$  jeżeli spin (dowolny) znajdujący się w początku układu współrzędnych był w chwili  $t = 0$  skierowany wzdłuż osi  $\alpha$ . Prawdopodobieństwo to jest uśrednione po wszystkich spinach układu. Różniczkowy przekrój czynny magnetyku na rozpraszanie niespolaryzowanych neutronów jest proporcjonalny do czasoprzestrzennej transformaty fourierowskiej funkcji korelacji

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \left(\frac{2ge^2}{m_0c^2}\right)^2 \frac{Nk}{2\pi\hbar k_0} |f(\hat{\kappa})|^2 \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \int \Gamma_{(r,t)}^{\alpha\beta} \exp[i(\hat{\kappa} \cdot r - \omega t)] dr dt \quad (7)$$

gdzie:

- $g = 1,91$  — wyraża magnetyczny moment neutronu w magnetonach jądrowych,
- $e$  — ładunek elektronu,
- $m$  — masa elektronu,
- $\hat{\kappa} = k - k_0$  — wektor rozpraszania będący różnicą wektorów falowych neutronu: rozproszonego  $k$  i padającego  $k_0$ ,
- $f(\hat{\kappa})$  — atomowy czynnik strukturalny wyrażający wpływ rozciągłości przestrzennej funkcji falowej elektronów o nieskompensowanym spinie na amplitudę rozpraszania,
- $\delta$  — symbol Kroneckera wzgl. funkcja  $\delta$ -Diraca,
- $e = \frac{\hat{\kappa}}{\kappa}$  — wersor rozpraszania,
- $\hbar\omega = \frac{\hbar^2(k_0^2 - k^2)}{2m_0}$  — energia wymieniona między układem a neutronem w procesie rozpraszania,
- $m_0$  — masa neutronu.

W wypadku magnetyku spiny związane są z atomami posiadającymi ustalone położenie równowagi w siatce krystalicznej określone wektorami sieci  $r_l$ . Atomy wykonują drgania cieplne dokoła  $r_l$ , można jednak za-

łożyć, że zachowanie się spinów pod względem orientacji jest w wystarczającym stopniu niezależne od chwilowych położenia atomów i napisać:

$$I_{(\mathbf{r};t)}^{\alpha\beta} = \sum_l \gamma_l^{\alpha\beta} G_l(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

gdzie

$$\gamma_l^{\alpha\beta}(t) = \langle S_0^{\alpha}(0) S_l^{\beta}(t) \rangle_T \quad (9)$$

$G_l(\mathbf{r}, t)$  jest przestrzenną funkcją korelacji między położeniami atomów magnetycznych.  $\gamma_l^{\alpha\beta}(t)$  jest mikroskopową funkcją korelacji wyłącznie między orientacjami spinów w określonych węzłach sieci.  $\gamma^{\alpha\beta}(t)$  można rozłożyć na składową stałą  $\gamma^{\alpha\beta}(t = \infty)$  i składową zależną od czasu  $\gamma_l^{\alpha\beta}(t)$

$$\gamma_l^{\alpha\beta}(t) = \langle S^{\alpha} \rangle_T \langle S^{\beta} \rangle_T + \gamma_l^{\alpha\beta}(t). \quad (10)$$

Przekrój czynny domeny na rozpraszanie elastyczne, będące w danym wypadku rozpraszaniem koherentnym-braggowskim, związany jest (wzór (7) i (10)) z niezależną od czasu składową funkcji korelacji

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{elast}} = \sum_{\tau} \frac{N^2 v_0}{(2\pi)^3} \left( \frac{2ge^2}{mc^2} \right)^2 |f(\hat{z})|^2 (1 - \epsilon_z^2) \langle S^z \rangle_T^2 e^{-2W} \delta(\hat{z} - \hat{\tau}) \quad (11)$$

gdzie za kierunek osi z-tów przyjmujemy kierunek uporządkowania spinów w domenie.  $\hat{\tau}$  jest wektorem siatki odwrotnej [7, 3]. W wypadku ogólnym musimy uśrednić po orientacjach domen.  $e^{-2W}$  — czynnik Debye'a-Wallera powstaje z  $G(\hat{r}, t)$  i reprezentuje wpływ rozrzutu położenia atomów rozpraszacza względem położenia równowagi, spowodowanego ruchami termicznymi, co odbija się w różnicach faz fal cząstkowych neutronu zmniejszając amplitudę fali rozproszonej. Rozpraszanie braggowskie pozwala na bardzo prosty pomiar zależności uporządkowania dalekiego zasięgu od temperatury dla każdego magnetyku i na ustalenie statycznej struktury układu spinów. Dynamika układu spinów ujawnia się w rozpraszaniu neutronów poprzez drugi człon w wyrażeniu (10), zależny od czasu i dający nieelastyczną składową rozpraszania neutronów. Różniczkowy przekrój czynny podany w przeliczeniu na pojedynczy atom (spin)

$$\left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} \right)_{\text{nieelast.}} = \left( \frac{2ge^2}{mc^2} \right)^2 \times \\ \times \frac{k}{2\pi\hbar k_0} |f(z)|^2 e^{-2W} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_{\alpha}e_{\beta}) \int \sum_l \gamma_l^{\alpha\beta} \exp[i(\hat{z} \cdot \hat{r} - \omega t)] \cdot d\mathbf{r} dt. \quad (12)$$

Widzimy więc, że w zasadzie można uzyskać wszystkie możliwe informacje (oczywiście uśrednione po układzie) o rozpatrywanym magnetyku przeprowadzając tzw. eksperyment kompletny, tj. mierząc energię i roz-

kład kątowy neutronów rozproszonych na próbce przy użyciu monochromatycznej wiązki padającej.

Transformacja fourierowska otrzymanych w ten sposób różniczkowych przekrojów czynnych, będąca odwróceniem transformacji (12) dałaby korelacje czasoprzestrzenne spinów. Ze względu na ograniczone natężenia uzyskiwanych strumieni neutronów i trudności techniczne, pomiaru takiego nie potrafiiono dotąd wykonać. Wyznaczanie funkcji korelacji staje się daleko łatwiejsze jeżeli znany jest jej kształt. Wyznaczamy wtedy nie kontinuum różnych wartości funkcji w jej obszarze zmienności, ale pewną ograniczoną liczbę parametrów określających jej wartość w każdym punkcie. W takim wypadku wystarcza znaleźć wartość funkcji w paru punktach albo wartość odpowiednich funkcjonałów tejże funkcji.

Dla temperatur leżących znacznie poniżej punktu krytycznego funkcje korelacji dadzą się dokładnie wyliczyć w oparciu o teorię fal spinowych. Przy pomocy argumentów o charakterze termodynamicznym i mechaniki statycznej udało się Van Hove'owi później de Gennes'owi udowodnić, że funkcje korelacji w pobliżu punktu krytycznego dla  $T \geq T_c$ , mogą być wyrażone przy pomocy trzech parametrów  $r_1(T)$ ,  $\kappa_1(T)$ ,  $A_1(T)$

$$\gamma'(r, t) = (4\pi r_1^2)^{-1} v_0 S(S+1) (4\pi A_1(t))^{-3/2} \int \exp\left(\frac{-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{4A_1|t|} - \kappa_1 r\right) \frac{d\mathbf{r}'}{r'} . \quad (13)$$

Korelacje natychmiastowe wyrażone są tylko przez dwa z tych parametrów:

$$\gamma'(r, 0) = (4\pi r_1^2)^{-1} v_0 S(S+1) \exp(-\kappa_1 r) \quad (14)$$

$r_1$  i  $\kappa_1$  są wielkościami o wymiarze długości, charakteryzującymi zasięg korelacji natychmiastowych.  $A_1 = \frac{\lambda}{\chi}$  (gdzie  $\lambda$  jest stałą fenomenologiczną a  $\chi$  podatnością magnetyczną kryształu) określa zachowanie się funkcji korelacji w czasie. Amplitudy fourierowskich składowych fluktuacji momentu magnetycznego o wektorze falowym  $k$  maleją z czasem jak  $\exp(-A_1 k^2 t)$ . Ponieważ  $\lim_{T \rightarrow T_c} \chi = \infty$ ,  $A_1$  dąży do zera przy zbliżaniu się

do temperatury krytycznej, a więc zależność czasowa funkcji korelacji staje się coraz słabsza. Oznacza to spowolnienie szybkości fluktuacji, co powoduje że czas relaksacji chwilowego niestacjonarnego rozkładu spinów w danym mikroobszarze domeny staje się większy od czasu przeletu neutronu — czyli od czasu, w którym może zachodzić oddziaływanie wzajemne. W takim wypadku zmiany energii neutronu towarzyszące zawsze takiemu rozpraszaniu koherentnemu, związane z szybkościami ruchów zespolowych rozpraszacza, maleją i mogą być zanedbane wobec wartości energii początkowej neutronu. Stosując powyższe założenie,

czyli ograniczając się do opisu rozpraszania neutronów w przybliżeniu kwasielastycznym zwanym też kwasistatycznym otrzymujemy z (12) i (13)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{kryt}} = \frac{2}{3} \left(\frac{ge^2}{mc^2}\right)^2 S(S+1)e^{-2W} \sum_{\tau} |f(\hat{\kappa})|^2 \frac{1}{r_1^2(|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|^2 + \kappa_1^2)} \quad (15)$$

Bez tego uproszczenia

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon}\right)_{\text{kryt}} &= \frac{2}{3} \left(\frac{ge^2}{mc^2}\right)^2 \frac{k}{\pi\hbar k_0} S(S+1)e^{-2W} \sum_{\tau} |f(\kappa)|^2 \times \\ &\times \frac{1}{r_1^2(|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|^2 + \kappa_1^2)} \frac{A_1|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|^2}{A_1^2|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|^4 + \omega^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Parametrów  $r_1$ ,  $\kappa_1$ ,  $A_1$  Van Hove nie oblicza. Zależność temperaturową ocenia jako słabą w wypadku  $r_1$ , a silną dla  $\kappa_1$  ( $\kappa_1 \rightarrow 0$  gdy  $T \rightarrow T_c$ ). Z tego względu można uważać, że  $\kappa_1^{-1}$  reprezentuje zasięg korelacji.

Elliott i Marshall [8] posługując się statystyczną metodą Bethe-Peierlsa obliczyli funkcje korelacji a więc parametry  $r_1$  i  $\kappa_1$  dla prostych kubicznych siatek: ferromagnetycznych o  $s = 1$  lub  $\frac{1}{2}$  i antyferromagnetycznych o  $s = \frac{1}{2}$ .

Metodę Van Hove'a rozwinął dalej de Gennes [9], który wprowadził tzw. falowe podatności magnetyczne. Tensory falowych podatności magnetycznych  $\chi$  są w istocie proporcjonalne do transformat fourierskich ogólniejszych funkcji korelacji przez Van Hove'a nie wypisywanych explicite

$$\chi_{j'j}^{\alpha\beta}(\hat{k}, t) = \frac{g^2 \mu_B^2}{k_B T} \sum_{l'} [\langle S_{j'l}^{\alpha}(0) S_{j'l'}^{\beta}(t) \rangle - \langle S_{j'l}^{\alpha} \rangle \langle S_{j'l'}^{\beta} \rangle] e^{ik(r_{jl} - r_{j'}) - ik(r_{l'l'} - r_{j'})} \quad (17)$$

o czym łatwo się przekonać kładąc  $j = j' = 1$  ( $Z = 1$ ) i porównując z wzorami (10) i (9). Posługiwanie się tą falową podatnością magnetyczną nie jest ograniczone do prostych siatek. Dla sieci kubicznej de Gennes otrzymuje te same wzory co Van Hove, wyrażając przekrój czynny przez  $r_1$ ,  $\kappa_1$  i  $A_1$ . Znaczenie formalizmu de Gennes'a polega na tym, że poprzez podatności falowe pozwala na wyliczenie  $r_1$  i  $\kappa_1$  za pomocą teorii „pola molekularnego“, która od momentu wprowadzenia jej przez Weissa w r. 1907 dla wyjaśnienia zjawiska ferromagnetyzmu, znalazła zastosowanie przy traktowaniu pozostałych typów sprzężeń magnetycznych. Teoria „pola molekularnego“ zdaje np. dobrze sprawę z przebiegu zwykłej podatności magnetycznej powyżej  $T_c$  [7]. Dla przykładu przytoczymy uproszczony schemat obliczania podatności falowej powyżej  $T_c$  dla magnetyku złożonego z dwóch podsiatek ( $Z = 2$ ).

Jeżeli układ spinów umieścimy w polu magnetycznym o sinusoidalnym przebiegu przestrzennym i stałej amplitudzie  $H(k)$  to układ odpowie



fałą magnetyzacji o tym samym wektorze falowym i pewnej amplitudzie  $M(\mathbf{k})$ . Można napisać:

$$M(\mathbf{k})\sin(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{k})H(\mathbf{k})\sin\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} \quad \chi(\mathbf{k}) = \frac{M(\mathbf{k})}{H(\mathbf{k})}. \quad (18)$$

Weźmy magnetyk złożony z takich podsiatek  $A$  i  $B$ , że najbliższymi sąsiadami atomów  $B$  są wyłącznie atomy  $A$  i na odwrót. Momenty magnetyczne atomów podsieci wywołane fałą magnetyzacji wyniosą

$$\begin{aligned} \mu_i^A &= \mu(\mathbf{k})e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i^A} \\ \mu_i^B &= \mu(\mathbf{k})e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i^B}. \end{aligned} \quad (19)$$

Jeżeli atom  $A$  obierzemy za początek układu współrzędnych, to otrzymujemy równanie na moment atomu  $A$  w przyłożonym polu magnetycznym zewnętrznym i polu pochodzącym od jego sąsiadów:

$$\mu(\mathbf{k}) = \frac{c}{T} [H(\mathbf{k}) - \varepsilon \langle \mu^B(\mathbf{k}) \rangle_1 - \eta \langle \mu^A(\mathbf{k}) \rangle_2] \quad (20)$$

$\langle \mu^B(\mathbf{k}) \rangle_1$  i  $\langle \mu^A(\mathbf{k}) \rangle_2$  są to średnie momenty atomów odpowiednio w pierwszej i drugiej powłoce koordynacyjnej atomu  $A$ . Pierwsza powłoka koordynacyjna (najbliższe sąsiedztwo) składa się tylko z atomów  $B$ , druga tylko z atomów  $A$ . Stałe pola molekularnego  $\varepsilon$  i  $\eta$  reprezentują sprzężenie wymienne między spinami.

$$\langle \mu^B(\mathbf{k}) \rangle_1 = \frac{1}{n} \mu(\mathbf{k}) \sum_{i=1}^n e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i^B} \equiv X_1\mu(\mathbf{k}) \quad (21)$$

gdzie:

$n$  — liczba atomów w danej powłoce koordynacyjnej.

Wypisując analogiczne równanie dla drugiej powłoki koordynacyjnej i wstawiając do (20) otrzymujemy:

$$\mu(\mathbf{k}) = \frac{c}{T} [H(\mathbf{k}) - \varepsilon X_1\mu(\mathbf{k}) - \eta X_2\mu(\mathbf{k})] \quad (22)$$

rozwiązując względem  $\chi(\mathbf{k})$  dostajemy:

$$\chi(\mathbf{k}) = \frac{1}{\frac{c}{T} + \varepsilon X_1 + \eta X_2}. \quad (23)$$

Poprzez  $X_1$  i  $X_2$  do wyrażenia na  $\chi(\mathbf{k})$  wchodzi geometria siatki spinów. Dla sieci kubicznej po prostych lecz przydługich rachunkach da się ono dla  $\hat{z}$  bliskich  $\hat{\tau}$  wyrazić w postaci:

$$\frac{\chi(\mathbf{k})}{\chi_0} = \frac{1}{\gamma_1^2 [|\hat{z} - \hat{\tau}|^2 + z_1^2]}. \quad (24)$$



Dla antyferromagnetyków o komórce podstawowej przestrzennie scentrowanej

$$\begin{aligned} \kappa_1^2 r_1^2 &= \frac{T - T_c}{T} \\ r_1^2 &= \frac{1}{12T} [b_1^2(T_c + \Delta) + b_2^2(T_c - \Delta)] \end{aligned} \quad (25)$$

gdzie

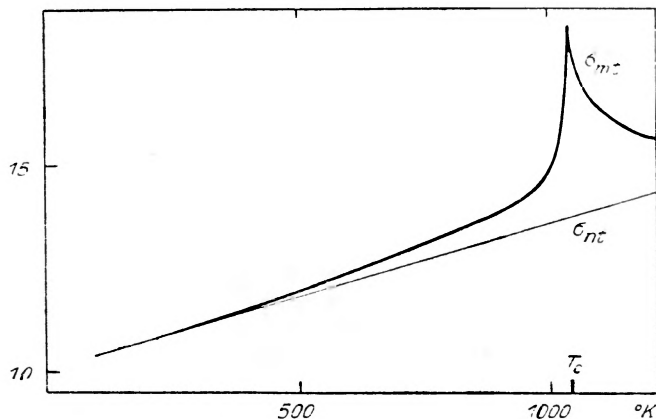
$$\Delta = \frac{1}{2c} (\varepsilon + \eta)$$

$\chi_0 = c/T$  — podatność paramagnetyczna swobodnego atomu.  
 $b_1$  i  $b_2$  promienie pierwszej i drugiej powłoki koordynacyjnej, określone przez rozmiary komórki podstawowej:  $b_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} a_0$ ,  $b_2 = a_0$ .

De Gennes podał również „molekularno-polową“ metodę niezależnego obliczania  $\kappa_1$ . Przedstawienie  $\chi(\mathbf{k})$  a przez to przekroju czynnego w postaci (15) nie jest zawsze możliwe. Dla bardziej skomplikowanych struktur magnetycznych  $r_1$  i  $\kappa_1$  stają się zależne od  $\mathbf{k}$ . Najwłaściwiej jest wtedy przeprowadzać obliczenia numeryczne bez uciekania się do form przybliżonych.

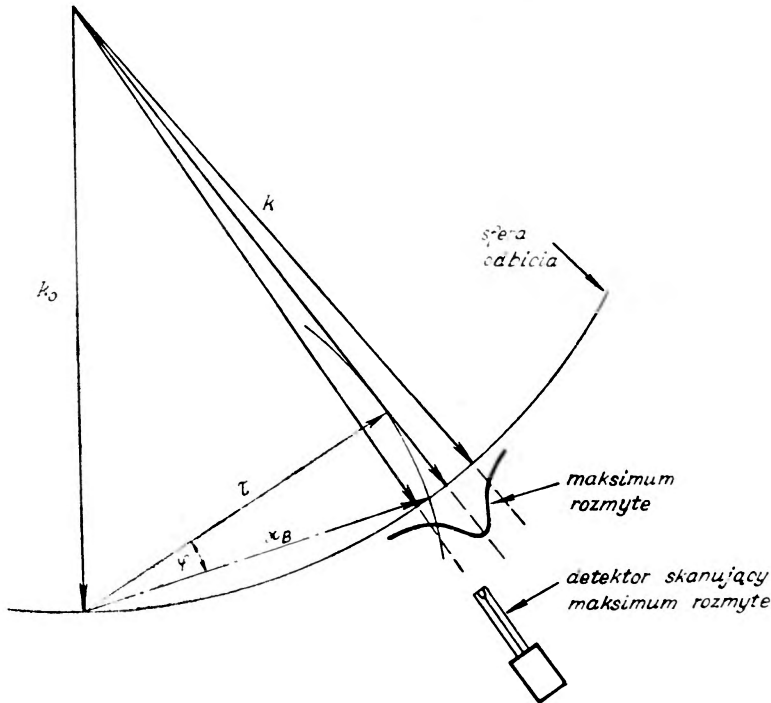
#### 4. Pomiary rozpraszania krytycznego

Rozpraszanie krytyczne zostało po raz pierwszy zauważone przez Palevsky'ego i Hughes'a w r. 1953 [11] oraz nieco później przez Squires'a [12], przy pomiarach zależności od temperatury całkowitego



Rys. 3. Zależność całkowitego przekroju czynnego żelaza od temperatury według Squiresa [12].  $\sigma_{nt}$  i  $\sigma_{mt}$  odpowiednio jądrowa i magnetyczna część przekroju dla neutronów o  $\lambda \approx 6 \text{ \AA}$

przekroju czynnego żelaza polikrystalicznego dla zimnych neutronów. Okazało się wtedy, że z punktem krytycznym żelaza związane jest maksimum przekroju czynnego (rys. 3). Wyniki te skłoniły Van Hove'a do podjęcia prób wytłumaczenia zaobserwowanego zjawiska, z czego powstała jego klasyczna praca [6], która z kolei wpłynęła na zwiększenie zainteresowania ze strony fizyków doświadczalnych. Świadome i systematyczne

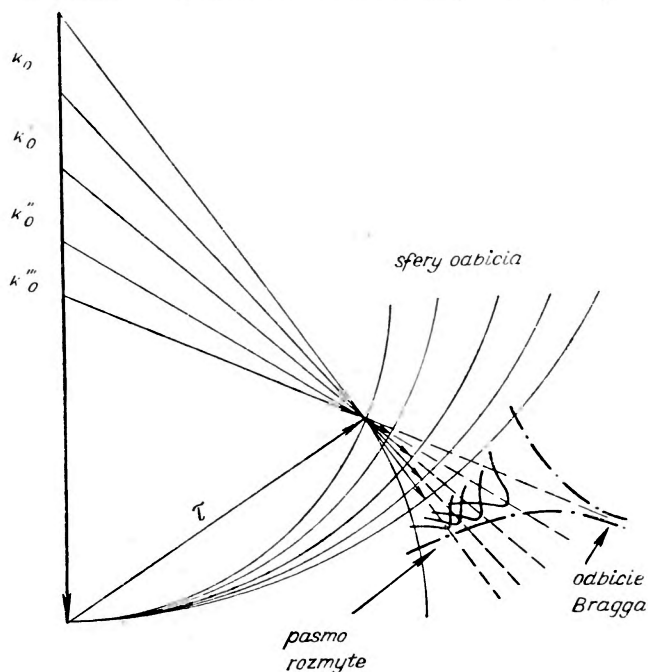


Rys. 4. Obraz rozpraszania krytycznego w przestrzeni  $k$  przy monochromatycznej wiązce padającej.  $\tau = \frac{2\pi}{d}$ , gdzie  $d$  jest odległością między płaszczyznami kryształu, dającymi magnetyczny refleks Braggowski, gdy  $\hat{\tau} = \hat{z}_B$

badania rozpraszania krytycznego podjęli jako pierwsi Lowde [13] oraz niezależnie Mc Reynolds i Riste z towarzyszami [14], [15], opracowując odpowiednią technikę doświadczalną.

Technika ta polega na obserwowaniu rozkładu kąтового neutronów rozproszonych na kryształach w warunkach, przy których rozpraszanie braggowskie nie jest możliwe (równanie 11) i wobec tego obserwowane efekty związane są wyłącznie z interesującą nas składową funkcji korelacji  $\gamma'(r, t)$ . Zasada eksperymentu jest następująca: Dysponując odpowiednio silnym źródłem neutronów np. reaktorem dużej mocy kierujemy skolimowaną wiązkę neutronów monochromatycznych, czyli o określonym  $k_0$ ,

na kryształ magnetyczny przytwierdzony do goniometru na osi spektrometru neutronowego. Orientujemy kryształ pod określonym kątem względem położenia, przy którym zachodzi odbicie braggowskie dla wybranej długości fali neutronów padających, czyli ustalamy wartość wektora  $\hat{z}_B - \hat{\tau}$ , patrz rys. 4. Dokoła kierunku wyznaczonego przez wektor  $k_0 + \hat{\tau}$  zachodzi wzmożone rozpraszanie neutronów, które daje tzw. rozmyte



Rys. 5. Obraz rozpraszania krytycznego przy użyciu techniki białej wiązki

maksimum natężenia. Przesuwając horyzontalnie i zenitalnie licznik neutronów umieszczony na ramieniu spektrometru, mierzymy kształt maksimum rozmytego, a tym samym przebieg  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ . Wartość bezwzględną różniczkowego przekroju czynnego znajdujemy przez odniesienie obserwowanego natężenia neutronów rozproszonych do natężenia jednego z reflektorów braggowskich. Do tego celu wybieramy refleks pochodzenia czysto jądrowego. Aby uniknąć zniekształceń spowodowanych ekstynkcją powinien to być refleks o słabym natężeniu. Natężenie refleksu wyrażamy przez dobrze znane jądrowe przekroje czynne korzystając z metod rachunkowych neutronografii.

Jeżeli nie rozporządzamy silnym strumieniem neutronów stosujemy technikę białej wiązki, zwaną też techniką Lauego, to znaczy rozpraszamy na kryształach nie neutrony monochromatyczne, ale neutrony maxwel-

lowskie o widmie określonym przez temperaturę i rodzaj moderatora. W ten sposób zyskujemy na natężeniu wiązki, ale tracimy na zdolności rozdzielczej, na szczęście niezupełnie. Ponieważ wiązka biała jest sumą wiązek monochromatycznych, to „obraz“ rozkładu natężenia neutronów rozproszonych będzie sumą „obrazów“ monochromatycznych. Otóż podobnie jak obrazy w optyce rozkładane są przez pryzmat na obrazy monochromatyczne, analogicznie maksimum rozmyte pochodzące od różnych składowych monochromatycznych ulegają częściowemu przestrzennemu rozdzielaniu, którego mechanizm wyjawia konstrukcja podana na rys. 5. Zamiast pojedynczego maksimum rozmytego odpowiadającego wyróżnionemu  $k_0$ , o w przybliżeniu obrotowej symetrii dokoła kierunku wektora  $k_0 + \hat{\tau}$ , otrzymujemy kontinuum maksimum rozmytych rozwinięte wachlarzem w płaszczyźnie rozpraszania (powiedzmy horyzontalnej), które stanowi tzw. pasmo rozmyte. Licznikiem spektrometru możemy badać wycinek pasma rozmytego przez objęcie kolimatorem licznikowym jedynie wąskiego zakresu kątów rozpraszania. W ten sposób liczymy neutrony rozpraszane w określony i znany kąt bryłowy  $\Delta\Omega$ , którego orientacja, względem kierunku padania białej wiązki pierwotnej, określa z jakimi wartościami wektora falowego związane jest obserwowane natężenie rozpraszania. Metoda białej wiązki wymaga stosowania próbek monokrystalicznych, ale pozwala uzyskiwać niektóre informacje, przez skasowanie natężenia w paśmie rozmytym, tak jakby się miało do czynienia z wiązką monochromatyczną.

W przybliżeniu kwasistatycznym przekrój czynny na rozpraszanie magnetyczne dla  $0 < \frac{T-T_c}{T} \ll 1$  w pobliżu pojedynczego refleksu Braggowskiego wyraża się zgodnie z wzorem 15:

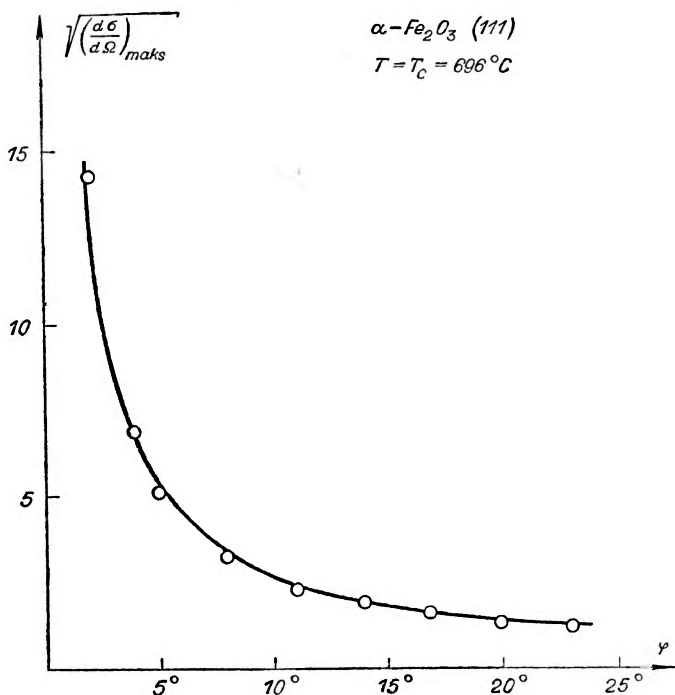
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{kryt}} = \frac{A}{r_1^2[|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|^2 + \kappa_1^2]} \quad (26)$$

gdzie  $A$  reprezentuje czynniki, które nas w tej chwili nie interesują. Wiemy z teorii, że  $\kappa_1 \rightarrow 0$  dla  $T \rightarrow T_c$ . Wobec tego przekrój różniczkowy powinien silnie zależeć od  $|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|$ . Dla małych wartości  $|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|$  przekrój różniczkowy w maksimum pasma rozmytego, odpowiadający określonej długości fali, będzie zależał od  $\varphi$ -kąta wychylenia kryształu od pozycji Bragga, gdyż  $|\hat{\kappa} - \hat{\tau}|_{\text{min}} = \tau\varphi$ , wtedy

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{maks}}^{(T=T_c)} = \frac{A}{r_1^2\tau^2\varphi^2}.$$

Pomiary takie przeprowadzili Riste i autor [16] dla hematytu ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), który jest antyferromagnetykiem o  $T_c = 696^\circ\text{C}$ . Otrzymano w tym wypadku całkowitą zgodność z teorią nie tylko co do charakteru przebiegu zależności przekroju czynnego od  $\varphi$  (rys. 6) ale i co do wartości  $r_1$  obliczonej według de Gennes'a [10].

$\kappa_1$  wyznacza się badając temperaturową zależność  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  przy ustalonej orientacji kryształu,  $\varphi = \text{const}$ . Znaleziony w ten sposób przebieg  $\kappa_1$  z temperaturą (rys. 7), nie ma charakteru liniowego, wynikającego z obliczeń przeprowadzonych metodą pola molekularnego. Wynik nie musi



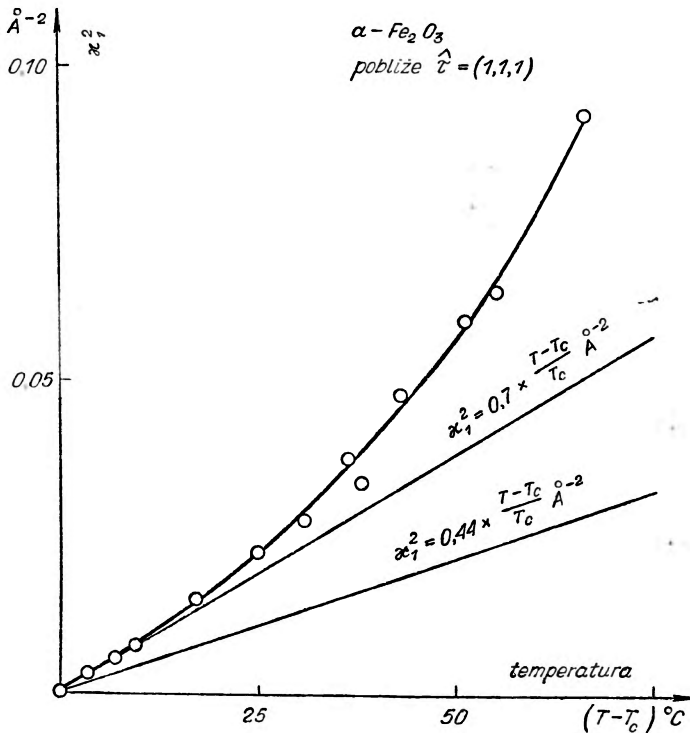
Rys. 6. Różniczkowy przekrój czynny w maksimum pasma rozmytego odpowiadającego neutronom o energii 0,036 eV. Na osi rzędnych odłożone są pierwiastki przekroju czynnego wyrażonego w barnach  $\times (\text{steradian})^{-1}$  na atom żelaza

jednak oznaczać niesłuszności aproksymacji statycznej. Teoretyczna wartość  $\kappa_1$  została obliczona z równania różniczkowego, które dobrze zastępuje równanie różnicowe wymagane dyskretnością siatki spinów w kryształach, jedynie przy dużym zasięgu korelacji. Należało więc oczekiwać załamania się zgodności z teorią, poczynwszy od  $\kappa_1^{-1}$  rzędu promienia pierwszej powłoki koordynacyjnej spinów Dla hematytu wynosi to około 4 Å.

Autorowi znane są jeszcze dwie prace wykonane techniką białej wiązki: jedna nad rozpraszaniem krytycznym w monokryształach żelaza (Lowde [13]) druga, w kryształach tlenku kobaltu, opublikowana przez Mc Reynoldsa i Riste'go [17]. Sposób opracowywania pomiarów był w każdej z nich odmienny. Lowde znalazł zupełnie zadowalającą zgodność z teorią w wypadku  $\kappa_1(T)$ , miał jednak olbrzymi rozrzut punktów doświadczalnych. Dla  $\kappa_1$  otrzymał znacznie silniejszą zależność od temperatury niż była

sugerowana przez teorię. W wypadku CoO autorowie zadowolili się podaniem różniczkowego przekroju czynnego analizie fourierowskiej w celu spreparowania funkcji korelacji natychmiastowych.

Oprócz metody białej wiązki znajduje się w użyciu metoda proszkowa polegająca na analizie niskokątowego rozpraszania wiązki monochromatycznej w proszkach polikrystalicznych. Wykorzystanie próbek proszko-



Rys. 7. Linie proste odpowiadają teoretycznemu przebiegowi  $\kappa_1$  obliczonemu przy założeniu różnych modeli sprzężeń między spinami

wych znacznie rozszerza możliwości badawcze, gdyż naturalne, dobrze wykształcone i duże monokryształy magnetyków są wielką (poza magne-  
tytem i hematytem) rzadkością, a produkcja sztucznych jest trudna. Obraz maksimum rozmytego dookoła kierunku wiązki padającej jest dla proszków identyczny z obrazem rozpraszania dookoła  $\tau = (0, 0, 0)$  na monokryształach, uśrednionym po wszystkich możliwych orientacjach kryształu. Jeżeli nie poszukujemy efektów związanych z anizotropią kryształów, o co dotąd nikt się jeszcze nie pokusił, to metoda ta ma duże znaczenie, zwłaszcza dla kryształów o siatkach kubicznych.

Rozpraszanie krytyczne w żelazie badali w ten sposób Gersh z towa-  
rzyszami [18] oraz Galula i Jacrot [19]. Ci ostatni posługiwali się zi-

mnymi neutronami o energii  $3 \cdot 10^{-3}$  eV i otrzymali na  $r_1$  i  $\kappa_1$  wartości różne od wyników Gersha i Lowdego, czego nie potrafili wytłumaczyć.

Erickson i Jacrot [20] porównywali widma energetyczne neutronów przed i po rozproszeniu na żelazie w poszukiwaniu stopnia nieelastyczności rozpraszania krytycznego. Eksperyment ten był rozszerzeniem pracy poprzedniej. Wykonany został w Saclay na tym samym selektorze mechanicznym przy użyciu neutronów o tej samej energii. Widmo neutronów rozproszonych analizowane było metodą czasu przelotu. Kąt, pod jakim liczono neutrony rozproszone, wynosił  $4^\circ$ . Zniekształcenie pierwotnego widma energetycznego dla temperatur żelaza bliskich  $T_c$  okazało się nieznaczne i zgodne z przewidywaniami opartymi na modelu Heisenberga i teorii Van Hove'a.

Wydaje się obecnie, że przybliżenie statyczne dość dobrze opisuje rozpraszanie krytyczne w bezpośredniej bliskości  $T_c$ . Nie można tego stwierdzić z całą pewnością ze względu na ubóstwo materiału doświadczalnego i pewne sprzeczności między wynikami otrzymywanymi w różnych laboratoriach [21]. W miarę opracowywania bardziej niezawodnych metod eksperymentalnych, a zwłaszcza wprowadzania w użycie silniejszych wiązek neutronowych, należy oczekiwać podjęcia pomiarów kompletnych. Otrzymane tą drogą zupełne funkcje korelacji  $\gamma'(r, t)$  dostarczą klucza do ostatecznego zrozumienia dynamiki układu spinów w magnetykach.

#### Literatura

- [1] G. E. Bacon, *Neutron Diffraction*, Oxford 1955.
- [2] B. Buras i D. O'Connor, *Nuleonika* **4**, 119 (1959).
- [3] J. Janik, *Postępy Fizyki* **9**, 429 (1958).
- [4] J. Janik, *Nukleonika* **4**, 241 (1959).
- [5] L. Van Hove, *Phys. Rev.*, **95**, 249 (1954).
- [6] L. Van Hove, *Phys. Rev.* **95**, 1374 (1954).
- [7] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, N. Y. 1959.
- [8] R. J. Elliot i W. Marshall, *Rev. Modern Phys.* **30**, 75 (1958).
- [9] P. G. de Gennes i J. Villain, *J. Phys. Chem. Solids* **13**, 10 (1960)
- [10] P. G. de Gennes, *J. Phys. Chem. Solids* **6**, 43 (1958).
- [11] H. Palevsky i D. J. Hughes, *Phys. Rev.* **92**, 202 (1953).
- [12] G. L. Squires, *Proc. Phys. Soc.* **A67**, 248 (1954).
- [13] R. D. Lowde, *Revs. Modern Phys.* **30**, 69 (1958).
- [14] A. W. Mc Reynolds i T. Riste, *Phys. Rev.* **95**, 1161 (1954).
- [15] T. Riste, K. Blinowski i J. Janik, *J. Phys. Chem. Solids* **9**, 153 (1959).
- [16] T. Riste i A. Wanic, *KIR* Nr 30, 1959.
- [17] A. W. Mc Reynolds i T. Riste, *J. Phys. Radium* **20**, 175 (1959).
- [18] H. A. Gersch, C. G. Shull i M. K. Wilkinson, *Phys. Rev.* **103**, 525 (1956)
- [19] M. Galula, B. Jacrot i J. P. Mangin, *Rapport CEA* Nr 1101 (1959).
- [20] M. Erikson i B. Jacrot, *Comptes Rendus* **246** 1018 (1958).
- [21] K. Blinowski (*informacja prywatna*).

*Wanda Hanus*

Katedra Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Mikołaja Kopernika  
Toruń

## O niektórych zagadnieniach natężeń względnych w widmach atomowych

Badanie natężeń linii widmowych należy do najbardziej podstawowych zagadnień spektroskopii, które na równi z zagadnieniem ich częstości skupiało na sobie uwagę fizyków od pierwszych lat rozwoju tej dziedziny. Znaczna część badań dotyczy węższego problemu natężeń względnych (w obrębie serii, multipletów, składowych zeemanowskich itd.). W artykule omawiane będą głównie stosunki natężeń w multipletach normalnych, ze szczególnym uwzględnieniem widm dubletowych. Wzmianki o innych rodzajach względnych natężeń będą konieczne ze względu na ich wzajemne związki. Celem artykułu jest krótka charakterystyka rozwoju koncepcji teoretycznych<sup>1</sup>, związanych z tym zagadnieniem. Rozważania obejmują jedynie wypadki promienowania dipolowego.

Proste związki, zachodzące między natężeniami określonych zespołów linii widmowych zostały wcześniej dostrzeżone i ujęte w empiryczne reguły, których słuszność potwierdziły późniejsze rozważania teoretyczne. Należy tu wymienić np. jakościową regułę Sommerfelda i Heisenberga, (porządkującą składowe multipletów w kolejności malejących natężeń według przejść  $\Delta L = \Delta J$ ,  $\Delta L = \Delta J \pm 1$ ,  $\Delta L = \Delta J \pm 2$ ) oraz pierwsze prawa ilościowe, wyrażone w postaci tzw. „*regul sum*“, sformułowanych przez Ornsteina, Burgera i Dorgelo. Jak sama nazwa wskazuje, wyrażają one związki między sumami natężeń pewnych zespołów linii. Ogólną ich cechą jest zupełna symetria względem stanów początkowych i końcowych.

Najprostsza reguła sum dla składowych rozszczepienia zeemanowskiego w multipletach normalnych mówi, że suma natężeń linii o wspólnym podpoziomiu początkowym (lub końcowym), określonym liczbą magnetyczną  $M$ , nie zależy od wartości  $M$ . Reguła sum o zupełnie podobnej

<sup>1</sup> Artykuł, omawiający to zagadnienie od strony doświadczalnej ukazał się w jednym z wcześniejszych numerów „Postępów Fizyki“: M. D. Kunisz i H. Niewodniczański, Tom VII/4, 289, 1956.



postaci wiąże składowe multipletów: suma natężeń linii o wspólnym pod-poziomie początkowym (lub końcowym), określonym liczbą wewnętrzną  $J$  jest proporcjonalna do wagi statystycznej tego poziomu  $2J+1$ . (Obie reguły są właściwie równobrzmiące, zważywszy, że wagi statystyczne podpoziomów zeemanowskich są równe jedności). Ustalone początkowo dla sprzężenia Russela-Saundersa reguły te zostały następnie uogólnione na wypadki dowolnych sprzężeń, przy równoczesnym włączeniu do sum innych, dozwolonych w tym wypadku przejść (np. interkombinacyjnych). Okazało się również, że reguły sum są ściśle spełnione nie dla obserwowanych natężeń, ale dla innych, blisko z nimi związanych wielkości (które czasem wprost nazywa się „natężeniami“); będzie o tym mowa w dalszym ciągu artykułu<sup>2</sup>. W podanym tu krótkim przeglądzie pominięto związki, istniejące między składowymi rozszczepienia w silnym polu magnetycznym, ponieważ nie wiążą się one bezpośrednio z dalszym tokiem rozważań. Natomiast podstawowe znaczenie dla interpretacji teoretycznej posiada wypadek pola słabego, dający możliwość przejścia granicznego do znikającego pola.

Pierwsze, jeszcze niezupełnie ściśle próby uzasadnienia reguł sum powstały na gruncie rozważań korespondencyjnych starszej teorii kwantów. Podstawową rolę odegrało tu założenie o ciągłym zachowaniu się natężeń (i polaryzacji) przy wspomnianym przejściu granicznym  $\vec{H} \rightarrow 0$  oraz postulaty stabilności spektroskopowej i izotropowości promieniowania mówiące, że natężenie łączne wszystkich składowych zeemanowskich w dowolnie obranym kierunku nie jest spolaryzowane i nie zależy od tego kierunku<sup>3</sup>. Przy pomocy rozważań tego typu zostały uzasadnione wspomniane poprzednio reguły sum dla składowych zeemanowskich oraz twierdzenie, że łączne natężenie całkowite dla zespolów przejść, spełniających kolejno warunki  $\Delta M = +1, 0, -1$ , są sobie równe. W podobny, jakkolwiek mniej pogłębiony sposób zostały uzasadnione reguły sum dla składowych multipletów. Dokładne omówienie tych problemów i odnośniki do prac oryginalnych znaleźć można w artykule Pauliego [2].

Reguły sum były od początku wiązane z zagadnieniem względnych natężeń. Rzeczywiście, w prostszych wypadkach wystarczają one do jednoznacznego określenia tych ostatnich; w bardziej skomplikowanych można by powiedzieć, że reguły sum odegrały rolę uzupełnienia zasady odpowiedniości, gdyż w oparciu o te dwa założenia łącznie Kronig, Sommerfeld, Hönl i Russel wyprowadzili poprawne wzory na

<sup>2</sup> Szczegółowe rozważania na ten temat, jak również najogólniejszą postać reguł sum, dla przejść w obrębie wszystkich poziomów konfiguracji końcowej (lub początkowej) podają Condon i Shortley [1].

<sup>3</sup> Chodzi tu o natężenie promieniowania w obrębie elementu kąta bryłowego, w przeciwieństwie do natężeń całkowitych, występujących w regułach sum.

względne natężenia, zarówno dla składowych rozszczepienia zeemanowskiego, jak dla składowych multipletów, mimo że problem natężeń należał w ogólności do najślabszych stron starszej teorii kwantów.

Rozważania te mają dziś oczywiście znaczenie jedynie historyczne. Przestała również być aktualna kwestia, którym z omówionych związków przypisać należy znaczenie podstawowe, a które potraktować jako wnioski wynikające z tamtych. Wiadomo bowiem, że wszystkie te fakty mieszczą się w ramach nowszej, kwantowej teorii promieniowania. Umożliwia ona w szczególności głębsze zrozumienie wzajemnego stosunku obu omawianych zagadnień: względnych natężeń i reguł sum. Najogólniej postawiony problem oddziaływania elektronów z polem elektromagnetycznym wymaga użycia formalizmu elektrodynamiki kwantowej, opisującej oddziaływanie kwantowych pól elektromagnetycznego i elektronowego. Jeśli jednak chodzi o zjawiska emisji i absorpcji promieniowania przez układy atomowe, zupełnie wystarczającym przybliżeniem jest teoria Diraca [3], traktująca atom (opisany zwykłymi metodami mechaniki kwantowej) oraz kwantowe pole promieniowania jako jeden układ. Punktem wyjścia jest więc hamiltonian

$$H = H_A^0 + H_P^0 + H', \quad (1)$$

gdzie  $H_A^0$  oznacza hamiltonian atomu nie zaburzonego, obejmujący również podłużne stopnie swobody pola elektromagnetycznego (uwzględnione, jako energia oddziaływań kulombowskich, wyrażona przy pomocy odpowiedniego potencjału pola centralnego np. typu Hartreego-Focka);  $H_P^0$  reprezentuje kwantowy hamiltonian nie zaburzonego poprzecznego pola elektromagnetycznego, zaś  $H'$  jest energią oddziaływania między obu częściami układu. Jak dobrze wiadomo, słabość oddziaływania pozwala na rozwiązanie równania Schrödingera, określonego przez hamiltonian (1), metodą rachunku zaburzeń zależnego od czasu (sformułowanego przez Diraca właśnie w związku z tym zagadnieniem). Pierwszy rząd przybliżenia daje prawdopodobieństwa przejść, przy których zostaje emitowany lub absorbowany jeden kwant promieniowania, a równocześnie stan kwantowy atomu zmienia się zgodnie z zasadą zachowania energii. Te wielkości (wyrażone przez kwadraty bezwzględnych wartości elementów macierzy  $H'$ ) prowadzą już bezpośrednio do wzorów na obserwowane natężenia linii widmowych, zgodnie z wzorem

$$J_{a \rightarrow a'} = N_a h \nu A_{a \rightarrow a'}. \quad (2)$$

Wskaźniki  $a, a'$  oznaczają tu zespoły liczb kwantowych, określających stan początkowy i końcowy.  $N_a$  ilość atomów w stanie początkowym,  $A_{a \rightarrow a'}$  prawdopodobieństwo przejścia, zaś  $I_{a \rightarrow a'}$  natężenie linii, odpowiadające przejściu  $a \rightarrow a'$ .

Pamiętając o poprawnym sformułowaniu zagadnienia na gruncie teorii promieniowania Diraca, można stronę rachunkową znacznie uprościć, przechodząc do formalizmu teorii półklasycznej, traktującej atom kwantowo, ale pole promieniowania klasycznie. Teoria taka, nie dająca działania atomu na pole promieniowania, nie ogranicza jednak ogólności rozważań w omawianym wypadku; konfrontacja obu teorii wykazała bowiem zupełną identyczność ich wyników odnośnie prawdopodobieństw emisji i absorpcji. Jedyną różnicę stanowi fakt, że teoria Diraca daje w sposób konsekwentny, jako jedną całość dwa rodzaje emisji: indukowaną i spontaniczną, natomiast na gruncie półklasycznym ta ostatnia musi być wprowadzona, przy pomocy nie zupełnie przekonywających argumentów natury korespondencyjnej. Związki między wprowadzonymi przez Einsteina fenomenologicznymi współczynnikami absorpcji i obu rodzajów emisji, wynikające z rozważań termodynamicznych pozwalają emisję spontaniczną wyrazić przez indukowaną, tę zaś można obliczyć przy pomocy rachunku zaburzeń, przeprowadzonego na gruncie teorii półklasycznej. Najczęściej zresztą przyczynek pochodzący od emisji indukowanej jest do pominięcia wobec emisji spontanicznej, ze względu na małą gęstość promieniowania. Ograniczając jeszcze rozważania do promieniowania dipolowego, dochodzi się dzięki kolejnym uproszczeniom do dobrze znanych, prostych wzorów na prawdopodobieństwo przejścia i natężenie linii emisyjnej

$$A_{a \rightarrow a'} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3} |\vec{P}_{a,a'}|^2, \quad (3)$$

$$I_{a \rightarrow a'} = N_a \frac{64\pi^4\nu^4}{3c^3} |\vec{P}_{a,a'}|^2. \quad (4)$$

Wzór (4) jest korespondencyjnym odpowiednikiem wyrażenia na promieniowanie klasycznego dipola i tą drogą został wyprowadzony jeszcze przed powstawaniem poprawnej teorii. Jest zupełnie wystarczająco dokładnym punktem wyjścia dla wielu rozważań, dotyczących natężeń linii widmowych.

Symbole  $a$ ,  $a'$  we wzorach (3), (4) oznaczają, jak poprzednio kompletny zespół liczb kwantowych, określających stan początkowy i końcowy. Chodzi tu więc o przejścia między określonymi podpoziomami zeemansowymi. Można to uwidocznić w zapisie, wyodrębniając ze zbioru  $a$  liczbę magnetyczną  $M$  (a resztę oznaczając przez  $\gamma$ ):

$$A_{\gamma M \rightarrow \gamma' M'} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3} |\vec{P}_{\gamma M, \gamma' M'}|^2, \quad (3')$$

$$I_{\gamma M \rightarrow \gamma' M'} = N_{\gamma M} \frac{64\pi^4\nu^4}{3c^3} |\vec{P}_{\gamma M, \gamma' M'}|^2. \quad (4')$$

Jeśli atom nie jest zaburzony przez pole zewnętrzne i jego poziomy są  $(2J+1)$ -krotnie zwyrodniałe, to nateżenia nie rozdzielonych linii wyrażają się jako sumy nateżeń składowych zeemanowskich

$$I_{\gamma \rightarrow \gamma'} = \sum_{M, M'} I_{\gamma M \rightarrow \gamma' M'} . \quad (5)$$

Najczęściej warunki fizyczne wzbudzenia zapewniają jednakowe obsadzenie wszystkich pod-poziomów zeemanowskich i do tych wypadków ograniczają się dalsze rozważania (Jest to tzw. „pobudzenie naturalne“, o charakterze izotropowym, dające stan równowagi termodynamicznej, do którego stosuje się wzór Boltzmann'a)<sup>4</sup>. Jest więc

$$N_{\gamma} = \sum_M N_{\gamma M} = (2J+1) N_{\gamma M} , \quad (6)$$

gdzie  $N_{\gamma M}$  nie zależy od  $M$ . W tym wypadku

$$I_{\gamma \rightarrow \gamma'} = N_{\gamma M} \frac{64\pi^4 \nu^4}{3c^3} \sum_{MM'} |\vec{P}_{\gamma M, \gamma' M'}|^2 = \frac{N_{\gamma}}{2J+1} \frac{64\pi^4 \nu^4}{3c^3} \sum_{MM'} |\vec{P}_{\gamma M, \gamma' M'}|^2 . \quad (7)$$

Wyrażając z drugiej strony nateżenie  $I_{\gamma \rightarrow \gamma'}$  przez prawdopodobieństwo  $A_{\gamma \rightarrow \gamma'}$  w sposób analogiczny do (2), otrzymuje się związek

$$A_{\gamma \rightarrow \gamma'} = \frac{1}{g_{\gamma}} \sum_{M, M'} A_{\gamma M \rightarrow \gamma' M'} , \quad (8)$$

świadczący o tym, że  $A_{\gamma \rightarrow \gamma'}$  nie są symetryczne względem stanów początkowych i końcowych. Z tego względu, mimo swego poglądowego znaczenia nie są one wygodne w rozważaniach spektroskopowych. W ich miejsce Condon i Shortley wprowadzili symetryczne względem obu stanów wielkości

$$S_{\gamma M, \gamma' M'} = |P_{\gamma M, \gamma' M'}|^2 \quad (9)$$

$$S_{\gamma, \gamma'} = \sum_{M, M'} S_{\gamma M, \gamma' M'} ; \quad (10)$$

(można również tworzyć sumy częściowe  $S_{\gamma M, \gamma'} = \sum_{M'} S_{\gamma M, \gamma' M'}$ ,  $S_{\gamma, \gamma' M'} = \sum_M S_{\gamma M, \gamma' M'}$ ). Jest oczywiście  $S_{\gamma, \gamma'} = \sum_M S_{\gamma M, \gamma'} = \sum_{M'} S_{\gamma, \gamma' M'}$ ). Prawdopodo-

<sup>4</sup> Inne, specjalne typy selektywnego pobudzenia omawiał np. artykuł T. Skalińskiego. Postępy Fizyki, Tom IX/5, 515, 1958. Zob. także monografię Mitchella i Zemanskyego [4].

bieństwa przejść i natężenia linii wyrażają się przez wielkości  $S$  za pomocą wzorów

$$A_{\gamma \rightarrow \gamma'} = \frac{1}{g_\gamma} \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} S_{\gamma, \gamma'}, \quad (11)$$

$$I_{\gamma \rightarrow \gamma'} = \frac{N_\gamma}{g_\gamma} \frac{64\pi^4 \nu^4}{3c^3} S_{\gamma, \gamma'}. \quad (12)$$

Są one często przyjmowane jako teoretyczna miara natężeń linii. Z tego względu w dalszej części artykułu będą nazywane wprost „natężeniami” tam, gdzie nie zachodzi obawa pomieszania ich z mierzonymi natężeniami  $I$ <sup>5</sup>.

Drugą ich zaletą (obok symetrii względem stanu początkowego i końcowego) jest niezależność od częstości. Z tego względu można je sumować również po przejściach o różnych częstościach, np. po składowych multipletów. Omawiane poprzednio reguły sum są spełnione w sposób ścisły właśnie dla wielkości  $S$ , (a nie dla prawdziwych natężeń  $I$ ). Związki te można wyprowadzić z formalizmu mechaniki kwantowej (nie odwołując się do teorii promieniowania), dzięki temu, że wielkości  $S$  wyrażają się przez kwadraty elementów macierzy momentu dipolowego. Należy tylko wykorzystać w tym celu operatorowe własności momentu dipolowego i jego związki z operatorem momentu pędu (będącym operatorem bazowym reprezentacji). Robią to szczegółowo Condon i Shortley. Bardzo wiele danych, dotyczących reguł sum zostało bardzo wcześnie wyprowadzonych na gruncie teorii grup, np. przez Wignera i Neumanna [5]. Fakty te świadczą o tym, że reguły sum stanowią pewien problem autonomiczny, częściowo tylko związany z teorią promieniowania. Łączenie go z zagadnieniem względnych natężeń jest być może wynikiem zbiegu okoliczności sprawiającego, że ilość niezależnych relacji algebraicznych, jakich dostarczają reguły sum wystarcza często do jednoznacznego ustalenia względnych natężeń. Wiadomo zresztą, że jest to możliwe tylko w prostszych wypadkach (dla dubletów, oraz linii, posiadających poziom początkowy, lub końcowy  $S$ ). Powyższy wniosek nie przeczy zresztą faktowi, że reguły sum mogą być sprawdzone przy użyciu wzorów na natężenia linii.

Natężenia bezwzględne, wyrażone wzorami (4') i (12) nie mogą być na ogół wykorzystane do bezpośredniej konfrontacji z danymi doświadczalnymi ze względu na obecność nieznanymi czynników  $N_\gamma$  lub  $N_{\gamma M}$ .

<sup>5</sup> W jęz. angielskim odróżnia się je nazwą „*line strengths*” od natężeń — „*line intensities*”, co jednak w dosłownym tłumaczeniu wymagałoby użycia niezbyt szczęśliwego terminu „*sila linii*”.

Te trudne do wyznaczenia wielkości można wyeliminować, przechodząc do rozważań dotyczących nateżeń względnych. Jest w ogólności:

$$\frac{N_{\gamma}}{N_{\gamma'}} = \frac{g_{\gamma} \exp(-E_{\gamma}/kT)}{g_{\gamma'} \exp(-E_{\gamma'}/kT)} = \frac{g_{\gamma}}{g_{\gamma'}} \exp(-\Delta E/kT) \approx \frac{g_{\gamma}}{g_{\gamma'}}. \quad (13)$$

Czynnik Boltzmann można pominąć dla dostatecznie wysokich temperatur oraz wtedy, gdy porównuje się bliskie linie, np. składowe wąskich multipletów. W tych wszystkich wypadkach, oznaczając dwa porównywane przejścia wskaźnikami ', '', otrzymuje się na podstawie (12) i (13)

$$\frac{I'}{I''} = \left(\frac{\nu'}{\nu''}\right)^4 \frac{S'}{S''}. \quad (14)$$

Związek ten łączy w prosty sposób mierzone względne nateżenia z względnymi wielkościami  $S$ . Dla bardzo bliskich linii można oba stosunki wprost zidentyfikować, pomijając poprawkę  $\left(\frac{\nu'}{\nu''}\right)^4$  jako bliską jedności. Należy jeszcze zauważyć, że porównanie danych doświadczalnych z teoretycznymi za pomocą wzoru (14) jest poprawne tylko wtedy, gdy zostały wyeliminowane wszelkie czynniki zewnętrzne, wpływające na wartość mierzonych nateżeń; (należy do nich np. wpływ reabsorpcji). Teoretyczna analiza tych zakłóceń należy już do zupełnie innego kręgu zagadnień, dotyczy bowiem zewnętrznych warunków, w których znajdują się promieniujące atomy, a nie samego procesu emisji.

Wielkości  $S$  dają się w zasadzie obliczyć przy użyciu zwykłych metod mechaniki kwantowej, jeśli znane są funkcje własne stanu początkowego i końcowego. Całkowanie po zmiennych kątowych  $\vartheta, \varphi$  w polu centralnym jest elementarne; można zresztą uniknąć jego wykonywania, wykorzystując wspomniane poprzednio ogólne związki między operatorami momentu dipolowego i momentu pędu. Zostało również udowodnione, że w najogólniejszym wypadku  $S$  da się wyrazić w postaci

$$S = \mathcal{S}(\mathcal{M}) \cdot \mathcal{S}(\mathcal{L}) \cdot \sigma^2, \quad (15)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{4l^2 - 1} \left( \int_0^{\infty} R_i R_f r^3 dr \right)^2, \quad (16)$$

gdzie  $\mathcal{S}(\mathcal{M})$  oznacza czynnik charakteryzujący dany multiplet w schemacie przejść,  $\mathcal{S}(\mathcal{L})$  daną linię w multiplemie,  $l$  większą z dwu azymutalnych liczb kwantowych, określających przejście, zaś  $R_i, R_f$  funkcje radialne stanu początkowego i końcowego. Tabele wielkości  $\mathcal{S}(\mathcal{M})$  podał Goldberg [6];  $\mathcal{S}(\mathcal{L})$  obliczyli Russel oraz White i Eliassen [7]. Dane te są to często cytowane w monografiach i tabelach<sup>6</sup>, dotyczących tych

<sup>6</sup> N. p. zob. Allen [8].



zagadnień. Pozwalają na szybkie obliczenie  $S$  z dokładnością do  $\sigma^2$ . Najtrudniejszym jest problem obliczenia całek radialnych. Znajomość ich nie jest jednak zupełnie potrzebna do wyznaczenia względnych natężeń  $S$  w obrębie przejść o jednakowych funkcjach radialnych  $R_i, R$ . Tak jest w szczególności dla składowych multipletów. Do najprostszych i najbardziej znanych należy wynik  $\frac{S'}{S''} = 2$  dla dubletów pierwiastków o jednym elektronie zewnętrznym (w serii głównej, ostrej oraz rozmytej przy nie rozdzielonych poziomach  ${}^2D_{3/2, 5/2}$ ); wskaźniki ', '' odpowiadają kolejno poziomom początkowym, lub końcowym  ${}^2P_{3/2}, {}^2P_{1/2}$ .

Wyniki doświadczalne nie potwierdziły w całej rozciągłości przewidywanych dla multipletów wartości względnych natężeń (ściślej względnych wielkości  $S$ ). Obok dobrej zgodności w szeregu wypadków, istnieją znaczne odstępstwa w innych. Najwcześniej zostały one zauważone i zbadane systematycznie w serii głównej alkaliów, gdzie  $\frac{S'}{S''} > 2$ , począwszy od drugiego czlonu serii; wartość ta zwiększa się stopniowo dla dalszych członów serii, a również rośnie szybko z liczbą porządkową pierwiastka: poprawka znikomo mała dla litu, staje się znaczna dla cezu.

Teoretyczne uzasadnienie odstępstw podał Fermi [9], przypisując je wpływowi sprzężenia między spinem a momentem orbitalnym zewnętrznego elektronu. Energię tego oddziaływania przyjął w postaci podanej przez Thomasa i Frenkla [10]

$$H' = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \vec{L} \cdot \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \quad \text{dla } l \neq 0, \quad (17)$$

$$H' = 0 \quad \text{dla } l = 0. \quad (17')$$

$U$  oznacza tu energię potencjalną pola centralnego,  $m$  masę elektronu,  $\vec{L}$  orbitalny moment pędu,  $\vec{\sigma}$  wektor spinu Pauliego (oznaczenia różnią się nieco od używanych przez Fermiego)<sup>7</sup>. Uwzględniając  $H'$  przy pomocy rachunku zaburzeń, otrzymał w pierwszym przybliżeniu poprawione funkcje poziomów  $n^2P_{1/2, 3/2}$ , różne dla obu wartości  $j$  i dlatego dające po podstawieniu do licznika i mianownika wyrażenia na  $\frac{S'}{S''}$  poprawkę do pierwotnej wartości 2 (otrzymanej wtedy, gdy całki radialne

<sup>7</sup> Pewną wątpliwość może dziś budzić stosowalność wzoru (17), wyprowadzonego na gruncie półklasycznej teorii spinu, oraz wniosek (17'), gdyż dla  $l = 0$  jest wprawdzie  $\vec{L} = 0$ , ale równocześnie całki radialne  $\int_0^\infty R_{n0}^0 \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} R_{k0}^0 r^2 dr$ , przez które wyrażają się odpowiednie elementy macierzy  $H'$ , stają się rozbieżne i całe wyrażenie jest nie oznaczone. Za słusznością (17), (17') przemawia fakt, że analogiczny wynik (dla problemu jednoelektronowego) daje nierelatywistyczne przybliżenie teorii Diraca.

upraszczały się). Funkcje zaburzone poziomów  $n^2P$  zawierają przyczynki, pochodzące od wszystkich  $k^2P$  ( $k \neq n$ ). Stąd zrozumiałą jest duży wpływ zaburzenia w dalszych członach serii, a minimalny w pierwszym, jeśli uwzględnić, że podstawowy poziom  $1^2S$  kombinuje najsilniej z najbliższym  $2^2P$  <sup>8)</sup>). Ostateczne wyrażenie na  $\frac{S'}{S''}$  zostało przez Fermiego doprowadzone do postaci, zawierającej same wielkości w zasadzie bezpośrednio mierzalne

$$\frac{S'}{S''} = 2 \left( \frac{1 + \frac{1}{3} \sum}{1 - \frac{2}{3} \sum} \right)^2, \quad \sum = \sum'_{k \neq n} \frac{\sqrt{\Delta_{n1} \cdot \Delta_{k1}}}{E_{n1}^0 - E_{k1}^0} \sqrt{\frac{S_{10,k1}}{S_{10,n1}}}, \quad (18)$$

$$\sqrt{\frac{S_{10,k1}}{S_{10,n1}}} = \frac{\int_0^\infty R_{10}^0 R_{k1}^0 r^3 dr}{\int_0^\infty R_{10}^0 R_{n1}^0 r^3 dr}; \quad (19)$$

$\Delta_{n1}$  oznaczają znane z pomiarów spektroskopowych odstępów dubletów  $n^2P$ , przez które Fermi wyraził w przybliżeniu trudne do obliczenia całki  $\int_0^\infty R_{n1}^0 \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} R_{k1}^0 r^2 dr$ .  $R_{nl}^0$  są radialnymi funkcjami przybliżenia zerowego  $S_{10,n1}$  całkowitymi „nateżeniami  $S$ “ dla nie rozdzielnych linii ( $1^2S - n^2P$ ). Ich stosunki, potrzebne do obliczenia (18) były częściowo zaczerpnięte z doświadczenia, tam zaś, gdzie tych danych brakowało, Fermi posłużył się wynikami rachunków (Gentilego i Maiorany [11]). Dane te były i są do dziś stosunkowo mało dokładne i niepełne. To stanowi główną przeszkodę w uzyskaniu (i oszacowaniu) maksymalnej dokładności wyniku, osiągalnej przy pomocy rachunku Fermiego, tym bardziej, że nie duże nawet zmiany wartości wyrażeń (19) wpływają decydująco na numeryczną wartość  $\frac{S'}{S''}$ ; zauważył to Sambursky [12], wktórce po ukazaniu się pracy Fermiego. Wyniki Fermiego są w każdym razie zgodne z doświadczalnymi. Te ostatnie wykazują zresztą spore różnice u różnych autorów. Największe rozbieżności istnieją w ocenie względnych nateżeń dalszych członów serii cezu. Np. kwestia, czy istnieje maksimum stwierdzone przez pomiary Samburskiego [13], czy też w przybliżeniu monotoniczny wzrost (ewentualnie asymptotyczny), jak to sugerują oszacowania rachunkowe tegoż autora [12], pomiary M. Beutell [14] oraz końcowa uwaga w publikacji Kratza [15] — nie jest właściwie definitywnie rozstrzygnięta ani na drodze teoretycznej, ani na doświadczalnej.

<sup>8)</sup> 1, 2 i podobnie  $n, k$  w dalszych wzorach oznaczają konwencjonalne liczby kwantowe.



Odstępstwa od przewidywanych względnych nateżeń w multipletach pierwiastków o większej liczbie elektronów zewnętrznych są znacznie mniej zbadane. W wielu wypadkach, poza stwierdzeniem ich istnienia trudno wysnuć dokładniejsze wnioski, dotyczące charakteru odstępstw. Brak również ich uzasadnienia teoretycznego. Można jedynie spodziewać się, że i w tym wypadku poważną rolę odgrywać będą oddziaływania między spinami i momentami orbitalnymi elektronów zewnętrznych, nie można jednak wykluczyć z góry wpływu szeregu innych zaburzeń. Stosunkowo najprostszy wypadek po alkaliach stanowią pierwiastki trzeciej kolumny, posiadające trzy elektrony zewnętrzne, w tym dwa w warstwie zamkniętej  $S$ , zaś trzeci w stanie podstawowym  ${}^2P_{1/2}$ . Od dawna wiadomo, że widma dubletowe tych pierwiastków, emitowane przy pobudzeniu elektronu  $P$  posiadają strukturę bardzo podobną do struktury widm alkaliów<sup>9</sup>. Pomiar, dotyczące względnych nateżeń w dubletach serii głównej i obu serii pobocznych pierwiastków Al, Ga, In i Tl są w ostatnich latach prowadzone systematycznie przez M. D. Kunisz [16] w oparciu o literaturę wcześniejszą (zresztą niezbyt bogatą). Dotychczasowe wyniki sugerują daleko idącą analogię między charakterem odstępstw od regul sum w dubletach alkaliów z jednej, a glinowców z drugiej strony. Nowością jest jedynie fakt, że pojawiają się również w obu seriach pobocznych glinowców, podczas, gdy dla alkaliów efektu takiego nie zaobserwowano.

Podobieństwo to skłania do przypuszczenia, że również uzasadnienie teoretyczne nie będzie zbyt odstępować od podanego przez Fermiego dla alkaliów. (Rozważania na ten temat zostaną wkrótce opublikowane przez autorkę artykułu)

Możliwość otrzymania numerycznych wyników, zarówno w wypadku rozważanym przez Fermiego (wzory (18), (19)), jak dla jego ewentualnych uogólnień na inne serie i pierwiastki wiąże się ściśle ze znajomością całek radialnych  $\int_0^{\infty} R_i^0 R_j^0 r^3 dr$  związanych z „nateżeniami“  $S$  wzorami (15) i (16). Sprawa ma zresztą znacznie szerszy aspekt, ponieważ wartości tych całek są potrzebne do rozwiązania wielu innych zagadnień, bardzo często wkraczających również w dziedzinę astrofizyki.

Teoretyczne obliczenie całek radialnych jest zadaniem w zasadzie wykonalnym na gruncie mechaniki kwantowej. W najprostszym wypadku atomu wodoru rachunki takie zostały wykonane w latach 1926—28<sup>10</sup>. W latach następnych wykonano również szereg przybliżonych obliczeń

<sup>9</sup> Analogia ta nie dotyczy oczywiście kwartetów i drugiego układu dubletów, emitowanych na skutek pobudzenia jednego z elektronów  $S$ .

<sup>10</sup> Dane są zebrane w artykule Bethego (lub Bethego i Salpetera) [17].

dla niektórych przejść w atomach innych pierwiastków (głównie alkaliów i niektórych zjonizowanych drugiej kolumny), w oparciu o opracowane już metody wyznaczania pól centralnych (przede wszystkim Hartreego lub Hartreego-Focka dla lżejszych oraz Fermiego-Thomasa dla cięższych pierwiastków). Dane te są jednak dalekie od kompletności; prawie zupełnie brak ich dla pierwiastków innych kolumn. Przy tym problem sam dla siebie nie budzi już obecnie większego zainteresowania od strony teoretycznej. Z tych względów dużym udogodnieniem są opracowane w roku 1949 przez Batesa i Damgaard [18] tablice, pozwalające na stosunkowo szybkie otrzymanie wartości większej ilości całek radialnych, w zasadzie dla dowolnego pierwiastka. Tablice obliczone są na podstawie prostego przybliżenia „kolumbowskiego“. Autorowie uzasadniają jego dopuszczalność tym, że odstępstwo energii potencjalnej od postaci kulombowskiej wpływa nieznacznie na wartość tych całek, w których główne przyczynki pochodzą od dużych wartości  $r$ . Cytują również szereg przykładów, w których ich wyniki są równie dobre, lub nawet lepsze, niż uzyskane przy pomocy innych bardzo uciążliwych rachunkowo metod obliczania poszczególnych całek. Dotyczy to również pierwiastków cięższych, dla których ich metoda jest stosunkowo mniej dokładna. Wynikiem tych rozważań, opartych na omówionym przybliżeniu jest wzór

$$\sigma = CF(n_i^*, l) \mathcal{J}(n_{i-1}^*, n_i^*, l), \quad (20)$$

gdzie  $\sigma$  jest związana bezpośrednio z szukanymi całkami radialnymi wzorem (16),  $C$  jest ładunkiem jądra (dla atomu obojętnego  $C = 1$ ),  $n_i^*$  efektywną liczbą kwantową<sup>11</sup>,  $l$  większą z dwu liczb azymutalnych, określających przejście. Tabele funkcji  $\mathcal{F}$  i  $\mathcal{J}$  są podane dla  $l = 1, 2, 3$ , (tzn. dla przejść  $S-P$ ,  $P-D$  i  $D-F$ ) oraz dla pewnych przedziałów  $n_{i-1}^*$ ,  $n_i^*$ . Przy zastosowaniu interpolacji można z łatwością odczytać z należyłą dokładnością wartości  $\sigma$ , niestety tylko dla kilku pierwszych przejść na poziomy  $S, P, D$  (zależnie od pierwiastka od 3 do 6), co stanowi główne ograniczenie stosowalności tablic Batesa i Damgaard.

Druga metoda wyznaczania całek radialnych polega na wykorzystaniu danych doświadczalnych, nie związanych bezpośrednio ze zjawiskami emisji i absorpcji. Opiera się na prostym związku, istniejącym między „natężeniami  $S$ “ a tzw. natężeniami oscylatorów  $f$

$$f = \frac{8\pi^2 mc}{3he^2} \frac{1}{g\lambda} S. \quad (21)$$

<sup>11</sup>  $n_i^*$  oblicza się z wzoru  $n^* = \frac{C}{\sqrt{\epsilon}}$  gdzie  $\epsilon$  jest energią poziomu, wyrażoną w Rydbergach.

We wzorze tym  $g$  oznacza wagę statystyczną poziomu niższego, a pozostałe symbole posiadają ogólnie przyjęte znaczenie. Wielkości  $f$  w przeciwieństwie do  $S$  (a podobnie, jak wspomniane na początku artykułu prawdopodobieństwa przejść  $A$ , które można również wyrazić bezpośrednio przez  $f$ ) są zależne od długości fali i nie symetryczne względem stanu początkowego i końcowego (dla emisji są ujemnego znaku — taka definicja jest celowa ze względu na reguły sumacyjne Thomasa-Kuhna, jakie spełniają te wielkości)

$$g_a f_{a \rightarrow a'} = -g_{a'} f_{a' \rightarrow a} \quad (22)$$

Wzór (21) stosuje się zarówno do przejścia między określonymi poziomami (wtedy  $g = 2J + 1$ ), jak do ich sum, np. po składowych multipletu; w tym ostatnim wypadku  $g = (2L + 1)(2S + 1)$  a  $f$  oznacza „efektywne“ natężenie oscylatora dla nie rozdzielonej linii. Bliższe dane dotyczące definicji i własności natężeń oscylatorów, wprowadzonych na gruncie teorii dyspersji i występujących w formule dyspersyjnej Kramersa-Heisenberga znaleźć można w cytowanej kilkakrotnie monografii Condon'a i Shortley'a (lub w artykule Korff'a i Bereita [19]). Nazwę uzasadniającą względą historyczne, w szczególności konfrontacja kwantowej formuły dyspersyjnej z wynikami rozważań klasycznych, opartych na modelu oddziaływania fali elektromagnetycznej z kwasi-elastycznie związanymi elektronami. Dla omawianej tu metody decydujące znaczenie posiadają jedynie dwa fakty: 1) istnienie związku (21), który łącznie z (15) i (16) pozwala wyrazić całki radialne przez natężenia oscylatorów oraz 2) istnienie szeregu dokładnych metod pomiaru wielkości  $f$ . W rezultacie wartości liczbowe całek radialnych można uzyskać bezpośrednio ze zmierzonych wielkości  $f$ . Umożliwia to uzupełnienie brakujących danych teoretycznych oraz porównanie wyników tam, gdzie do celu prowadzą obie metody. Wyrażenie wszystkich danych przez  $f$ ,  $S$ ,  $\sigma$  lub całki radialne jest już oczywiście kwestią umowy. Najczęściej są one podawane jako natężenia oscylatorów (np. w tablicach Landolta-Börnsteina [20]).

Wyznaczenie wartości  $f$  dla możliwie dużej ilości przejść w atomach różnych pierwiastków jest zadaniem budzącym duże zainteresowanie w ostatnich latach. Liczne są zwłaszcza publikacje na ten temat, pojawiające się w czasopismach astrofizycznych, co wiąże się niewątpliwie z rolą, jaką te wielkości odgrywają w rozważaniach, dotyczących warunków fizycznych i chemicznych w atmosferach gwiazd. Obok dawniejszych tradycyjnych metod pomiaru (opartych na anomalnej dyspersji, efekcie Faradaya, Starka itd.) opracowano ostatnio szereg nowych. Zestawia je krótko Aller [21], podając równocześnie obszerną literaturę. Najpełniejszy wykaz istniejących publikacji poświęconych wyznaczeniu wartości  $f$ , ( $S$  lub  $\sigma$ ) na drodze doświadczalnej lub teoretycznej znaleźć

można u Unsölda [22]. Powtarza go Regemorther [23], uzupełniając najnowszymi pozycjami (do roku 1959). Te coraz liczniejsze i dokładniejsze dane mogą dostarczyć zupełnie nowych możliwości poprawniejszego obliczenia odstępstw od reguł natężeniowych w multipletach. Niekorzystnym jest jedynie fakt, że pierwiastki (zwłaszcza najcięższe) pierwszej i trzeciej kolumny, najbardziej obiecujące jako przedmiot rozważań teoretycznych nie leżą w centrum zainteresowań astrofizyków i nie są dotychczas reprezentowane dość licznie w nowszych pomiarach natężeń oscylatorów.

## Literatura

- [1] E. U. Condon, G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press 1957.
- [2] W. Pauli, *Handbuch der Physik* XXIII/1, 226, 1926.
- [3] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A, **112**, 673 (1926).  
E. Fermi, Rev. Mod. Phys. **4**, 87 (1932).
- [4] A. C. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation of excited Atoms*, Cambridge University Press 1934.
- [5] E. Wigner, Zeits. f. Phys. **43**, 624 (1924); **45**, 601, (1927).  
J. Neumann, E. Wigner, Zeits. f. Phys. **49**, 73, (1928); **51**, 844 (1928).
- [6] L. Goldberg, Astroph. J. **82**, 1 (1935); **84**, 11 (1936).
- [7] H. N. Russel, Astroph. J. **83**, 29, (1936).  
H. E. White, A. Y. Eliassen, Phys. Rev. **44**, 753 (1933).
- [8] C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, Althone Press 1955.
- [9] E. Fermi, Zeits. f. Phys. **59**, 680 (1930).
- [10] H. Thomas, Nature **117**, 514 (1926).  
J. Frenkel, Zeits. f. Phys. **37**, 243 (1926).  
H. A. Kramers, *Quantum Mechanics*, North-Holland Publishing Co. Amsterdam 1957, Rozdział VI.
- [11] G. Gentile, E. Majorana, Lincei Rend. **8**, 229 (1928).
- [12] S. Sambursky, Zeits. f. Phys. **61**, 660 (1930).
- [13] S. Sambursky, Zeits. f. Phys. **49**, 731 (1928).
- [14] M. Beutell, Ann. d. Phys. **36**, 533 (1939).
- [15] M. Kratz, Phys. Rev. **75**, 1844, (1949).
- [16] M. D. Kunisz, Acta phys. Polon. XVII **6**, 455 (1958).  
M. D. Kunisz, Revue Universelle des Mines, de la Métallurgie, de la Mécanique, des Travaux Publics, **9**, 15, 263 (1959).
- [17] H. A. Bethe, *Handbuch der Physik* XXIV/1, 422 (1933).  
H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Handbuch der Physik*, XXXV/1, 1957.
- [18] D. R. Bates, A. Damgaard, Phil. Trans. of the Roy. Soc. **242 A**, 101 (1950).
- [19] S. A. Korff, G. Breit, Rev. Mod. Phys. **4**, 471 (1932).
- [20] Landolt-Börnestein, I, **1**, 260, 1950.
- [21] L. Aller, *Handbook of Physics*, Mc. Graw Hill Book Co. **7**, 48, 1958.
- [22] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, J. Springer, 1955.
- [23] J. Regemorther, Journ. de Phys. **20**, 907 (1959).

*Jerzy Hubert*

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Rezonansowa, bezdrzutowa absorpcja promieni gamma

### 1. Efekt Mössbauera w fizyce

W ostatnim numerze „Postępów Fizyki“, w dziale nowości naukowych, znajdujemy krótki artykuł prof. J. Weyssenhoffa o możliwościach sprawdzenia wniosków wypływających z ogólnej teorii względności doświadczeniem wewnątrz laboratoryjnym. Publikacja ta — dość sensacyjna dla kogoś kto zetknął się z ogólną teorią względności i wie że teoria ta, będąca najpiękniejszą chyba teorią fizyki, jak dotąd znajdowała doświadczone potwierdzenie tylko w astronomii — jest o ile mi wiadomo, pierwszą w języku polskim publikacją związaną tematycznie z odkrytym dwa lata temu efektem bezdrzutowej emisji i absorpcji kwantów  $\gamma$ . Efekt ten, jakkolwiek odkryty już w roku 1958, dopiero w ostatnich paru miesiącach wzbudził duże zainteresowanie wśród fizyków.

Przyczyną tego jest niewątpliwie fakt, że dopiero od paru miesięcy zdano sobie sprawę ile nowych możliwości badania bardzo słabych, niewykrywalnych dotychczas doświadczalnie efektów, kryje się w bezdrzutowej emisji i absorpcji promieni  $\gamma$ .

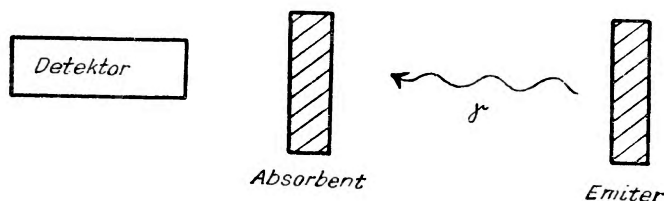
Ogólne zainteresowanie tym zjawiskiem datuje się od listu Pounda i Rebki z dnia 15 października 1959 roku, opublikowanego w *Physical Review Letters* [5], w którym autorowie przewidują możliwość wykorzystania wykrytej przez Mössbauera bezdrzutowej emisji i absorpcji kwantów  $\gamma$  do pomiaru grawitacyjnego przesunięcia linii widmowych ku czerwieni. W następnych miesiącach w Anglii, Francji i Stanach Zjednoczonych powstało wiele grup pracujących nad zjawiskiem Mössbauera i publikujących materiały ze swoich badań w kolejnych numerach *Physical Review Letters* i *Comptes Rendus* (Los Alamos i Argonne National Laboratory w Stanach Zjednoczonych, Harwell w Anglii i Saclay we Francji). Po wykonaniu doświadczenia proponowanego przez Pounda i Rebkę [8, 9] napłynęło cały szereg nowych propozycji [14, 15] wykorzystania zjawiska Mössbauera i wydaje się, że stoimy raczej u progu rozwoju nowej, wiele rzędów dokładniejszej niż dotychczas techniki doświad-

czalnej w fizyce. Do spraw tych powrócę jeszcze później a na razie chciałbym napisać jeszcze parę słów o przygotowaniach do badań nad efektem Mössbauera w polskich ośrodkach badawczych.

Otóż okazuje się że w Warszawie jest już obecnie gotowa aparatura do badania rezonansowej i bezdrzutowej absorpcji promieni  $\gamma$ , zaprojektowana przez mgr. C. Dąbrowskiego (na razie ma on zamiar powtórzyć klasyczne doświadczenia z irydem). W Krakowie duże zainteresowanie wywołał referat prof. Weyssenhoffa na 200-setnym konwersatorium naukowo technicznym o propozycjach Pounda i Rebki i prawdopodobnie w najbliższym czasie przystąpi się do montażu odpowiedniej aparatury.

## 2. Rezonansowa absorpcja i emisja promieni gamma przed odkryciem Mössbauera [10]

Metody rezonansowe należą do najczulszych metod fizyki doświadczalnej. Choć z dużym powodzeniem stosowane już od dawna w dziedzinie światła widzialnego, zastosowanie ich w dziedzinie promieniowania  $\gamma$  przez długi czas napotykało na poważne trudności.



Rys. 1. Schemat najprostszego doświadczenia nad rezonansowym pochłanianiem. Absorbent i emiter są z tego samego materiału

Zastanówmy się co jest przyczyną tego, że rezonans dość łatwo zachodzący w dziedzinie światła widzialnego spotyka się z dużymi trudnościami z chwilą przejścia ku krótkofalowej części promieniowania elektrycznego.

Przypuśćmy że mierzymy rozpraszanie promieni  $\gamma$  przez jądra tego samego pierwiastka, który je emituje. Zgodnie z elektrodynamiczną teorią rozpraszania dostajemy następujący wzór na przekrój czynny dla rozpraszania rezonansowego:

$$\sigma = g \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{I^2}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}I^2} \quad (1)$$

gdzie:  $\lambda$  jest długością fali a  $E$  energią padającego fotonu  $\gamma$ ,  $E_0$  jest energią wzbudzonego rezonansowo poziomu a  $I$  jego szerokością,  $g = (1 + 1I_e)/(1 +$



+2I<sub>g</sub>) gdzie I<sub>g</sub> — spin stanu podstawowego, I<sub>e</sub> — spin stanu wzbudzonego. Oczywistym jest że ani energia rozpraszanego promieniowania γ, ani energia wzbudzanego rezonansowo poziomu nie są ostro określone. Rozmycie to spowodują dwa czynniki (abstrahując od rozmycia spowodowanego nadsubtelną strukturą): efekt Dopplera pochodzący od ruchów termicznych jąder absorbenta i emitera oraz naturalna szerokość widmowa poziomów energetycznych macierzystych i wzbudzanych rezonansowo. Z rezonansem będziemy mieli do czynienia tylko wtedy jeżeli widmo padających fotonów będzie choć częściowo zachodzić na linię wzbudzaną rezonansowo. W przeciwnym wypadku rezonansowy przekrój czynny będzie znikomo mały.

Zastanówmy się dlaczego widmo fotonów może być przesunięte względem rezonansowej linii absorbenta o energii E<sub>0</sub> jeśli fotony te pochodzą również z przejść kwantowych o energii E<sub>0</sub>?

Weźmy pod uwagę prawa zachowania pędu i energii przy emisji pojedynczego kwantu γ przez pojedyncze jądro o masie M:

$$\frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = Mv$$

$$E_0 - E = \frac{Mv^2}{2}$$

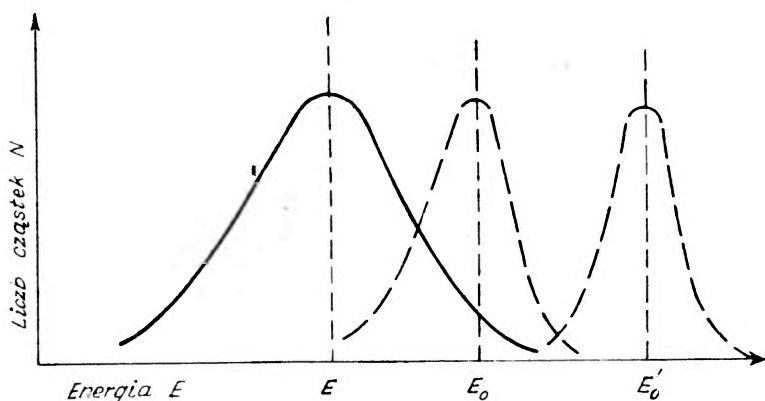
gdzie przez *v* oznaczamy prędkość, którą uzyskuje jądro na skutek odrzutu a przez *E* energię wypromieniowanego kwantu γ. Rozwiązując te dwa równania dostajemy wzór na różnicę energii wzbudzonego poziomu energetycznego jądra E<sub>0</sub> i energii *E* emitowanego kwantu γ: Analogiczną sytuację mamy podczas zderzenia fotonu z jądrem absorbenta. Foton znowu traci część swej energii (równą E<sup>2</sup>/Mc<sup>2</sup>) na przekazanie jądru energii kinetycznej odrzutu. Ostatecznie dochodzimy do wniosku, że aby promieniowanie γ było dokładnie w rezonansie z linią o energii E<sub>0</sub>, musi być ono promieniowane przez przejście kwantowe z poziomu o energii E<sub>0</sub> +  $\frac{E^2}{Mc^2}$ . Energia odrzutu E<sup>2</sup>/Mc<sup>2</sup> (którą traci również foton światła wi-  
dzialnego) w wypadku promieni γ jest wystarczającą przyczyną niewystąpienia rezonansu. Okazuje się bowiem, że szerokość naturalna Γ linii obliczona z zależności:

$$\Gamma \cdot \tau \sim \hbar \tag{2}$$

jest o wiele rzędów mniejsza od przesunięcia E<sup>2</sup>/Mc<sup>2</sup> linii widmowej padającego promieniowania γ. Porównajmy przesunięcie na skutek odrzutu dla światła o długości fali rzędu 10<sup>-5</sup> cm (której odpowiada energia E' rzędu 10 eV) i dla promieni γ o energii E = 10<sup>2</sup> keV. Dostajemy E/E' ~ 10<sup>4</sup>

czyli przesunięcie na skutek odrzutu jest dla promieni  $\gamma$   $10^8$  razy większe niż dla światła widzialnego. Rezonansowy przekrój czynny dla tak daleko odsuniętych linii widmowych padającej wiązki i rezonansowo wzbudzanych poziomów energetycznych jąder jest praktycznie biorąc równy zeru. W jaki sposób można by doprowadzić do częściowego choćby zachożenia na siebie tych linii bądź to przez przesunięcie ich ku sobie, bądź to przez dość znaczne poszerzenie ich? Przed Mössbauerem osiągnano to trzema sposobami:

1) mierzenie koincydencji z poprzedzającą interesującą nas przejście  $\gamma$  przejście  $\beta$  lub inne przejście  $\gamma$ . Uprzedni rozpad  $\beta$  lub  $\gamma$  daje jądro do-



Rys. 2. Linia  $E'_0$  nie wejdzie w rezonans z padającym promieniowaniem gamma o energii  $E$  (rozmytej po dopplerowsku). Linie kreskowane nie są wykresami  $N = N(E)$

datkową prędkość  $u$  w kierunku absorbenta (tylko takie koincydencje mierzymy), a prędkość ta powoduje pożądane zwiększenie energii kwantu  $\gamma$  o  $(u/c) \cdot E$ ;

2) mechaniczny ruch źródła w kierunku absorbenta z prędkością  $v$  dający również zwiększenie energii kwantu  $\gamma$  o  $(v/c)E$ ;

3) podgrzewanie źródła, powodujące dopplerowskie rozszerzenie linii aż do osiągnięcia energii  $E_0$  (patrz rys. 2).

Mössbauer podszedł do zagadnienia zupełnie w inny sposób, a mianowicie postawił pytanie, czy jest możliwe oddziaływanie kwantu  $\gamma$  z całą siecią krystaliczną, a nie tylko z pojedynczym jądrem. Pęd brałby wówczas na siebie cały kryształ i  $E^2/c^2 M_k$  byłoby praktycznie równe zeru — istniałyby więc warunki doskonałego rezonansu ( $M_k$  — masa kryształu).

Jak wiemy cały szereg doświadczeń dał odpowiedź twierdzącą na to pytanie i obecnie postaram się podać — za Harry J. Lipkinem — prostą kwantową teorię tego zjawiska [19].



### 3. Teoria efektu Mössbaurea

Rozważmy najpierw emisję lub absorpcję kwantu  $\gamma$  przez jądro nie związane w siatce krystalicznej. Prawdopodobieństwo przejścia jądra ze stanu początkowego  $|p\rangle$  do stanu końcowego  $|k\rangle$  daje nam kwadrat bezwzględnej wartości wyrażenia

$$M = \langle k | A(x_i, p_i, \sigma_i) | p \rangle \quad (3)$$

$A(x_i, p_i, \sigma_i)$  jest operatorem zależnym od położenia  $x_i$ , pędów  $p_i$  i spinów  $\sigma$  cząstek wewnątrz jądra. Wyrażmy teraz współrzędne cząstek wewnątrz jądra przy pomocy współrzędnych środka masy jądra  $\hat{X}$  i współrzędnych względnych  $\hat{q}_i$  liczonych względem środka masy

$$\hat{x}_i = \hat{X} + \hat{q}_i.$$

Macierz  $A$  jest więc funkcją  $\hat{X}$  oraz całego zespołu zmiennych oznaczony w skrócie przez  $q$ , w skład którego wchodzi współrzędne względne, pędy i spiny wszystkich cząstek w jądrze. Okazuje się, że jeżeli chcemy aby prawdopodobieństwo (3) nie zależało od prędkości (małej względem prędkości światła), z jaką porusza się obserwator i aby pęd układu foton-jądro został zachowany, zależność  $A$  od  $\hat{X}$  musi mieć następującą postać:

$$A = e^{i\mathbf{K} \cdot \hat{X}} a(q) \quad (4)$$

gdzie  $\hbar\mathbf{K}$  jest pędem emitowanego fotonu. Kształt funkcji  $a(q)$  nie jest ważny dla dalszych rozważań i zależy od rodzaju promieniowania (elektrycznego, magnetycznego, dipolowego, kwadrupolowego itd.).

Weźmy teraz pod uwagę emisję lub absorpcję kwantu przez jądro związane w siatce krystalicznej. Sieć krystaliczna podczas emisji przechodzi od stanu początkowego  $|n_p\rangle$  do stanu końcowego  $|n_k\rangle$ . Operator przejścia jest ten sam — dany równaniem (4). Zakładamy, że siły działające w kryształach są bardzo słabe w porównaniu z siłami jądrowymi i wobec tego działają one tylko na ruch środka masy jądra nie wpływając na jego wewnętrzne stopnie swobody. Dostajemy wobec tego:

$$M_L = \langle n_k | e^{i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L} | n_p \rangle \langle k | a(q) | p \rangle \quad (5)$$

gdzie  $\hat{X}_L$  oznacza współrzędną środka masy jądra promieniującego. Kwadrat bezwzględnej wartości pierwszego czynnika ze wzoru (5)

$$|\langle n_k | e^{i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L} | n_p \rangle|^2 = P(n_k, n_p) \quad (6)$$

daje nam prawdopodobieństwo emisji przy przejściu sieci od stanu  $|n_p\rangle$  do stanu  $|n_k\rangle$ . Drugi czynnik jest ten sam dla wszelkiego rodzaju przejść,

dlatego też nie jest on istotny dla oceny względnych prawdopodobieństw przejść pomiędzy różnymi stanami. Oczywiście musimy mieć

$$\sum_{n_k} P(n_k, n_p) = 1 \quad (7)$$

Postarajmy się teraz ocenić jakie będzie prawdopodobieństwo przejścia od stanu o energii  $E(n_p)$  do stanu o energii  $E(n_k)$ .

Jeżeli założymy, że siły wiążące wewnątrz kryształu zależą tylko od wzajemnych położenia atomów a nie od prędkości, to Hamiltonian  $H$  dla całej sieci będzie miał postać

$$H = V(\hat{X}_1, \dots, \hat{X}_L) + \sum_i \frac{P_i^2}{2M} \quad i = 1 \dots N \quad (8)$$

gdzie  $N$  ilość atomów sieci krystalicznej,  $P_1 \dots P_N$  ich pędy a  $\hat{X}_1 \dots \hat{X}_N$  położenia ich środków ciężkości. Wobec tego jedynym wyrażeniem w Hamiltonianie nie komutującym z współrzędną środka ciężkości  $L$ -tego jądra jest jego energia kinetyczna  $P_L^2/2M$ . Opierając się na związkach komutacyjnych pomiędzy współrzędną i pędem jądra

$$[P_J, X_L] = -i\hbar\delta_{JL} \quad (9)$$

otrzymujemy

$$\left[ \frac{P_L^2}{2M}, X_L \right] = \frac{1}{2M} P_L [P_L, X_L] + \frac{1}{2M} [P_L, X_L] P_L = -i\hbar \frac{P_L}{M} \quad (10)$$

czyli, biorąc pod uwagę (8)

$$[H, \hat{X}_L] = -i\hbar P_L / M \quad (11)$$

W podobny sposób rozumując dochodzimy do wniosku, że

$$\{[H, \exp(i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L)], \exp(-i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L)\} = -(\hbar\mathbf{K})^2 / M \quad (12)$$

(rozwijamy  $\exp(i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L)$  na szereg potęgowy i korzystamy z równości (9) i (12)). Przepiszemy teraz lewą stronę równania (12) w nieco innej formie:

$$2H - 2 \exp(i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L) H \exp(-i\mathbf{K} \cdot \hat{X}_L) = -(\hbar\mathbf{K})^2 / M \quad (13)$$

Potraktujmy teraz (13) jako równanie macierzowe. W stanie początkowym energia sieci krystalicznej jest równa  $E(n_p^\#)$ . W stanie końcowym spodziewana wartość energii wynosi

$$\sum_{n_k} E_{n_k} P(n_k, n_p).$$

Element diagonalny macierzy po lewej stronie równania (13) dla stanu początkowego  $|n_p\rangle$  jest więc równy

$$2E(n_p) - 2 \sum_{n_k} E_{n_k} P(n_k, n_p)$$

Macierz po prawej stronie równości (13) jest macierzą jednostkową pomnożoną przez  $-(\hbar K)^2/M$ . Ostatecznie więc równość (13) napisana dla elementów diagonalnych daje nam (w stanie  $|n_p\rangle$ )

$$E(n_p) - \sum_{n_k} E_{n_k} P(n_k, n_p) = \frac{(\hbar K)^2}{2M}$$

czyli

$$\sum_{n_k} \{E(n_k) - E(n_p)\} P(n_k, n_p) = \frac{E^2}{2Mc^2}. \quad (14)$$

Innymi słowy średnia energia przekazana sieci krystalicznej dzięki emisji lub absorpcji kwantu  $\gamma$  równa jest energii odrzutu  $E^2/2Mc^2$  dla jądra swobodnego. Wzór (14) jest kluczowym wzorem wyjaśnienia efektu Mössbauera i do określania warunków, w których wydajność tego efektu będzie największa. Spróbujmy przeanalizować to nieco dokładniej.

Bezodrutowa emisja zachodzi wówczas gdy, kwant  $\gamma$  jest promieniony bez straty części swojej energii na korzyść sieci krystalicznej, tzn. gdy energia kryształu jest ta sama przed i po emisji,  $E(n_k) = E(n_p)$ . Ponieważ  $P(n_p, n_p)$  jest prawdopodobieństwem przejścia, w którym energia sieci krystalicznej nie ulega zmianie, współczynnik przy  $P(n_p, n_p)$  we wzorze (14) jest zerem i wzór ten redukuje się do postaci:

$$\sum_{n_k \neq n_p} (E(n_k) - E(n_p)) P(n_k, n_p) = \frac{E^2}{2Mc^2} \quad (14')$$

oznaczając

$$B = \sum_{n_k \neq n_p} P(n_k, n_p)$$

otrzymujemy powołując się na (7)

$$P(n_p, n_p) = 1 - B \quad (15)$$

Innymi słowy prawdopodobieństwo przejścia bez zmiany energii sieci krystalicznej jest wtedy różne od zera jeżeli równanie (14) jest zrealizowane przez przejścia których sumaryczne prawdopodobieństwo jest mniejsze od jedności. Wyjaśnijmy to jeszcze na przykładzie: przypuśćmy, że mamy do czynienia z kryształem dla którego są wysoce prawdopodobne przejścia o dużej różnicy energii. Na przykład założmy, że prawdopodo-

bieństwo przejścia o różnicy energii  $E^2/Mc^2$  jest równe  $1/2$ . Wypisując dla tego wypadku równość (14') mamy:

$$\frac{E^2}{Mc^2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{E^2}{2Mc^2}$$

Aby więc był spełniony warunek (14) dozwolone są tylko dwa przejścia: o energii  $E^2/Mc^2$  i o energii zero. Z (15) widać, że  $P(n_p, n_p) = \frac{1}{2}$ . Załóżmy teraz że prawdopodobieństwo przejścia o energii  $E^2/Mc^2$  jest  $1/4$  i możliwe jest jeszcze przejście o energii dwa razy mniejszej. Wobec tego (14) daje nam

$$\frac{E^2}{Mc^2} \cdot \frac{1}{4} + \frac{E^2}{2Mc^2} P(n_{k'}, n_p) = \frac{E^2}{2Mc^2}$$

czyli  $P(n_{k'}, n_p) = \frac{1}{2}$  i  $P(n_p, n_p) = \frac{1}{2}$ .

Widać z tego, że prawdopodobieństwo emisji bezdrzutowej będzie duże, jeżeli będzie duże prawdopodobieństwo przejścia stanu siatki krystalicznej od energii małej do energii dużej (w porównaniu z  $E^2/Mc^2$ ). Zjawiska Mössbauera powinniśmy więc szukać wśród kryształów spełniających następujące warunki:

a) jądra o dużej liczbie masowej emitujące miękkie promieniowanie. Dla tych pierwiastków  $E^2/Mc^2$  jest możliwie małe i równanie (14) może być spełnione przez stosunkowo nisko energetyczne przejścia;

b) temperatura kryształu możliwie niska. W niskiej temperaturze sieć krystaliczna będąca w niskich stanach energetycznych może z dużym prawdopodobieństwem przejść na wysokie poziomy energetyczne, dając przejście o dużej różnicy energii. W modelu Debye'a sieci krystalicznej najwyższa energia drgań sieci jest ograniczona z góry:

$$h\nu_{\max} = k\Theta$$

gdzie  $\Theta$  jest tzw. temperaturą Debye'a.

Im wyższa temperatura tym bardziej jest prawdopodobne, że sieć znajduje się w stanie o wysokiej energii niewiele różniącej się od  $h\nu_{\max}$ . W wysokich więc temperaturach przejścia do najwyższej energii dozwolonej byłyby i tak przejściami niskoenergetycznymi;

c) wiązanie atomów w kryształach powinno być możliwie silne. Przejścia pomiędzy poszczególnymi poziomami energetycznymi są wówczas możliwie duże. Odpowiada to wysokiej temperaturze  $\Theta$ . (Ta odpowiedniość nie jest jednoznaczna. Wśród lekkich pierwiastków raczej małe masy niż silne wiązania są odpowiedzialne za duże  $\Theta$ ). Idealną sytuację mielibyśmy wówczas, gdyby promieniujące jądro znajdowało się w studni potencjałów o wysokości  $W$ , drgając bez oddziaływania sieci krystalicznej. Jeżeli teraz energia wzbudzenia tego jądra była większa od  $E^2/2Mc^2$  równanie (14) byłoby spełnione przez prawdopodobieństwo

mniejsze od jedności dając  $P(n_0, n_0) \neq 0$ . Sytuacja powyższa może być dość dokładnie zrealizowana wtedy gdy jądro emitujące jest zanieczyszczeniem w sieci krystalicznej jakiegoś innego obojętnego pierwiastka.

Opierając się na założeniu, że siły międzyatomowe są harmoniczne w wypadku Debye'owskiego modelu sieci krystalicznej, dostajemy efektywny wzór na prawdopodobieństwo przejścia bez straty energii na odrzut:

$$P(n_p, n_p) = \exp \left\{ -\frac{3}{2} \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2k\Theta_D} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{\pi T}{\Theta_D} \right)^2 \right] \right\}. \quad (16)$$

Widać że spełnienie warunków a, b, c, wydedukowanych bezpośrednio ze wzoru (14) zapewni nam również największą możliwą wartość  $P(n_p, n_p)$  obliczoną ze wzoru (16).

#### 4. Wyniki doświadczeń

Od czasu klasycznego doświadczenia Mössbauera z irydem wykonano już bardzo dużo doświadczeń z wieloma innymi pierwiastkami. Ograniczę się do bardziej szczegółowego omówienia doświadczeń z irydem 191 oraz z żelazem 57 (z którym to zostały wykonane pomiary grawitacyjnego przesunięcia linii widmowych ku czerwieni). Mam nadzieję, że te dwa przykłady dość dobrze uwydatniają ogólną specyfikę doświadczeń z bezodrztowym rezonansem.

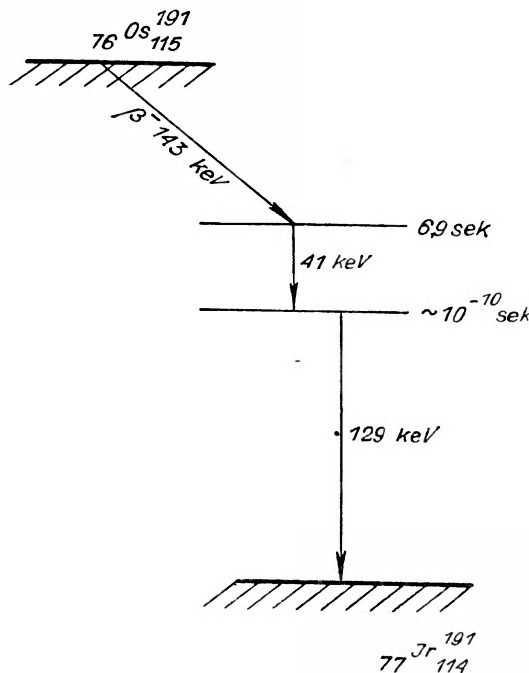
##### Iryd 191 [1, 2, 3, 4]

Na rys. 3 przedstawiony jest schemat promieniotwórczego rozpadu osmu 191. Substancją wyjściową reakcji jest iryd 191. Interesuje nas promieniowanie  $\gamma$  o energii 129 keV. Promieniotwórczy osm 191 przechodzący przez rozkład  $\beta$  (z szesnastodniowym okresem połowicznego zaniku) w izometryczny poziom wzbudzony irydu 191 (o energii 170 keV) otrzymuje się z metalicznego osmu naświetlanego neutronami. Jako źródła w doświadczeniu używa się więc promieniotwórczego osmu 191. Absorbentem jest metaliczny iryd, będący mieszaniną dwu izotopów: 38% Ir<sup>191</sup> i 61,5% Ir<sup>193</sup>. Zarówno źródło jak i absorbent umieszczone są w specjalnych zbiornikach, w których można utrzymywać niską temperaturę (88° K — temperatura ciekłego azotu, 4° K — temperatura ciekłego helu). Jako detektora używa się kryształu NaJ:Tl. Analizator amplitudy nastawiony na 129 keV zapewnia odcięcie impulsów pochodzących od linii o energii 41 keV. Zbiornik zawierający źródło umieszcza się na specjalnym urządzeniu mechanicznym pozwalającym na zbliżanie lub oddalanie źródła od absorbenta z jednostajną prędkością. Pomiary wykonane można podzielić na trzy grupy:

- 1) pomiary absorpcji w zależności od grubości absorbenta,
- 2) pomiary absorpcji w zależności od temperatury absorbenta,
- 3) pomiary absorpcji w zależności od ruchu źródła względem absorbenta.

1) Pomiary absorpcji w zależności od grubości absorbenta

Ponieważ ze zjawiskiem rezonansowej absorpcji konkuruje cały szereg innych zjawisk polegających na rozpraszaniu kwantów  $\gamma$  (np. efekt Comptona) nie możemy obliczyć absorpcji jako bezpośredniej różnicy



Rys. 3.

zliczeń kwantów  $\gamma$  z absorbentem i bez absorbenta. Musimy wziąć dla porównania pierwiastek bliźniaczo podobny do irydu — w którym rozpraszanie nierezonansowe byłoby takie samo jak w irydzie. Takim pierwiastkiem jest platyna. Oznaczmy przez  $N_{\text{Pt}}(T)$  ilość zliczeń w detektorze (po przejściu poprzez absorbent) przy użyciu platyny w temperaturze  $T$  jako absorbenta,  $N_{\text{Ir}}(T)$  ilość zliczeń dla irydu. Przekrój czynny na absorpcję rezonansową wyraża się wzorem  $f'\sigma$  gdzie  $f' = P'(n_p, n_p)$  oznacza prawdopodobieństwo absorpcji kwantu  $\gamma$  bez emisji fononu (na skutek zanieczyszczeń, lub nieco innej struktury krystalicznej absorbenta  $f$  może być różne od  $f'$ )

$a$  — zawartość procentowa irydu 191 w naturalnym irydzie = 38,5%

$$\sigma = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + a} \sim 6,3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

$\alpha$  — współczynnik konwersji wewnętrznej = 2,47.

Ilość kwantów  $\gamma$  pochłonięta rezonansowo w irydzie w temperaturze  $T$  jest równa

$$N_{\text{Pt}}(T) - N_{\text{Ir}}(T). \quad (17)$$

W temperaturze 300° K  $f = P(n_p, n_p)$  (prawdopodobieństwo bezdrutowej emisji) jest tak małe, że nie ma mowy o pochłanianiu rezonansowym. Wobec tego ilość kwantów  $\gamma$  zdolnych do rezonansowego pochłonięcia jest równa  $N_{\text{Ir}}(300) \cdot f$ . W myśl wykładniczego prawa pochłaniania (nieco zmodyfikowanego ze względu na pochłanianie rezonansowe) ilość kwantów, które przejdą przez absorbent jest równa

$$N_{\text{Ir}}(300) \cdot f \cdot I_0 \left( \frac{ix}{2} \right) \exp(-\frac{1}{2} x)$$

gdzie  $I_0$  — zerowa funkcja Bessla

$$x = n f' a \sigma$$

$n$  — grubość folii absorbenta (w liczbie atomów/cm<sup>2</sup>).

Biorąc pod uwagę (17) otrzymujemy

$$N_{\text{Pt}}(T) - N_{\text{Ir}}(T) = N_{\text{Ir}}(300) \cdot f - N_{\text{Ir}}(300) \cdot f I_0 \left( \frac{ix}{2} \right) \exp(-\frac{1}{2} x)$$

zakładając  $N_{\text{Pt}}(300) = N_{\text{Pt}}(T)$  dostajemy po krótkich przekształceniach

$$G^{-1} = 1 - f \left[ 1 - I_0 \left( \frac{ix}{2} \right) \exp(-\frac{1}{2} x) \right] \quad (18)$$

gdzie

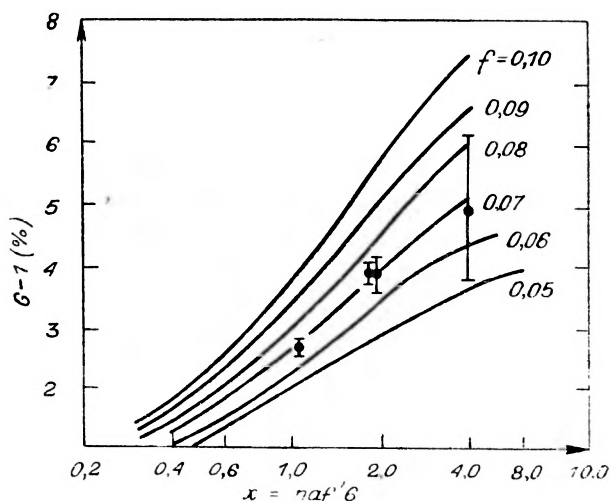
$$G = \frac{r(T)}{r(300)} = \frac{N_{\text{Pt}}(T)}{N_{\text{Ir}}(T)} \cdot \frac{N_{\text{Pt}}(300)}{N_{\text{Ir}}(300)}$$

Na rys. 4 mamy przedstawione wykresy zależności  $G-1$  od grubości absorbenta. Krzywe są obliczone teoretycznie dla różnych wartości  $f$ . Punkty doświadczalne pokrywają się z jedną z tych krzywych pozwalając nam obliczyć wartości  $f$  i  $f'$ . Całe doświadczenie było wykonane w temperaturze 4° K. Wartości na  $P(n_p, n_p)$  i  $P'(n_p, n_p)$  są rzędu 0,07 i 0,047 skąd wynika że, wzrost absorpcji na skutek rezonansu jest rzędu jednego procentu.

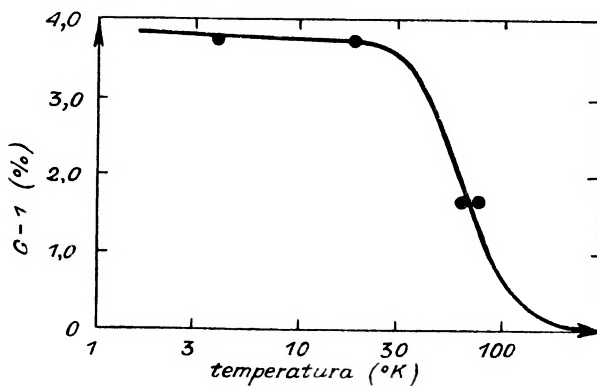
## 2) Pomiar absorpcji w zależności od temperatury

Absorpcja rezonansowa powyżej temperatury 300° K równa się zeru. Temperatura Debye'a dla osmu równa jest  $300 \pm 25^\circ$  K, a dla irydu

$262 \pm 32^\circ \text{K}$ . Wynik ten jest zupełnie zgodny z przewidywaniami teoretycznymi robionymi na podstawie formuły (14) (przytoczona krzywa na rys. 5 jest dla  $n = 1,69 \cdot 10^{21}$  atomów/cm<sup>2</sup>).



Rys. 4. Zależność absorpcji od grubości absorbenta. Temperatura stała równa  $4^\circ \text{K}$



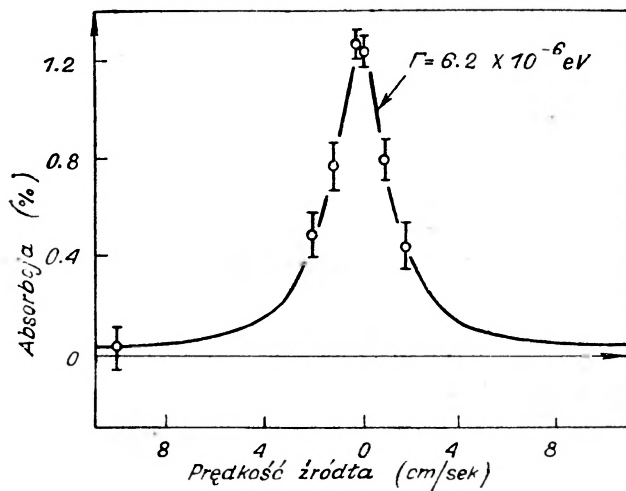
Rys. 5. Zależność absorpcji od temperatury

3) Pomiar absorpcji w zależności od ruchu źródła względem absorbenta

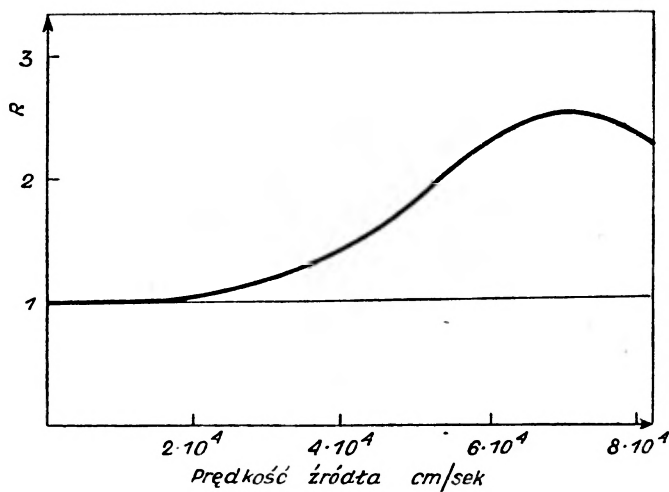
Ten pomiar daje nam bezpośrednio szerokość badanej linii. Prędkości względne rzędu cm/sek wystarczają już do takiego przesunięcia linii, aby rezonansowa absorpcja nie zachodziła w ogóle. Ze znajomości szerokości linii można korzystając z relacji (2) obliczyć czas życia poziomu wzbudzonego. Otrzymane wyniki co do rzędu wielkości zgadzają się z wynikami otrzymanymi metodami koincydencyjnymi (dla linii 192 keV  $\tau \sim 10^{-10}$  sek).



Dla porównania załączam wykres rezonansowej absorpcji z odrzutem dla jąder Hg wykonanej przez nadanie źródłu dużej prędkości w kierunku absorbenta (rotor). Proszę zwrócić uwagę na skalę na osi odciętych na rys. 6 i na rys. 7.



Rys. 6. Absorbent iryd o grubości 0,889 g/cm<sup>2</sup>. Temperatura ciekłego azotu

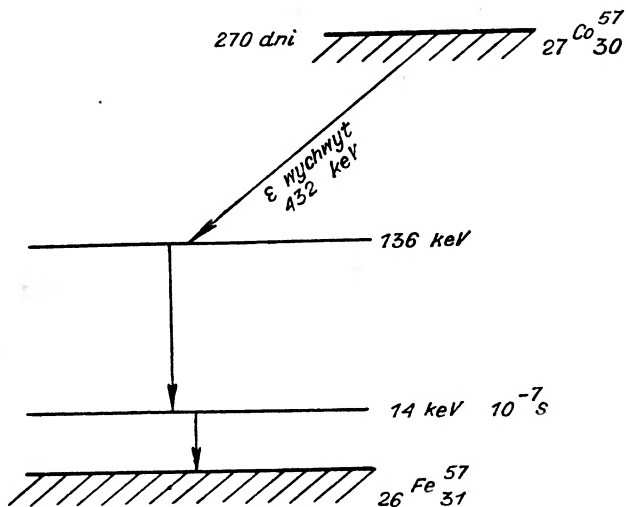


Rys. 7.  $R = \frac{\text{Liczba kwantów } \gamma \text{ pochłoniętych w Hg}}{\text{Liczba kwantów } \gamma \text{ pochłoniętych w Pb}}$

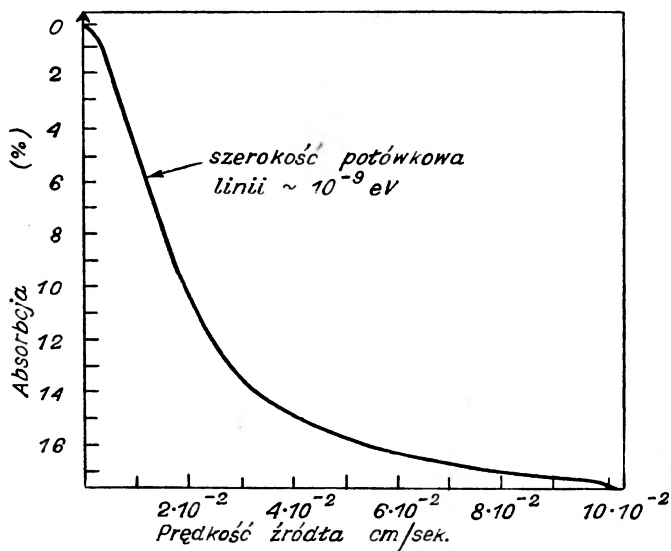
## Żelazo 57 [6, 7, 11, 12, 13]

Czym głównie różni się rezonansowa absorpcja dla żelaza od rezonansowej absorpcji dla irydu?

Przypatrzmy się najpierw schematowi rozpadu kobaltu 57, z którego otrzymujemy wzbudzony poziom żelaza 57 dający nam w kolejnym roz-

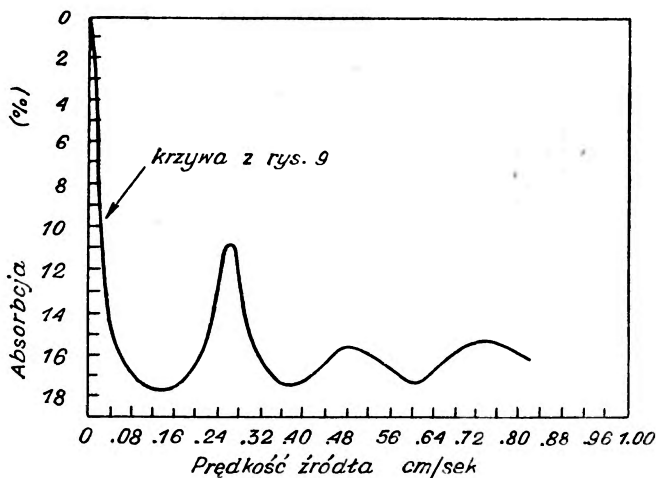


Rys. 8. Schemat rozpadu promieniotwórczego kobaltu 57



Rys. 9.

padzie interesującą nas linię 14 keV. Czas połowicznego rozpadu tej linii jest  $10^3$  razy dłuższy niż czas połowicznego rozpadu linii 129 keV irydu. Zgodnie z relacją (2) dostaniemy linię o szerokości  $10^3$  razy mniejszej. Poza tym w związku z mniejszą energią promieni prawdopodobieństwo  $P(n_p, n_p)$  jest rzędu 63% (nawet w temperaturze pokojowej) co



Rys. 10. Krzywa absorpcji w zależności od prędkości źródła odsłaniająca nadsubtelną strukturę poziomu 14 keV żelaza 57

proceeds to an increase in absorption with resonant absorption of about 20% (compare with 1% for iridium). As a result of the much smaller width of the line being discussed, the resonant absorption is already sensitive to the motion of the source relative to the absorber of the order of mm/sec. In Fig. 9 we give the graph of absorption as a function of the source velocity relative to the absorber for iron 57 at room temperature. For higher velocities we again observe maxima of absorption corresponding to the fine structure of the 14 keV iron 57.

These maxima correspond probably to the interaction of the nucleus in the metastable state with a lifetime of  $10^{-7}$  sec and spin  $3/2$  with an internal effective magnetic field.

## 5. Zakończenie

As far as is known, the Mossbauer experiment was conducted with the following elements:  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{190}\text{Ir}$ ,  $^{193}\text{Ir}$ ,  $^{182}\text{W}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{57}\text{Fe}$ . [16, 17, 18]. It is worth considering the possibility of conducting the experiment with silver (107 or 109) having a ground state with a mean lifetime of 63 and 58 seconds, which — as can be calculated from the dependence (2) — would correspond to the line

o szerokości naturalnej  $10^{-17}$  eV! [15]. Otwiera to ogromne możliwości w dziedzinie badania słabych oddziaływań (np. grawitacyjnych). Nakłada to jednak jednocześnie na eksperymentatorów bardzo trudne warunki precyzji i stabilizacji (np. termicznej lub sejsmicznej) wymaganych przy montażu i podczas obsługi aparatury pomiarowej.

#### Literatura

- [1] R. L. Mössbauer, *Z. Physik*, **151**, 124 (1958).
- [2] R. L. Mössbauer, *Naturwissenschaften* **45**, 538 (1958).  
R. L. Mössbauer, *Z. Naturforschung*, **14a**, 211 (1959).
- [3] Craig, Dash, Mc. Guire, Nagle, Reiswig, *Phys. Rev. Letters* **3**, 221 (1959).
- [4] Lee, Meyer-Schutzmeister, Schiffer, Vincent, *Phys. Rev. Letters* **3**, 223 (1959).
- [5] R. V. Pound, G. A. Rebka, Jr., *Phys. Rev. Letters* **3**, 439 (1959).
- [6] R. V. Pound, G. A. Rebka, Jr., *Phys. Rev. Letters* **3**, 554 (1959).
- [7] J. P. Schiffer, W. Marshall, *Phys. Rev. Letters* **3**, 556 (1959).
- [8] Hay, Schiffer, Cranshaw, Egelstaff, *Phys. Rev. Letters* **4**, 165 (1960).
- [9] Cranshaw, Schiffer, Whitehead, *Phys. Rev. Letters* **4**, 163 (1960).
- [10] Kai Siegbahn, *Beta- and gamma-ray spectroscopy*, Amsterdam 1959, str. 521.
- [11] Hanna, Heberle, Littlejohn, Perlow, Preston, Vincent, *Phys. Rev. Letters* **4**, 28 (1960).
- [12] De Pasquali, Frauenfelde, Margulies, Peacock, *Phys. Rev. Letters* **4**, 71 (1960).
- [13] Hanna, Hammermesh, Littlejohn, Vincent, Preston, Heberle, *Phys. Rev. Letters* **4**, 74 (1960).
- [14] A. Kastler, *Comptes Rendus (Paris)* No 3, 509 (18 styczeń 1960).
- [15] C. Tzara, *Comptes Rendus (Paris)*, No 8, 1466, (22 luty 1960).
- [16] R. Bartloutaud, E. Cotton, Jean-Loup Picou, J. Quidort, *Comptes Rendus (Paris)* No 2, 319, (11 styczeń 1960).
- [17] A. Bussière de Nercy, M. Langevin, M. Spighel, *Comptes Rendus (Paris)* No 6, 1031, (8 luty 1960).
- [18] R. Barloutaud, Jean-Loup Picou, C. Tzara, *Comptes Rendus* No 15, 2705, (11 kwiecień 1960).
- [19] Harry, J. Lipkin, *Annales of Physics* **9**, 332 (luty 1960).

*DominiK Kulgawczuk*

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Ośrodki luminescencyjne stosowane w licznikach scyntylicyjnych

### Wstęp

Detekcja promieniowania jądrowego, jak również i jego analiza, zajmująca w ostatnich latach jedno z czołowych miejsc w fizyce jądra atomowego, oparta jest na rejestracji zjawisk zachodzących przy współdziałaniu promieniowania z materią. Charakter współdziałania zależy w dużej mierze od rodzaju ośrodka oraz typu promieniowania.

Najbardziej znane i do niedawna powszechnie stosowane w różnych metodach pomiarowych jest zjawisko jonizacji. Zachodzi ono w odpowiednich ośrodkach bezpośrednio dla promieniowania obdarzonego ładunkiem elektrycznym (cząstki alfa, beta, protony, mezony) i poprzez wtórne cząstki naładowane dla promieniowania bez ładunku (promienie X, gamma, neutrony). Na zjawisku jonizacji oparte są zasady pracy takich urządzeń pomiarowych jak: komory jonizacyjne, liczniki proporcjonalne, liczniki Geigera-Müllera, komory Wilsona, komory pęcherzykowe i inne. Można tu z wielkości lub rozkładu prądu jonizacji określać rodzaj promieniowania a nawet identyfikować jego tory.

Nieco odrębną grupę zjawisk tworzy współdziałanie promieniowania z ośrodkiem stałym, ciekłym lub gazowym posiadającym własność reemitowania zaabsorbowanej energii promieniowania jądrowego w postaci kwantów światła widzialnego lub nadfioletowego. W zależności od rodzaju oraz składu chemicznego danego ośrodka taka reemisja zwana ogólnie luminescencją może mieć charakter wewnątrzdrobinowy bądź międzydrobinowy. Pierwszy przypadek związany jest z występowaniem w drobinach pewnych charakterystycznych grup atomów, tzw. luminoforów odpowiedzialnych za emisję fotonów. W drugim, w grę wchodzi ugrupowania złożone z wielu drobin. Drobne domieszki atomów ciężkich tzw. aktywatorów prowadzą w takich ośrodkach do uformowania ugrupowań świeceniowych zwanych centrami luminescencji. Energia absorbowana

przez taki ośrodek nawet ze znacznych odległości (w porównaniu z wymiarami atomów), zostaje przekazywana tym centrom i przez nie wypromieniowywana w postaci fotonów.

Połączenie takiego ośrodka zwanego ogólnie scyntylatorem z odpowiednią aparaturą elektronową służącą do rejestracji błysków świetlnych czyli scyntytacji, stanowi zasadę działania licznika scyntyacyjnego [1].

### Ogólne parametry ośrodków scyntyacyjnych

Przewaga liczników scyntyacyjnych w stosunku do innych metod rejestracji w głównej mierze polega na:

- a) wysokiej czułości — wykrywalność promieniowania o aktywności  $10^{-14}$  mC/l,
- b) możliwości mierzenia krótkich przedziałów czasowych  $\sim 10^{-10}$  sek.
- c) dużej wydajności, dochodzącej do 30 %.

Zależy to w dużym stopniu od scyntylatora, którego jakość można scharakteryzować przy pomocy takich parametrów jak:

- 1) Wydajność scyntytacji
- 2) Czas wyświecania
- 3) Charakterystyka widmowa.

Wydajność scyntytacji, ogólnie określa nam jaki ułamek zaabsorbowanej energii ulega zamianie na błyski świetlne. W większości jednak tylko część z nich jest zdolna opuścić scyntylator. W związku z tym rozróżniamy:

$$1a) \text{ wydajność fizyczna } \eta_f = \frac{E_z}{E_p},$$

$$1b) \text{ wydajność konwersji (techniczna) } \eta_t = \frac{E_w}{E_p},$$

gdzie:

$E_p$  — całkowita energia pochłonięta przez scyntylator z promieniowania jądrowego,

$E_z$  — wielkość energii, która zostaje przetworzona na błyski świetlne wewnątrz scyntylatora,

$E_w$  — sumaryczna energia wyemitowanych fotonów przez scyntylator.

Na ogół

$$\eta_t \leq \eta_f.$$

Równość zachodziłaby dla scyntylatorów idealnie przezroczystych w obszarze własnego promieniowania. W rzeczywistości

$$\eta_t < \eta_f$$

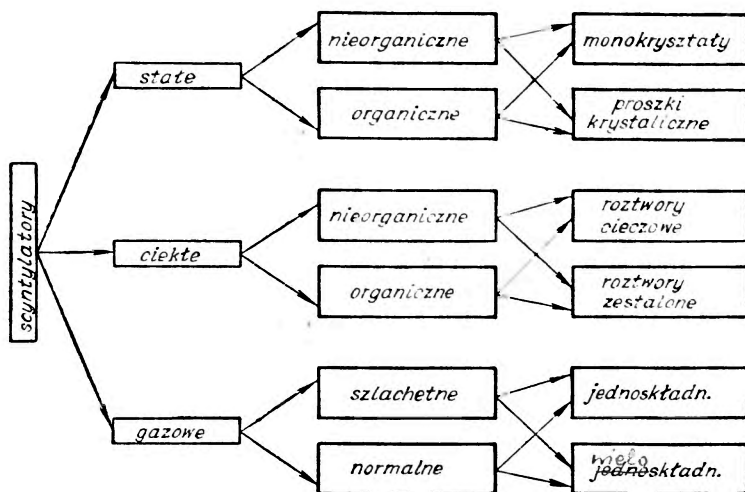
to znaczy część wytworzonych fotonów ulega samoabsorpcji. Takie osłabianie błysków, czasami może być bardzo szkodliwe, szczególnie jeżeli jego wielkość zależy od miejsca powstania scyntylacji. Może to mieć miejsce w wypadku optycznej niejednorodności lub dużej objętości scyntylatora.

Miarą czasu wyświecania jest długość oddzielnych scyntylacji w skali czasowej. Okazuje się, że w większości wypadków zanik świecenia scyntylacyjnego ma charakter wykładniczy, tak że najbardziej dogodnie jest wielkość tę wyrażać przy pomocy tzw. stałej czasowej, określającej przedział czasowy w którym natężenie błysku zmaleje  $e$ -krotnie w stosunku do wartości maksymalnej.

Charakterystyka widmowa przedstawia obszar długości fal, w którym dla danego ośrodka pod wpływem absorpcji promieniowania jądrowego zachodzi emisja kwantów świetlnych. Jej znajomość jest bardzo ważna przy wyborze maksymalnej czułości urządzenia rejestrującego.

### Podział ośrodków scyntylacyjnych

Wraz z rozwojem techniki scyntylacyjnej [1] w szybkim tempie postępowały badania najbardziej przydatnych ośrodków luminescencyjnych. W chwili obecnej znanych jest kilkaset związków tak organicznych jak



i nieorganicznych, których własności i metody otrzymywania w granicach możliwych dokładności są określone. Ogólnie można je podzielić według schematu przedstawionego w tabeli I.

Podział taki być może nie jest całkowicie wyczerpujący. Znane są ośrodki, które nie mieszczą się w podanym podziale. Na przykład, scynty-

latory ciekłe, przez które przedmuchiwany jest gaz. Niemniej jednak pomijając nieliczne wyjątki, za takim podziałem przemawiałoby jeszcze to, że charakterystyczne parametry dla danych grup, układają się bardzo podobnie. Stan skupienia, skład chemiczny oraz postać, decydują w dużej mierze o stałej czasowej, wydajności, charakterystyce widmowej a nawet możliwości zastosowania. Co więcej, scyntylatory poszczególnych grup posiadają wspólne metody otrzymywania, a nawet wspólne są również najbardziej korzystne sposoby obróbki lub regeneracji, które w wielu wypadkach mają znaczny wpływ na najważniejsze parametry.

### Scyntylatory stałe

Tworzą one obszerną grupę ośrodków scyntylacyjnych mających wspólny stan skupienia, podobne metody otrzymywania oraz zbliżone zastosowanie. Ze względu na skład chemiczny całą tą grupę można z kolei podzielić na dwie grupy: scyntylatory stałe nieorganiczne i scyntylatory stałe organiczne, które ponadto różnią się również stałą czasową i wydajnością. Ośrodki nieorganiczne posiadają wydajność większą, natomiast ze stałą czasową jest odwrotnie — krótszy czas wyświecania posiadają ośrodki organiczne.

#### a) Scyntylatory nieorganiczne ciał stałych

Intensywne badania wśród tej grupy [2—4] zapoczątkowane wykryciem przez Hofstadtera w r. 1948 korzystnych własności scyntylacyjnych jodku sodu aktywowanego talem<sup>1</sup> wykazały, że z ciał nieorganicznych do techniki scyntylacyjnej najlepiej nadają się przezroczyste kryształy jonowe metali alkalicznych aktywowane metalami ciężkimi. Rolę takich aktywatorów bardzo dobrze spełniają takie pierwiastki, jak: Tl, Sn, Eu, Ag, Cu, Pb, In i podobne, przy zawartości 1—0,01%. Jony tych metali wprowadzane przeważnie w procesie krystalizacji przez deformację podstawowej siatki krystalicznej, tworzą bardzo wydajne centra świeceniowe, nie psując wysokiej przezroczystości kryształu. Najczęściej stosowane metody krystalizacji [5] zwane ogólnie hodowaniem kryształów, dające na ogół najlepsze wyniki, polegają na bardzo powolnym studzeniu w pobliżu punktu topliwości, stopionej substancji w skład której wchodzi bardzo starannie oczyszczone, niezbędne składniki. Nawet najdrobniejsze ślady zanieczyszczeń, w postaci jakichkolwiek domieszek mogą silnie obniżyć jakość przyszłego kryształu. Przy zachowaniu wszelkich środków ostrożności można wyhodować bardzo ładne, jednorodne monokryształy dochodzące do  $\sim 2000 \text{ cm}^3$  [6]. W wypadku

<sup>1</sup> W skrócie NaJ (Tl).



higroskopijności [24], co cechuje niektóre z nich, muszą one być natechmiast umieszczane w oleju parafinowym, bądź w specjalnych starannie odwilgoconych pomieszczeniach. W takich samych warunkach muszą być również poddane obróbce. W przeciwnym wypadku pod wpływem wilgoci następuje bardzo szybko powierzchniowe zmętnienie, które po pewnym czasie może objąć całą objętość, co jest równoważne nieodwracalnemu uszkodzeniu całego kryształu. Scyntylatory posiadające tę niekorzystną własność muszą być również przechowywane w specjalnych hermetycznie zamkniętych opakowaniach. Opakowanie to przy rejestracji niskoenergetycznego promieniowania może wprowadzić dodatkową absorpcję lub rozproszenie.

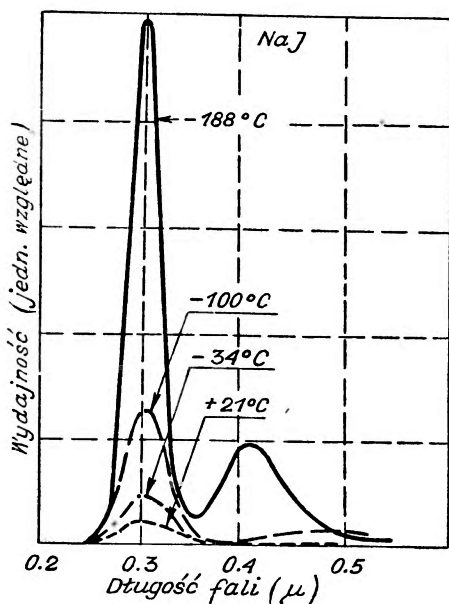
Wspólną wadą scyntylatorów nieorganicznych jest na ogół dość duży współczynnik załamania światła w obszarze emisji oraz długa stała czasowa  $\sim 10^{-6}$  sek. Pierwsze znacznie utrudnia połączenie optyczne scyntylatora z urządzeniem rejestrującym błyski, drugie ogranicza możliwość zastosowania w badaniu procesów szybkich.

[Prócz kryształów aktywowanych, stosuje się czasami kryształy bez aktywacji [7]. Dają one jednak w warunkach normalnych znacznie gorsze wyniki. Natomiast w temperaturach obniżonych ich parametry są porównywalne a nawet niektóre bardziej korzystne [7—11].] Na przykład, CsJ bez aktywacji w temperaturze  $100^{\circ}$  K przy wzbudzeniu cząstkami  $\beta$  posiada prawie sześć razy większą wydajność niż CsJ (Tl) przy stałej czasowej tego samego rzędu [9].<sup>1</sup> Nieco inaczej zachowuje się nieaktywowany NaJ, który w temperaturze pokojowej, wprawdzie przy bardzo małej wydajności, posiada prawie o dwa rzędy wielkości krótszą stałą czasową. Oziębienie kryształu do temperatury ciekłego azotu niewiele wydłuża stałą czasową, natomiast bardzo znacznie podnosi wydajność [7, 11]. Zależność wydajności i stałej czasowej dla NaJ od temperatury pokazana jest na Rys. 1a i 1b.

Niektórych nieorganicznych scyntylatorów nie udaje się otrzymać w postaci przezroczystych i odpowiednio dużych monokryształów, pomimo że posiadają one bardzo dużą wydajność fizyczną, dochodzącą do  $\sim 30\%$  [12]. Wykorzystuje się je w postaci drobnokrystalicznego proszku, co jednak ze względu na dużą samoabsorpcję dość znacznie obniża wydajność techniczną, a nawet przy pewnej grubości stają się one w obszarze własnego promieniowania zupełnie nieprzezroczyste. Dla najbardziej typowych z tej grupy przy optymalnej zawartości aktywatora  $0,01\%$  [12, 13], grubość krytyczna przy naświetleniu cząstkami  $\alpha$  wynosi dla ZnS(Ag)  $\sim 80$  mg/cm<sup>2</sup> a dla ZnS(Cu)  $\sim 200$  mg/cm<sup>2</sup>. Rejestruje się w tym wypadku tylko błyski powstałe na powierzchni od strony urządzenia rejestrującego.

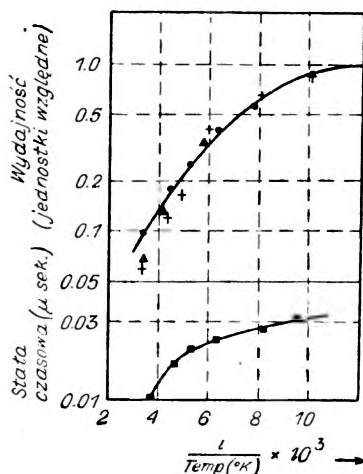
W wielu wypadkach proszki takie preparuje się w postaci zawiesin na takich podłożach jak parafina, plexiglas lub szkło organiczne [14—16].

Ma to duże znaczenie szczególnie przy detekcji neutronów, ponieważ można tu jednocześnie wprowadzać związki litu lub boru i liczyć cząstki  $\alpha$  z reakcji  $\text{Li}(n, \alpha)$  lub  $\text{B}(n, \alpha)$ .



Rys. 1a. Wydajność czystego kryształu NaJ w funkcji charakterystyki widmowej dla różnych temperatur oziębienia. Wzbudzenie  $\gamma$  [7]

Rys. 1b. Stała czasowa oraz wydajność względna dla czystego kryształu NaJ w funkcji temperatury oziębienia. Wzbudzenie  $\gamma$  i  $\alpha$  [7]



- ▲ wydajność wzgl. - wzbudzenie  $\gamma$
- wysokość impulsu - wzbudzenie  $\gamma$
- wydajność wzgl. - wzbudzenie  $\alpha$

W tabelicy II podane są najbardziej charakterystyczne parametry dla najczęściej stosowanych nieorganicznych scyntylatorów stałych, mierzone w warunkach normalnych.

#### b) Scyntylatory organiczne ciał stałych

Równoległe do prac prowadzonych w dziedzinie scyntylatorów nieorganicznych, przebiegały nadania nad wykorzystaniem scyntylacyjnych własności niektórych związków organicznych. Szczególnie przyczyniły się do tego pomyslnie próby z naftalenem przeprowadzone przez Kallmanna w r. 1947.

Z dalszych prac [17—22] wynikało, że najbardziej korzystne są tutaj głównie molekularne przezroczyste kryształy węglowodorów aromatycznych, zawierających jeden lub więcej pierścieni benzenowych, które jako układ trwały dodatnio wpływają na luminescencję. Już pierwsze wyniki

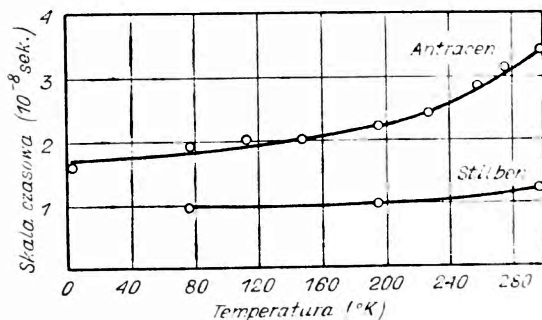
Tablica II

Zestawienie scyntylatorów nieorganicznych ciał stałych

Rodzaj scyntylatora	Wydajność konwersji w %			Stała czasowa w $10^{-7}$ sek	Maksimum widma emisji w Å	Współcz. załamania światła	Średnia gęstość w $g/cm^3$	Temp. topnienia w ° C	Uwagi	Literatura
	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$							
√ NaJ (Tl)	8	8	8	2,5	4100	1,8	3,7	651	duże kryształy higroskopijne	24, 74, 75, 76, 77, 78, 80,
√ KJ (Tl)	2	2	2	10	4000	1,65	3,2	723	duże kryształy	8, 77, 78, 79, 80
√ LiJ (Tl)	4	4		10	4500	1,95	4,1	446	kryształy	13, 77, 80
CsJ (Tl)		6	6	5,5		1,75	4,5	621	kryształy	77, 80, 81
LiJ (Sn)		4	4	7	5300	1,95	4,1	446	kryształy	80, 82
LiJ (Eu)		4	4	20	4400	1,95	4,1	446	kryształy	80, 83, 84, 92
√ NaCl (Ag)	6	4	4	2	2600	1,5	2,2	130	kryształy	77
CsF (Tl)				1,5	3600		3,6	684	higroskopijny	80
BaSO <sub>4</sub> (Pb)	0,8			10	4500	1,65	4,5	1580	proszki	77
√ ZnS (Ag)	28			100	4500	2,4	4,1	1850	proszki	12, 80
ZnS (Cu)	25			100	5200		4,1	1850	proszki	12, 80
CdS (Ag)	23	23		100	7600	2,5	4,8	1750	kryształy	77
CaWO <sub>4</sub>	0,6	4	5	40	4300	1,9	6,1	1535	małe kryształy	24, 77, 80, 85, 86
CdWO <sub>4</sub>			8	60	5300	2,2	7,9	1325	małe kryształy	24, 77, 85, 86
CsF		0,8	0,3	0,05	3900		3,6	684	małe kryształy	80, 87
CaF			0,28	15	2500	1,41	3,2	1360	duże kryształy	77, 85
ZnO	0,8			10	5500	2	5,5	1975	proszki	12, 77

wykazały, że stała czasowa jest tutaj  $\sim 10^{-8}$  sek a więc prawie o dwa rzędy wielkości krótsza niż dla scyntylatorów nieorganicznych. Natomiast wydajność jest znacznie niższa. Na jej wielkość korzystnie wpływa obecność drobin symetrycznych z dużą liczbą wiązań podwójnych, a niekorzystnie obecność siarki lub chlorowców [23]. W niektórych wypadkach wydajność zależy jeszcze od rodzaju postaci. Na przykład, sproszkowany naftalen ma fizyczną wydajność znacznie większą niż monokryształ, jednak ze względu na dużą samoabsorpcję w proszku korzystniej jest stosować monokryształ.

Największą wydajność techniczną spośród scyntylatorów organicznych ma antracen. Wielkość tę dla całej grupy przyjęto za miarę porównawczą. Jest to słuszne w takich granicach dokładności, w jakich zawarte są pomiary dla poszczególnych kryształów antracenu, które mogą się różnić nawet kilkakrotnie [25, 26]. Jest to prawdopodobnie spowodowane obecnością zanieczyszczeń [27] mających silny wpływ nie tylko na wydajność ale też na stałą czasową a nawet na widmo emisji, jak również, nieco odmiennymi warunkami otrzymywania, które dla monokryształów organicznych podobnie jak i dla nieorganicznych polegają



Rys. 2. Stała czasowa dla antracenu i stilbenu w funkcji temperatury oziębienia kryształów [30]

na powolnym chłodzeniu stopionej substancji wyjściowej. Różnica może leżeć w samym sposobie chłodzenia. Sangster [28] badając kryształy antracenu, wychodowane nieco odmiennymi metodami z produktów w takim samym stopniu oczyszczonych, otrzymał wyniki różniące się około 20%. W niektórych wypadkach, obecność zanieczyszczeń posiadających własności scyntylacyjne może być nawet korzystna. Na przykład domieszki antracenu w ilości około 1% do kryształów naftalenu znacznie zwiększają wydajność [29].

Niezbyt jasnym z teoretycznego punktu widzenia jest doświadczalnie znaleziona zależność stałej czasowej od temperatury [24, 30, 31]. Czas

Tablica III  
Zestawienie scyntylatorów organicznych ciał stałych

Rodzaj scyntylatora	Wydajność konwersji dla cz. $\beta$ wzgl. antrac.	Stała czasowa w $10^{-9}$ sek	Maksimum widma emisji w Å	Współcz. załamania światła	Średnia gęstość w $g/cm^3$	Temp. topnienia w ° C	Uwagi	Literatura
✓ Antracen	1	30	4450	1,59	1,25	217	kryształy trudne do otrzymania	26, 77, 88, 89, 91
✓ Stilben	0,6	6	4100	1,62	1,16	124	kryszt. łatwe do otrzymania	77, 90, 91
✓ Naftalen	0,25	60	3450	1,62	1,15	80	kryszt. łatwe do otrzymania	12, 77, 78, 91
Fenantren	0,3	8	4500	1,7	1,03	100	kryszt. trudne do otrzymania	77, 91
Dwubenzol	0,6	43	3735		1,00	52,5	kryszt. łatwe do otrzymania	91
✓ p-Terfenyl	0,3	5,4	4000		1,23	213	kryszt. łatwe do otrzymania	91
✓ Dwufenylo-acetylen	0,32	3,5	4000		1,18	62,5	kryszt. łatwe do otrzymania	91
✓ Czterofenyl	0,94	4,2	4350			318	kryszt. trudne do otrzymania	90
Dwufenylo-butadien	0,6	8	4610					24, 28
Chryzen	0,21	40	4190			253		24, 28
Piren	0,6	82	4750		1,28	149		24, 28
Karbazol	0,6	14	4185			245		24, 28

wyświetlania scyntylatorów organicznych maleje z obniżeniem temperatury kryształu. Wyniki znalezione przez Elliota i in. [30] dla kryształów stilbenu i antracenu przedstawione są na Rys. 2.

Chłodzenie kryształu korzystnie wpływa również na wydajność. Classen i Boom [44] znaleźli że dla naftalenu wydajności w temperaturach 0°, -70°, -180°C mają się jak 1:1,4:2,2.

Niekorzystną własnością scyntylatorów organicznych jest zmiana struktury wewnętrznej pod wpływem dłuższego naświetlania promieniowaniem jądrowym. Objawia się to między innymi wyraźnym zmniejszeniem wydajności technicznej. Black [32] badając zależność wydajności od pochłoniętej energii, stwierdził dwukrotne obniżenie wydajności kryształów antracenu, naftalenu, terfenylu i stilbenu przy zaabsorbowaniu sumarycznej energii cząstek alfa  $\sim 10^8$  erg/cm<sup>3</sup>.

W tablicy III zestawione są niektóre dane uzyskane w warunkach normalnych dla najczęściej stosowanych scyntylatorów organicznych.

### Scyntylatory ciekłe

Grupa ta obejmująca roztwory scyntylatorów stałych tak organicznych jak i nieorganicznych rozpuszczonych w odpowiednich rozpuszczalnikach (mająca szereg własności wspólnych), ze względu na stan skupienia rozpuszczalnika w warunkach normalnych, dzieli się z kolei na dwie grupy: *roztwory cieczowe i roztwory zestalone*.

#### a) Roztwory cieczowe

Już w początkowym okresie rozwoju badań scyntylatorów stałych Ageno i in. w 1949 r., Kallmann oraz Reynolds i in. w 1950 r. zauważyli, że niektóre z nich rozpuszczone w takich rozpuszczalnikach jak: ksylen, fenylocykloheksan, toluen, benzen i podobne, posiadają własności scyntylacyjne, przy praktycznie dowolnych objętościach i kształtach, bardzo zbliżone do substancji rozpuszczonej.

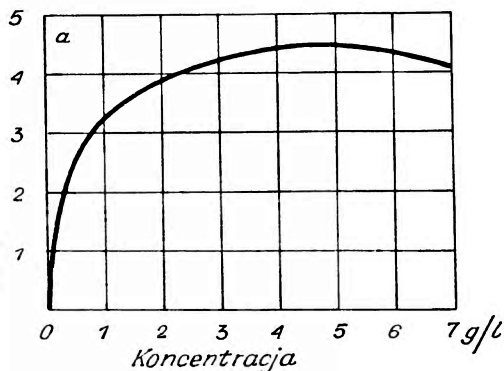
Stwarzało to między innymi bardzo korzystne możliwości zastosowania detekcji scyntylacyjnej w fizyce wysokich energii, gdzie niejednokrotnie zachodzi potrzeba użycia scyntylatorów o dużych objętościach, czy to ze względu na dostateczną drogę hamowania, czy też dużą powierzchnię czynną [33<sup>2</sup>, 34].

W dalszych bardziej szczegółowych pracach [35—42] przebadano bardzo wiele możliwych kombinacji roztworów. Stwierdzono, że między

---

<sup>2</sup> Objętość użytego scyntylatora ciekłego była około 5 m<sup>3</sup> przy średnicy 3 m.

wydajnością scyntylatora w postaci krystalicznej i rozpuszczonej nie jest zachowana prosta zależność. Wydajność roztworu cieczowego początkowo dość silnie wzrasta wraz z koncentracją, następnie przechodzi przez płaskie maksimum, które na ogół jest zawsze przed nasyceniem, i przy dalszym wzroście powoli zaczyna opadać. Na Rys. 3 podana jest zależność wydajności od stężenia dla *p*-terfenylu w ksylenie. Roztwór ten użyty po raz pierwszy przez Reynoldsa i in. w 1950 r. do dziś jest jednym z najlepszych scyntylatorów ciekłych. Przy optymalnym stężeniu 5 g/l posiada on zaledwie dwukrotnie mniejszą wydajność niż czysty *p*-terfenyl, co wobec tak małej koncentracji jest dość trudne do wytłumaczenia.



Rys. 3. Wydajność względna w funkcji koncentracji *p*-terfenylu w ksylenie [35]

Inna natomiast jest zależność stałej czasowej od stężenia. Allen i Engellder [43] podają że dla roztworu *p*-terfenylu w benzenie stała czasowa ze wzrostem koncentracji maleje od  $3,8 \times 10^{-9}$  sek przy stężeniu 1 g/l, poprzez  $2,7 \times 10^{-9}$  sek przy stężeniu 5 g/l do  $2 \times 10^{-9}$  sek przy stężeniu 10 g/l. Stężenie optymalne ze względu na wydajność jest 4,5 g/l.

Ogólnie stała czasowa roztworów cieczowych jest prawie o rząd wielkości krótsza niż dla substancji rozpuszczonej, tak że pomimo nawet mniejszej wydajności, amplitudy impulsów otrzymywane ze scyntylatorów ciekłych są porównywalne a nawet większe od amplitud uzyskanych z tychże scyntylatorów w postaci krystalicznej, naświetlanych tym samym źródłem.

Teoria procesu zamiany energii promieniowania jądrowego na kwanty świetlne w scyntylatorach ciekłych, jest dość skomplikowana. Dużą rolę spełnia tu sam rozpuszczalnik [35, 22]. Cząstki bombardując roztwór cieczowy scyntylatora, wzbudzają najpierw drobiny rozpuszczalnika, które z kolei część energii wzbudzenia bardzo szybko, szybciej niż zachodzi gaszenie, przekazują substancji rozpuszczonej, skąd dopiero następuje wypromieniowywanie w postaci fotonów świetlnych. Przenoszenie



energii wzbudzenia między rozpuszczalnikiem a substancją rozpuszczoną według Kallmanna i Fursta [35] ma charakter kwantowo rezonansowy. Birks [24] krytykując teorię rezonansową przypuszcza, że jest to przejście wyłącznie fotonowe, co z kolei według Ageno [45] nie odpowiada założeniom ogólnym.

Dodatkową cechą charakterystyczną, a zarazem bardzo korzystną dla scyntylatorów ciekłych jest posiadanie plastyczności widma emisji. W przypadku roztworów dwuskładnikowych (scyntylnator + rozpuszczalnik) obszar widma emisji charakterystyczny jest tylko dla substancji rozpuszczonej, niezależnie od rodzaju rozpuszczalnika i ogólnie pokrywa się z widmem tejże substancji gdy znajduje się ona w postaci czystego kryształu. Oba widma różnią się tym, że widmo roztworu sięga dalej w stronę fal krótszych, co w wypadku kryształów jest odcięte przez silniejszą samoabsorpcję w tym obszarze. Czasami celem lepszego dopasowania widma emisji do czułości urządzenia rejestrującego błyski, jak również zmniejszenia samoabsorpcji, szczególnie dla roztworów, których emisja leży daleko w nadfiolecie, dodaje się prócz składników podstawowych składnik trzeci, spełniający rolę transformatora długości fal. Są to przeważnie takie substancje jak: czterofenylbutadien, dwufenyloheksatrien oraz podobne, które rozpuszczone w ilościach  $\sim 0,01$  g/l [46] przesuwają widmo emisji w stronę fal dłuższych. Maksimum emisji roztworu jest wówczas charakterystyczne dla „przesuwacza“, który powinien posiadać maksimum absorpcji w obszarze maksymalnej emisji głównego składnika, a maksimum emisji w obszarze maksymalnej czułości urządzenia rejestrującego. W sumie poprawia to dość znacznie wydajność, w większości jednak odbywa się to kosztem pogorszenia stałej czasowej.

Omówione własności scyntylatorów ciekłych w dużej mierze zależą od stopnia czystości składników [47, 48]. Nawet najdrobniejsze ślady zanieczyszczeń mogą dość znacznie obniżyć jakość roztworu. Szczególnie ujemnie na wydajność wpływa obecność siarki, chloru lub tlenu. Pringle i in. [49] przepuszczając przez roztwór w celu wyparcia tlenu, starannie oczyszczony azot, uzyskali prawie dwukrotną poprawę wydajności. Dobre wyniki można również otrzymać przepuszczając dwutlenek węgla [50].

Korzystanie z roztworów ciekłych w praktyce połączone jest z szeregiem dodatkowych trudności technicznych. W większości są to substancje szybko parujące, niekiedy nawet szkodliwe dla zdrowia. Co więcej, nieodpowiednie dobranie naczynia, czy też słabe zabezpieczenie czystości może dość znacznie pogorszyć wyniki. Większe zanieczyszczenia roztworu w czasie pracy mogą spowodować nawet całkowitą utratę własności scyntylacyjnych.

W tablicy IV zestawione są niektóre dane uzyskane w warunkach normalnych dla najczęściej stosowanych roztworów ciekłych.



Tablica IV  
Zestawienie scyntylatorów ciekłych (roztwory cieczowe)

Substancja rozpuszczona	Rozpuszczalnik	Wydajność konwersji dław. $\beta$ (antracen = 1)	Stała czasowa w $10^{-9}$ sek	Maksimum widma emisji w Å	Współczynnik załamania światła	Stężenie optymalne rozp. scynt. w g/l	Literatura
p-Terfenyl	Fenylocyklohexan	0,27	2,9	3550	1,5	3	36, 37, 80
p-Terfenyl + 0,01 g/l dwufenylohexatrien	Fenylocyklohexan	0,35	8	4500	1,5	3	80
p-Terfenyl	Ksilen	0,33	3	4000	1,5	5	37
p-Terfenyl + 0,01g/l dwufenylohexatrien	Ksilen	0,48	5	4500	1,5	5	91
p-Terfenyl	Toluen	0,43	2,2	3550		5,0	37, 93
Stilben	Ksilen	0,04				3	35, 37
Naftalen	Ksilen	0,03		3600		5	35, 36, 37
Antracen	Ksilen	0,06		4200		1,4	35, 36, 37
Antracen	Benzen	0,04				1,0	35, 37
p-Terfenyl	Benzen	0,38				4,5	35, 37

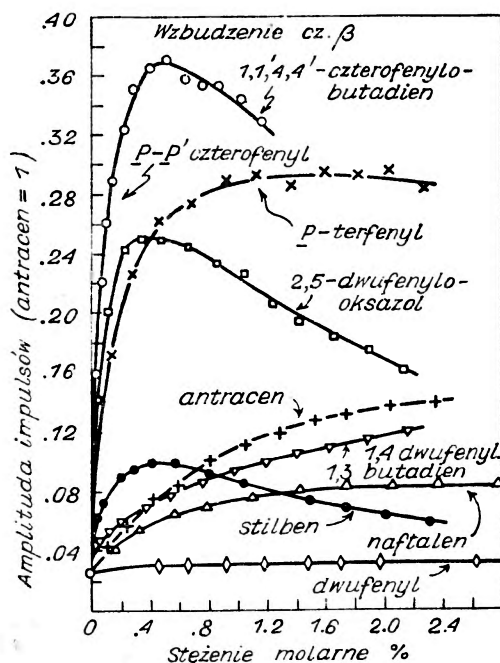
Tablica V  
Zestawienie scyntylatorów ciekłych (roztwory zestalone)

Substancja rozpuszczona	Rozpuszczalnik	Wydajność konwersji dla cz. $\beta$ (antracen = 1)	Stała czasowa w $10^{-9}$ sek	Maksimum widma emisji w Å	Współczynnik załamania światła	Stężenie optymalne rozp. scynt. w g/l	Literatura
p-Terfenyl	Polistyren	0,28	3	3550	1,59	36	22, 51, 60, 94
p-Terfenyl + 0,2 g/l czterofenylobutadien	Polistyren	0,39	4	4450		36	22, 60, 94
Czterofenylobutadien	Polistyren	0,36	4,6	4500	1,59	17	22, 60, 94
Dwufenyloksazol	Polistyren	0,24		3800		10	22, 80
Czterofenylobutadien	Poliwinylotoluen	0,37	4,6	4500		16	22, 94
p-Terfenyl	Poliwinylotoluen	0,32	3	3550		40	22, 91
p-Terfenyl + 0,2 g/l czterofenylobutadien	Poliwinylotoluen	0,45	4	4450		36	22, 91
p-Terfenyl + 0,9 g/l dwufenylostilben	Poliwinylotoluen	0,48	3	3800		36	91, 95

b) Roztwory zestalone

Znacznie prostsze w użyciu są scyntylatory ciekłe w postaci roztworów zestalonych<sup>3</sup>. Uzyskuje się je przez zestalenie rozpuszczonych scyntylatorów stałych w takich rozpuszczalnikach jak: polistyren, poliwinylotoluen, plexiglas i inne przezroczyste masy plastyczne.

Po raz pierwszy to hermetyczne zamknięcie w całej objętości zastosowali Schorr i Torney w r. 1950 dla roztworu *p*-terfenylu w polistyrenie. W następnych bardziej szczegółowych badaniach [22, 51—57] stwier-



Rys. 4. Amplituda impulsów kilku roztworów zestalonych w polistyrenie w funkcji stężenia substancji rozpuszczonej. Wzbudzenie  $\beta$  [22]

dzono, że scyntylatory plastikowe posiadają prawie wszystkie zalety scyntylatorów cieczowych. Dla roztworów dwuskładnikowych bardzo starannie oczyszczonych przy optymalnych warunkach koncentracji, stała czasowa jest tego samego rzędu [57, 58]. Widmo emisji wraz z częścią krótkofalową jest również charakterystyczne dla substancji rozpuszczonej [52, 59]. Podobną rolę spełniają składniki trzecie, w charakterze których najlepiej nadają się tutaj takie substancje jak: dwufenylostilben, czterofenylbutadien i podobne, przy stężeniach 0,01—0,02%. Zbliżony

<sup>3</sup> W mowie potocznej — scyntylatory plastikowe.

charakter ma także zależność wydajności od stężenia rozpuszczonego scyntylatora [22, 57]. Na rys. 4 podana jest wysokość impulsu w funkcji koncentracji dla kilku scyntylatorów organicznych rozpuszczonych w polistyrenie.

Otrzymywanie roztworów zestalonych w porównaniu do roztworów cieczowych jest nieco trudniejsze. Dochodzi tu jeszcze sam proces zestalania, który można przeprowadzić w dwojaki sposób:

- 1) stapianie sproszkowanej masy plastiku ze scyntylatorem [54, 56];
- 2) polimeryzacja roztworu scyntylatora w rozpuszczonym produkcie wyjściowym:
  - a) w podwyższonej temperaturze [57],
  - b) w obecności katalizatora [51].

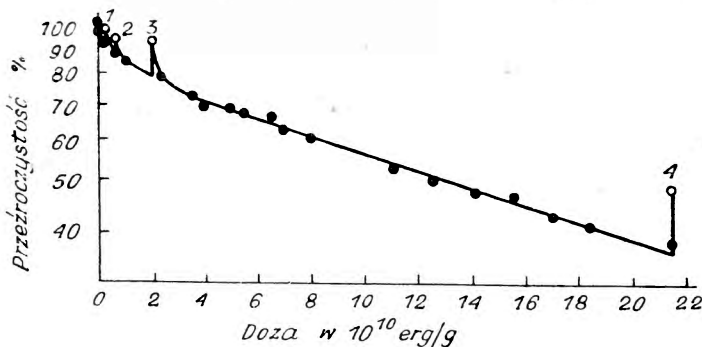
Stapianie jest rzadko stosowane. Scyntylatory uzyskane tym sposobem posiadają mniejszą wydajność. Lepsze wyniki daje polimeryzacja stopionej mieszaniny scyntylatora z produktem wyjściowym danego plastiku. Może ona zachodzić albo w podwyższonej temperaturze, albo dzięki działaniu katalizatora. Częściej stosuje się polimeryzację z katalizatorem. Wprawdzie w jego obecności mogą również powstać nieliczne wiązania gaszące [60], ale ich wpływ w porównaniu do przegrzania jest mniej szkodliwy. Rolę katalizatora bardzo dobrze spełnia 0,2—1 procentowy nadtlenek benzoilu [55, 61] szczególnie przy polimeryzacji polistyrenu jednego z najbardziej korzystnych rozpuszczalników plastikowych, który już w stanie czystym wykazuje słabą fluorescencję z czasem zaniku krótszym niż  $4 \times 10^{-8}$  sek [62].

Przy zestalaniu należy pamiętać, że nawet przy najlepiej dobranej kombinacji składników, o jakości przyszłego scyntylatora w głównej mierze decyduje stopień czystości produktów wyjściowych. Szczególne ważne jest staranne oczyszczenie od rozpuszczonego tlenu [63]. Uzyskuje się to poprzez wielokrotną destylację pod próżnią, specjalne wymrażanie i inne podobne procesy.

Po wypełnieniu wszystkich niezbędnych warunków można uzyskać przezroczyste bryły sztywne praktycznie dowolnej objętości, nadające się bardzo dobrze do obróbki. Przedstawia to dodatkową korzyść ze względu na znaczne ułatwienie dopasowania scyntylatora do niejednokrotnie skomplikowanych warunków doświadczalnych, tym bardziej że można je umieszczać wprost w aparaturze próżniowej bez żadnych osłon, ponieważ ciśnienie ich par własnych jest minimalne.

Niekorzystnym zjawiskiem dla scyntylatorów plastikowych jest proces starzenia się w czasie pracy. Objawia się to zanikiem przezroczystości pod wpływem absorpcji energii promieniowania jądrowego, co w następstwie prowadzi do zmniejszenia wydajności technicznej. Wprawdzie po przerwaniu naświetlania zachodzi częściowa regeneracja, jednak po ponownym rozpoczęciu naświetlania następuje bardzo szybki powrót do

stanu w chwili przzerwania. Na rys. 5 podana jest zależność przezroczystości w obszarze maksymalnej emisji od zaabsorbowanej energii cząstek beta dla roztworu *p*-terfenylu w polistyrenie z dodatkiem czterofenylobutadienu [64]. Punkty 1, 2, 3 i 4 charakteryzują pomiary wykonane



Rys. 5. Zależność przezroczystości w obszarze, maksymalnej emisji od zaabsorbowanej energii cząstek dla roztworu *p*-terfenylu w polistyrenie [64]

pod odpowiednich przerwach w naświetlaniu. Punkt 1 po 18 godz., 2 po 16 godz., 3 po 73 godz. i 4 po 12 dniach.

W tabelicy V podane są parametry charakterystyczne dla najczęściej spotykanych roztworów zestalonych.

### Scyntylatory gazowe

Wszechstronne badania własności scyntylacyjnych ciał, po uzyskaniu przez Egglera i Huddlestona w r. 1954 pomyslnych wyników przy naświetlaniu cząstkami alfa argonu, objęły również ośrodki gazowe.

W wielu pracach poświęconych temu zagadnieniu [65—67] stwierdzono, że atomy takich gazów jak: He, Ar, Kr, Xe, Ne, N<sub>2</sub> a nawet i ich mieszaniny wzbudzone bądź zjonizowane pod wpływem promieniowania jądrowego, powracając do stanu normalnego, część zaabsorbowanej energii niezależnie od masy i ładunku cząstek, emitują w postaci kwantów światła nadfioletowego. Stworzyło to duże możliwości zastosowania scyntylatorów gazowych szczególnie w detekcji oraz spektrometrii cząstek ciężkich, tym bardziej że nieco skomplikowaną rejestrację błysków z obszaru krótkofalowego można przeprowadzać w dwojaki sposób:

- a) poprzez okienka kwarcowe,
- b) przy zastosowaniu transformatorów długości fal.

Pierwszy wypadek jest rzadko stosowany. Wyniki uzyskane tym sposobem są znacznie gorsze [68]. Głównie spowodowane to jest brakiem odpowiednich urządzeń rejestrujących błyski, mających maksimum czułości w obszarze krótkofalowym.

Częściej stosuje się transformatory świetlne, zamieniające promieniowanie krótkofalowe na promieniowanie w takim obszarze, w którym leży maksimum czułości rejestratora, — podobnie jak w scyntylatorach ciekłych. Rolę takich konwerterów świetlnych bardzo dobrze spełniają tu takie substancje jak: czterofenyl, dwufenylostilben, czterofenylobutadien i podobne [68, 69], przeważnie napyłane na wewnętrzne ścianki komory, w której znajduje się scyntylator gazowy. Northrop [69] przyjmując optymalną grubość konwertera  $\sim 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  przeprowadził badania wydajności przetwarzania dla różnych kombinacji. Uzyskane wyniki podane są w tablicy VI. Sayres i Wu [68] przyjmując optymalną grubość czterofenyli  $\sim 75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  badali amplitudy błysków przy naświetlaniu cząstkami alfa  $^{210}\text{Po}$  kilku ośrodków gazowych z konwerterem i bez. Otrzymane wyniki przedstawione są w tablicy VII.

Tablica VI

Wydajność scyntylatorów gazowych dla różnych konwerterów świetlnych  
NaJ (Tl) = 1 [69]

Konwerter	Scyntylator		
	Ar	Kr	Xe
Czterofenyl	0,0	0,247	0,438
Dwufenylostilben	0,202	0,567	1,000
Czterofenylobutadien	0,144	0,356	0,699

Tablica VII

Amplituda błysków scyntylatorów gazowych z konwerterem i bez.  
Jednostki względne [68]

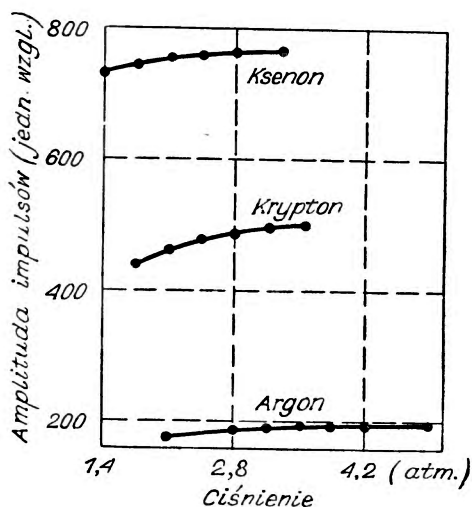
Scyntylator gazowy (ciśn. optymalne)	z konwerterem	bez konwertera
Xe (0,42 atm)	105	6
Kr (0,56 atm)	50	3
Ar (0,7 atm)	15	3
He (3,15 atm)	38	9
Szumy	3	3

Duży wpływ na amplitudę błysków ma także ciśnienie gazu. Ogólnie ze wzrostem ciśnienia amplituda rośnie [68]. Zależność ta dla kilku ośrodków gazowych podana jest na Rys. 6.

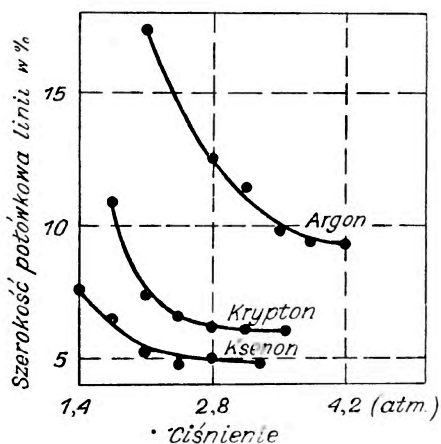
Od ciśnienia scyntylatora gazowego w dużym stopniu zależy również selektywność energetyczna promieniowania. Na rys. 7 przedstawiona jest dla kilku scyntylatorów gazowych szerokość linii mierzonej w połowie

wysokości przy naświetlaniu cząstkami alfa  $^{210}\text{Po}$  w funkcji ciśnienia [68]. W obu wypadkach minimalne ciśnienie było dostateczne do całkowitego zaabsorbowania cząstek w objętości komory z gazem.

Czas wyświecania scyntylatorów gazowych [66, 70, 71] składa się z dwóch członów; składowej szybkiej i składowej powolnej. Pierwsza związana z bezpośrednim rozładowaniem stanów wzbudzonych ma stałą



Rys. 6. Względna amplituda impulsów kilku scyntylatorów gazowych w funkcji ciśnienia [68]



Rys. 7. Względna szerokość połówkowa linii widmowej  $^{210}\text{Po}$  dla kilku scyntylatorów gazowych w funkcji ciśnienia [68]

czasową  $\sim 10^{-9}$  sek. Wyświecanie drugiej, uwarunkowane głównie stanami metastabilnymi, ze wzrostem ciśnienia maleje. Przy niezbyt wysokich ciśnieniach, emisja składowej powolnej mająca maksimum w obszarze długości fal poniżej  $1250 \text{ \AA}$  zachodzi ze stałą czasową  $\sim 10^{-6}$  sek.

Duży wpływ na stałą czasową a także na wydajność ośrodków gazowych ma stopień ich czystości. Już minimalne domieszki tlenu, wodoru lub dwutlenku węgla wnoszą bardzo silne gaszenie scyntylacji. W praktyce utrzymanie czystości połączone to jest z dużymi trudnościami technicznymi, szczególnie przy wysokich ciśnieniach. Okazuje się, że wymagana czystość nawet przy najbardziej szczelnej i odgazowanej komorze musi być podtrzymywana w czasie pracy [71, 72]. Uzyskuje się to przeważnie poprzez ciągłą cyrkulację scyntylatora gazowego w specjalnie do tego celu przystosowanej aparaturze, w której elementem oczyszczającym najczęściej jest Ca w temperaturze  $400^\circ \text{C}$ , bądź stop  $90\% \text{ Ca} + 10\% \text{ Mg}$  w temp.  $400\text{--}500^\circ \text{C}$ . [73].

Z mieszanin dobre wyniki przy naświetlaniu cząstkami  $\alpha$   $^{210}\text{Po}$  uzyskano dla kombinacji 90% He + 10% Xe pod ciśnieniem 4,2 atm [68].

Dużą zaletą scyntylatorów gazowych jest możliwość dyskryminacji cząstek, szczególnie daje to duże korzyści przy pracy w obszarze dużego tła promieniowania  $\gamma$ . Na przykład w liczniku napełnionym He + 10% Xe przy ciśnieniu  $\sim 4$  atm. amplituda impulsów od promieniowania  $\gamma$  była około 5% amplitudy od cząstek  $\alpha$  [68].

### Uwagi końcowe

W ogólnym omówieniu bardzo obszernego zagadnienia ośrodków scyntylacyjnych, pominięto bardziej szczegółowe omówienie zastosowania poszczególnych scyntylatorów. Zależy ono w dużej mierze od zakresu energii, postawionej problematyki doświadczalnej, wymaganej dokładności pomiarów i wielu innych czynników.

### Literatura

- [1] A. Z. Hrynkiewicz, *Postępy Fizyki*, **2**, 88 (1951).
- [2] R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **75**, 796 (1949).
- [3] R. Hofstadter, J. A. Mc Intyre, *Phys. Rev.* **79**, 389 (1950).
- [4] R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **74**, 100 (1948).
- [5] R. B. Owen, *J. Sci. Instr.* **28**, 221 (1951).
- [6] R. S. Fot, H. W. Koch, *Rev. Sci. Instr.* **25**, 746 (1954).
- [7] W. Van Sciver, *Nucleonics* **14**, 50 (1956).
- [8] J. Bonanomi, J. Rossel, *Helv. phys. Acta* **25**, 725 (1952).
- [9] B. Hahn, *Phys. Rev.* **91**, 772 (1953).
- [10] B. Hahn, J. Rossel, *Helv. phys. Acta* **26**, 803 (1953).
- [11] L. E. Beghian, G. H. R. Kegel, R. P. Scharenberg, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 753 (1958).
- [12] H. Kallmann, *Phys. Rev.* **75**, 623 (1949).
- [13] R. Hofstadter, J. A. Mc. Intyre, H. Roderick, H. J. West, *Phys. Rev.* **82**, 749 (1951).
- [14] K. H. Sun, P. R. Malberg, F. A. Peojak, *Nucleonics* **14**, 46 (1956).
- [15] W. F. Hornyak, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 264 (1952).
- [16] W. S. Emmerich, *Rev. Sci. Instr.* **25**, 69 (1954).
- [17] H. Kallmann, *Natur und Technik* **7**, (1947).
- [18] H. Kallmann, *Phys. Rev.* **78**, 621 (1950).
- [19] F. N. Hayes, D. L. Williams, B. Rogers, *Phys. Rev.* **92**, 512 (1953).
- [20] S. H. Liebson, M. E. Bishop, J. O. Elliot, *Phys. Rev.* **80**, 907 (1950).
- [21] R. K. Swank, *Nucleonics* **12**, 14 (1954).
- [22] R. K. Swank, W. L. Buck, *Phys. Rev.* **91**, 927 (1953).
- [23] W. S. Koski, C. O. Thomas, *J. Chem. Phys.* **19**, 1286 (1951).
- [24] J. B. Birks, *Scintillation counters* London 1953.
- [25] J. B. Birks, M. E. Szendrei, *Phys. Rev.* **91**, 197 (1953).
- [26] M. Furst, H. Kallmann, B. Kramer, *Phys. Rev.* **89**, 416 (1953).



- [27] E. J. Bowen, P. D. Lawley, *Nature* **164**, 572 (1949).
- [28] R. C. Sangster, M. I. T. Technical Report **55**, 1 (1952).
- [29] P. R. Bell, W. H. Jordan, *Nucleonics* **5**, 30 (1949).
- [30] J. O. Elliot, S. H. Liebson, C. F. Ravilious, *Phys. Rev.* **79**, 393 (1950).
- [31] J. A. Jackson, F. B. Harrison, *Phys. Rev.* **89**, 322 (1953).
- [32] F. A. Black, *Phil. Mag.* **44**, 263 (1953).
- [33] J. R. Green, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 10 (1958).
- [34] C. H. Miller, E. P. Hineks, S. C. Hanna, *Canad. J. Phys.* **36**, 54 (1958).
- [35] H. Kallmann, M. Furst, *Phys. Rev.* **79**, 857 (1950).
- [36] H. Kallmann, M. Furst, *Phys. Rev.* **81**, 853 (1951).
- [37] M. Furst, H. Kallmann, *Phys. Rev.* **85**, 816 (1958).
- [38] M. Ageno, M. Chiozzotto, R. Querzoli, *Accad. naz. Lincei* **6**, 626 (1949).
- [39] M. Ageno, M. Chiozzotto, R. Querzoli, *Phys. Rev.* **79**, 720 (1950).
- [40] G. T. Reynolds, F. B. Harrison, G. Salvini, *Phys. Rev.* **78**, 488 (1950).
- [41] E. H. Belcher, *Nature* **167**, 314 (1951).
- [42] H. Kallmann, M. Furst, *Nucleonics* **8**, 32 (1951).
- [43] J. S. Allen, T. C. Engelder, *Rev. Sci. Instr.* **22**, 401 (1951).
- [44] R. S. Claassen, R. W. Boom, *Phys. Rev.* **75**, 331 (1949).
- [45] M. Ageno, *Novo Cimento* **11**, 318 (1954).
- [46] F. N. Hayes, *Nucleonics* **12**, 27 (1954).
- [47] W. L. Buck, R. K. Swank, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 252 (1958).
- [48] G. T. Reynolds, *Nucleonics* **10**, 46 (1952).
- [49] R. W. Pringle, L. D. Black, B. L. Funt, S. Sobering, *Phys. Rev.* **92**, 1582 (1953).
- [50] Ж. В. Прохоронов, П. Т. Э. **2**, 24 (1958).
- [51] M. G. Schorr, F. L. Torney, *Phys. Rev.* **80**, 474 (1950).
- [52] W. S. Koski, *Phys. Rev.* **82**, 230 (1951).
- [53] J. L. Horwood, G. G. Eichholz, *Phys. Rev.* **83**, 886 (1951).
- [54] G. G. Eichholz, J. L. Horwood, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 305 (1952).
- [55] M. G. Schorr, E. C. Farmer, *Phys. Rev.* **81**, 891 (1952).
- [56] R. M. Kloepper, M. L. Wiedenbeck, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 446 (1952).
- [57] R. K. Swank, W. L. Buck, *Nucleonics* **11**, 48 (1953).
- [58] R. K. Swank, *Nucleonics* **12**, 14 (1954).
- [59] T. Carlson, W. S. Koski, *Phys. Rev.* **85**, 697 (1952).
- [60] М. Медведев, Е. Мареева, А. Жильцова, *Изв. А. Н. СССР* **22**, 44 (1958).
- [61] H. De Waard, J. Martini, *Physica* **18**, 647 (1952).
- [62] I. A. McIntyre, *Phys. Rev.* **75**, 1290 (1949).
- [63] J. Fischer, *Nucleonics* **13**, 52 (1955).
- [64] И. М. Розман, *Изв. А. Н. СССР* **22**, 60 (1958).
- [65] C. Egger, C. M. Huddleston, *Phys. Rev.* **95**, 600 (1954).
- [66] R. A. Nobles, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 280 (1956).
- [67] W. Hanle, K. Schmidt, *Ann. Phys.* **20**, 173 (1957).
- [68] A. Sayres, C. S. Wu, *Rev. Sci. Instr.* **28**, 758 (1957).
- [69] I. Northrop, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 437 (1958).
- [70] P. Avivi, S. Cohen, *Phys. Rev.* **108**, 972 (1957).
- [71] H. Palevsky, R. L. Zimmermann, K. E. Larsson, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 323 (1956).
- [72] A. Villaire, L. Wouters, *Phys. Rev.* **98**, 280 (1955).
- [73] W. Bennett, *Rev. Sci. Instr.* **28**, 1092 (1957).
- [74] C. J. Taylor, M. E. Remley, W. K. Jentschke, P. G. Kruger, *Phys. Rev.* **83**, 169 (1951).

- [75] R. H. Lovberg, *Phys. Rev.* **84**, 852 (1952).
- [76] F. S. Eby, W. K. Jentschke, *Phys. Rev.* **96**, 911 (1954).
- [77] O. R. Frisch, *Progress in Nuclear Physics* **2** London 1952).
- [78] J. C. D. Milton, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **75**, 1289 (1949).
- [79] W. Franzen, R. W. Peelle, R. Scherr, *Phys. Rev.* **79**, 742 (1950).
- [80] S. Flügge, *Handbuch d. Physik* **XLV**, Berlin 1958.
- [81] W. Van Sciver, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **84**, 1062 (1951).
- [82] J. Schenck, R. L. Heath, *Phys. Rev.* **85**, 923 (1952).
- [83] J. Schneck, *Nature*, **171**, 518 (1953).
- [84] J. Schenck, J. H. Neiler, *Nucleonics* **11**, 28 (1954).
- [85] R. J. Moon, *Phys. Rev.* **73**, 1210 (1948).
- [86] R. H. Gillette, *Rev. Sci Instr.* **21**, 294 (1950).
- [87] W. Van Sciver, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **87**, 522 (1952).
- [88] J. I. Hopkins, *Phys. Rev.* **77**, 406 (1950).
- [89] J. I. Hopkins, *Rev. Sci. Instr.* **22**, 29 (1951).
- [90] R. C. Sangster, J. W. Irvine, *J. Chem. Phys.* **24**, 670 (1956).
- [91] R. K. Swank, W. L. Buck, *Rev. Sci. Instr.* **26**, 15 (1955).
- [92] J. B. Marion, *Phys. Rev.* **94**, 808 (1954).
- [93] S. Singer, L. K. Neher, R. A. Ruehle, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 40 (1956).
- [94] R. K. Swank, *Annual Rev. Nucl. Sci.* **4**, 111 (1954).
- [95] F. N. Hayes, D. G. Ott, V. N. Kerr, *Nucleonics* **14**, 42 (1956).

## Pierwsze obserwacje antyhiperonów naładowanych

W zeszycie I (tomu X (1959)) *Postępów Fizyki* w dziale *Nowości Naukowych* zakomunikowany został fakt zaobserwowania pierwszego antyhiperonu — cząstki  $\bar{\Lambda}^0$ . Zakończenie tego artykułu stanowi optymistyczna zapowiedź autora, że w niedługim czasie odkryte zostaną także inne antyhiperony. Zapowiedź ta spełniła się ze stosunkowo niedużym opóźnieniem.

Dwa niezależne laboratoria: grupa, pracująca w Dubnie techniką komór pęcherzykowych (Wan Gan Czan i współpr.), oraz grupa rzymska, stosująca technikę emulsji jądrowych (Amaldi i współpr.) niemal zupełnie jednocześnie (w odstępnie zaledwie kilkunastu dni) podały w postaci przedruków wyniki swoich badań, dotyczących naładowanych antyhiperonów.

Biorąc pod uwagę schematy rozpadów naładowanych hiperonów:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (1)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (2)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- \quad (3)$$

możemy oczekiwać symetrycznych schematów rozpadu dla ich antycząstek, a mianowicie:

$$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p} + \pi^0 \quad (1')$$

$$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n} + \pi^- \quad (2')$$

$$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} + \pi^+ \quad (3')$$

W wyżej wspomnianych laboratoriach zaobserwowano zdarzenia, interpretowane jako przykłady produkcji antyhiperonów i ich rozpadu według schematów (1') i (3').

W laboratorium w Rzymie pracowano na bloku emulsji jądrowych naświetlonych wiązką antyprotonów ( $\bar{p}$ ) z Bewatronu w Berkeley o energii 1320 MeV. W skład wiązki wchodziły antyprotony, mezony  $\pi$  i mezony  $\mu$  w stosunku jak 1:2:1.

W wyniku przeglądu emulsji znaleziono zdarzenie, a raczej trzy kolejne zdarzenia, przedstawione na rys. 1. Autorzy podają następującą interpretację zaobserwowanych zdarzeń: w punkcie *A* antyproton z wiązki (tor 1) oddziaływuje z jednym z jąder emulsji, w wyniku czego powstaje antyhiperon  $\bar{\Sigma}^+$  (tor 2) oraz hiperon  $\Lambda^0$  (łączna produkcja dwóch cząstek „dziwnych“ wiąże się z zasadą zachowania *strangeness* — *dziwności*). Cząstka  $\Lambda^0$ , związana w hiperfragmencie, daje w rezultacie niemezonowy rozpad tego hiperfragmentu z emisją protonu (tor 4). W punkcie *C* antyhiperon  $\bar{\Sigma}^+$  rozpada się według schematu (1'), a powstały w wyniku rozpadu antyproton (tor. 3) ulega anihilacji (w locie) w punkcie *B*.

Następujące argumenty przemawiają za wyżej podaną interpretacją:

1. Gwiazda  $B$  charakteryzująca się dużą wartością wydzielonej energii (1060 MeV) musi być wynikiem procesu anihilacyjnego, w przeciwnym bowiem razie cząstka (3) nie miałaby wystarczająco dużej energii dla spowodowania takiego oddziaływania.

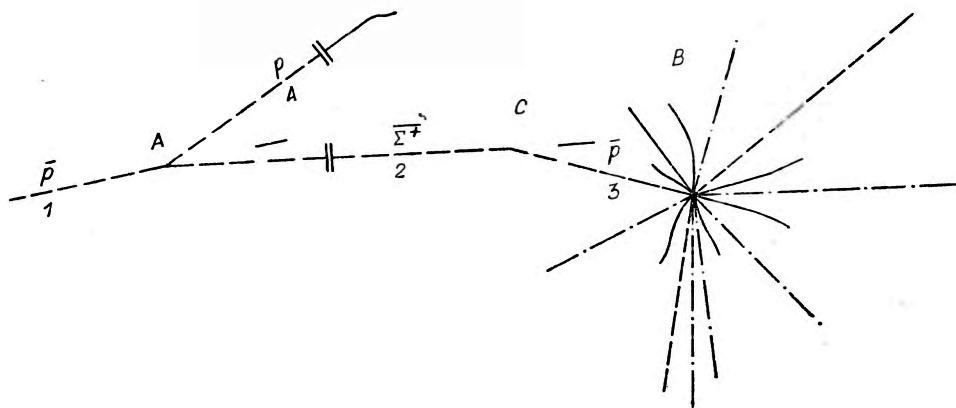
2. Bezpośrednie pomiary, wykonane na torach (2) i (3), prowadzą do wartości masy ( $1553 \pm 300$ ) MeV dla toru (2) \*), zaś ( $818 \pm 150$ ) MeV dla toru (3).

3. Kinematyka w punkcie  $C$  (pędy, odpowiadające cząstkom (2) i (3) oraz kąt między nimi) pasuje do rozpadu:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 + 115,9 \text{ MeV} \quad \text{lub} \quad \bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p} + \pi^0 + 115,9 \text{ MeV}.$$

4. Energia wydzielona w oddziaływaniu w punkcie  $A$  wynosi ( $1279 \pm 150$ ) MeV, co dobrze pasuje do energii antyprotonów, wchodzących w skład wiązki pierwotnej (1320 MeV).

W poszukiwaniu jakiejś innej interpretacji zaobserwowanego w emulsji ciągu zjawisk autorzy dyskutują dwie możliwości:



a) Produkcja antyhiperonu  $\bar{\Sigma}^+$  w punkcie  $A$ , nieelastyczne rozproszenie w punkcie  $C$  i anihilacja (ciągłe cząstki  $\bar{\Sigma}^+$ ) w punkcie  $B$ .

Przeciwko takiej hipotezie przemawia konieczność przyjęcia niesprężystego rozproszenia antyhiperonu po przebyciu bardzo niewielkiej drogi (1.79 cm), rozproszenia, które ponadto imitowałoby rozpad według określonego schematu (typu (1')), oraz różnica mas — wprawdzie niezbyt znacząca — wynikająca z pomiarów.

b) Brana jest jeszcze pod uwagę możliwość taka, że w całej sekwencji zdarzeń  $A, C, B$  mamy do czynienia z ciągle tą samą cząstką — antyprotonem, ulegającym dwóm kolejnym oddziaływaniom nieelastycznym ( $A, C$ ), a następnie anihilacji ( $B$ ).

Autorzy sądzą, że tego rodzaju ciąg procesów jest zjawiskiem bardzo mało prawdopodobnym i w rezultacie twierdzą, że zaobserwowali pierwszy przypadek powstania i rozpadu antyhiperonu  $\bar{\Sigma}^+$ .

Kilkunastoosobowa grupa fizyków pracujących w Dubnie posługiwała się propalną komorą pęcherzykową, naświetloną wiązką mezonów o energii 8300 MeV.

\*) Masa hiperonu  $\Sigma$  wynosi 1190 MeV., protonu — 938 MeV. Wobec dużych błędów, jakimi obciążone są tu wyniki pomiarów, nie można ich uważać za niewątpliwą dowód różnicy mas cząstek, odpowiadających torom (2) i (3).



Analiza śladów cząstek emitowanych z punktu  $B$  wskazuje na dużą wartość energii, wydzielonej w tym oddziaływaniu (znacznie większą niż energia neutronu, emitowanego z punktu  $A$ , gdyby zachodził tam rozpad

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+.$$

Należy zatem przyjąć, że w punkcie  $B$  mamy do czynienia z anihilacją antyneutronu  $\bar{n}$ , najprawdopodobniej według schematu:

$$\bar{n} + C \rightarrow {}^4_2\text{He} + 4p + 3n + \pi^+ + \pi^- + n \cdot \pi^0.$$

Autorzy nie widzą innej interpretacji zaobserwowanego zespołu zjawisk poza podaną powyżej, bądź przyjęciem przypadkowej koincydencji kilku nie powiązanych oddziaływań, przypadkowo imitujących całość wyżej opisanych procesów. Jednak prawdopodobieństwo takiej koincydencji, oszacowane przez autorów jest zanedbywalnie małe — rzędu  $10^{-9}$ .

W rezultacie wydaje się, że dwie kolejne antycząstki weszły do spisu znanych i obserwowanych doświadczalnie cząstek elementarnych. Następnym krokiem w tej dziedzinie powinno być zaobserwowanie antyhiperonu  $\bar{\Sigma}^-$  oraz neutralnych antyhiperonów  $\bar{\Sigma}^0$  i  $\bar{\Xi}^0$ . Doświadczalne stwierdzenie istnienia tych dwóch ostatnich cząstek z pewnością nie będzie łatwe, natomiast zaobserwowanie rozpadu naładowanego hiperonu  $\bar{\Sigma}^-$  powinno być znacznie łatwiejsze. Progi energetyczne dla produkcji wszystkich tych cząstek leżą już w dziedzinie możliwości działających akceleratorów.

*Ewa Skrzypczak*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## Aparatura wysokociśnieniowa do 12 000 atm.

### Wstęp

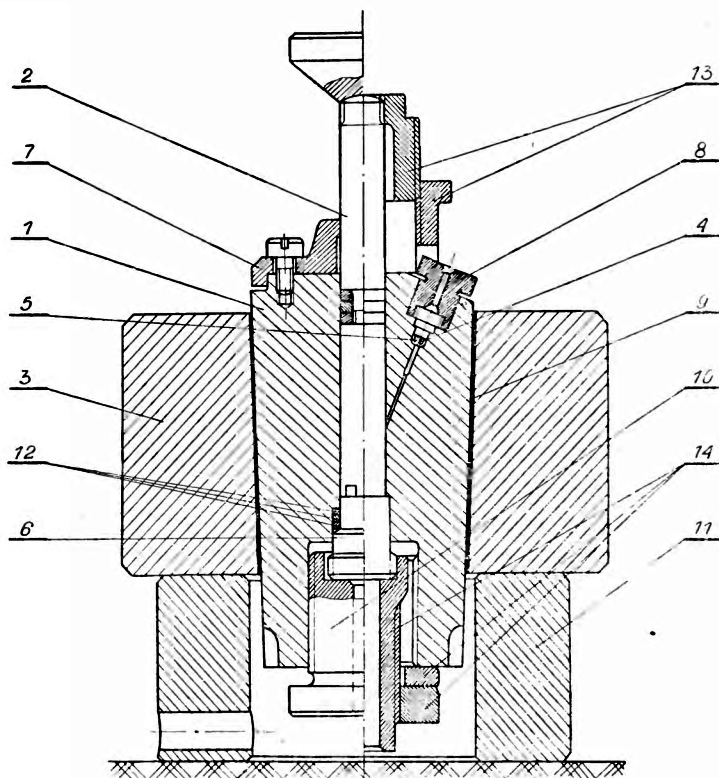
Badanie własności ciał poddanych wpływom bardzo wysokich ciśnień stanowi interesujący problem dla fizyków. Produkcja syntetycznych diamentów, rewelacyjność borazonu, plastyczność ciał kruchych w warunkach dużego ciśnienia hydrostatycznego to przykłady najbardziej frapujące z dziedziny jego zastosowań. W Polsce technika i fizyka wysokich ciśnień nie wykazuje jak dotychczas większego tempa rozwoju. Stoi tu na przeszkodzie nie tyle kosztowność eksperymentu co brak doświadczenia, nowość tematu a może też i brak zainteresowania ze strony odpowiednich czynników. W wyniku rozwoju badań wysokociśnieniowych w ramach IPPT i Zakładu Fizyki Ogólnej B Politechniki Warszawskiej (prof. S. Szczeniowski) została opracowana aparatura dająca, naszym zdaniem, dość szerokie możliwości prac eksperymentalnych. Niski stosunkowo zakres ciśnienia roboczego kompensuje możliwość dokładnego pomiaru i co jest także bardzo ważne — długowieczność aparatury. Ogólna charakterystyka prac w tej dziedzinie to małe ciśnienia a duża dokładność pomiarów lub duże ciśnienia, mała dokładność pomiarów i niekiedy jednorazowość użycia aparatury. Wydaje się, że przedstawiona niżej aparatura, zbudowana przez nas i pracująca bez żadnych awarii od przeszło dwóch lat, (około 1000 cykli pracy) umożliwi pracę wielu eksperymentatorom chcącym pracować w zakresie stosunkowo małych ciśnień a dużych dokładności pomiarów. Możliwe jest również, po zastosowaniu odpowiednio lepszych materiałów, podwyższenie zakresu ciśnień tego typu aparatury do 20 000 ata lub nawet nieco wyżej.

W opisywanej aparaturze można mierzyć właściwości ciał stałych i cieczy metodami elektrycznymi. Przykładem zastosowań tej aparatury może być pomiar własności magnetycznych w umiarkowanych polach wytworzonych wewnątrz aparatury (praca autorów niepublikowana), pomiary właściwości dielektryków w szerokim zakresie częstotliwości itp.

### Ogólny opis aparatury

Komora wysokiego ciśnienia (rys. 1) stanowi cylinder (1) o średnicy wewnętrznej 25 mm i wysokości 120. mm. Zewnętrzna powierzchnia tego cylindra wykonana jest w postaci stożka o kącie zbieżności 2°. Komora dzięki sile naciskającej na tłok (2) wciskana jest w pierścień wzmacniający (3) w wyniku czego uzyskuje się jej wzmocnienie. Zasadę tego wzmocnienia opisujemy szczegółowo poniżej. W aparaturze przewidziano boczny otwór zakończony małą komorą, w której umieszczona jest cewka z manganinowego drutu (4) służąca do pomiaru ciśnienia, oraz termpara (5). Jeżeli chodzi o bardzo dokładne pomiary ciśnienia pozwala ona na wprowadzenie poprawek wynikających ze zmiany termicznej oporu drutu cewki. Do aparatury przez gniazdo elektrod (6) do-

przewodzonych jest 8 przewodów elektrycznych izolowanych od obudowy koszulkami z pleksi (12, rys. 2) oraz jedna elektroda na prąd wysokiej częstotliwości (1). Pojemność własna tej elektrody w stosunku do aparatury jest niewielka, stratność zaś uzależniona jest od doboru materiałów izolujących. Uszczelnienie gniazda elektrod oparto na zasadzie pola nieskompensowanego [1]. Zastosowany w tym zakresie ciśnień tłoczek typu Poultiera [2] pracował bez zarzutu. Na rysunkach 1 i 3 podane jest również oprzy-



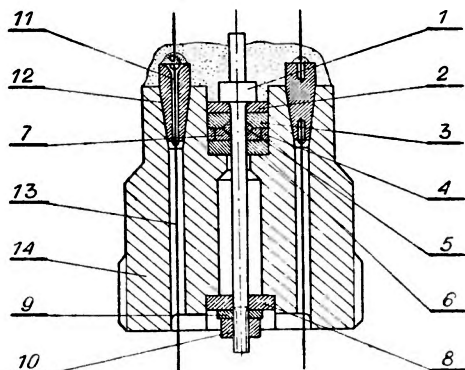
Rys. 1. Aparatura wysokociśnieniowa

1 — komora wysokiego ciśnienia, 2 — tłoczek, 3 — pierścień wzmacniający, 4 — cewka z drutu manganinowego, 5 — termopara, 6 — gniazdo elektrod, 7 — przewodnica tłoczka, 8 — śruba zamykająca otwór boczny, 9 — folia ołowiana, 10 — śruba zamykająca komorę wysokociśnieniową, 11 — podstawa, 12 — pierścienie uszczelniające, 13 — zestaw do wyciągania tłoczka, 14 — zestaw do wyciągania dolnego gniazda elektrod

rządowanie aparatury mające na celu ułatwienie a niekiedy i umożliwienie normalnej pracy. Działanie poszczególnych zestawów oprzyrządowania jest łatwe do zrozumienia na podstawie rysunków. Należy zwrócić uwagę na zastosowany tu sposób wyjmowania podkładek uszczelniających gniazdo elektrod. W przeciwieństwie do innych rozwiązań jest ono proste i pozwala na zastosowanie próbek mniejszych od średnicy komory tylko o 0,2 mm. Aby zmniejszyć tarcie na powierzchniach stożkowych, od czego zależy efekt wzmocnienia, włożono między nie folię ołowianą (rys. 1) o grubości 0,2 mm posmarowaną obustronnie pastą grafitowo-glicerynową o stosunku udziałów wagowych 1:2.



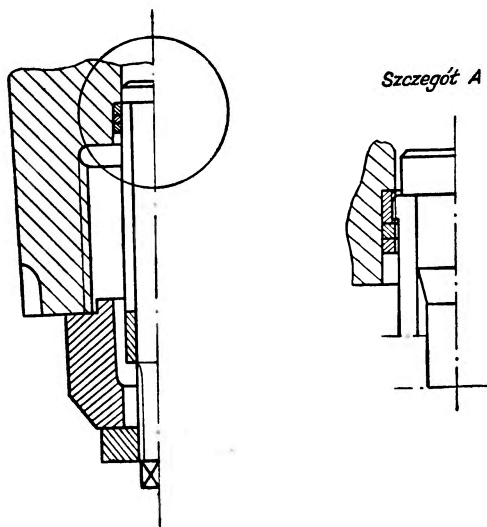
W pierwszych cyklach pracy urządzenia folia ołowiana o tej grubości pod wpływem ciśnienia wzmacniającego panującego na powierzchniach stożkowych wypływa na zewnątrz i dopiero po około 20 cyklach pracy ustala się graniczna jej grubość około 0,08 mm. Stosowanie grubszej folii ma sens, gdyż zauważono, że w czasie jej wypływania tarcie na powierzchniach stożkowych jest najmniejsze. Komorę i pierścień wzmacniający



Rys. 2. Gniazdo elektrod

1 — elektroda wysokiej częstotliwości, 2 — podkładka z bakelitu, miki itp., 3 — podkładka z gumy średniej twardości, 4 — podkładka z bakelitu, miki itp., 5 — pierścień stalowy nie obrabiany cieplnie, suwliwie pasujący do elektrody, 6 — podkładka z ebonitu, miki itp., 7 — podkładka stalowa, 8 — podkładka z bakelitu, 9 — podkładka z mosiądzu, 10 — nakrętka, 11 — elektroda stożkowa ze stali *NC6*, ulepszona cieplnie, twardość po odpuszczeniu  $H_{RC} = 52$  do 54, 12 — koszulka izolacyjna z pleksiglasu o grubości ścianki od 0,07 do 0,15 mm, bardzo dokładnie pasujący do otworu w gnieździe elektrod i do elektrody stożkowej, 13 — drut termopary o  $\varnothing = 0,4$  mm (średnica otworu w elektrodzie stożkowej = 0,7 mm) lutowany na cynę, 14 — korpus gniazda elektrod ze stali *NC6*, ulepszany cieplnie, twardość po odpuszczeniu  $H_{RC} = 45$  do 48

Szczegół A



Rys. 3. Urządzenie pomocnicze do wyciągania pierścieni uszczelniających

wykonano ze stali LH 15 o przybliżonym składzie chemicznym: 1,0% C, 1,5% Cr, 0,3% Mn, 0,2% Si, 0,3% Ni, 0,02% S, 0,027% P. Po hartowaniu odpuszczone do twardości 40—45  $H_{RC}$ . Tłoczek wykonano ze stali NC 10. Twardość tłoczka po odpuszczeniu  $H_{RC} = 45-50$ .

### Podstawy obliczeniowe

Zagadnienie wytrzymałościowe aparatury wysokociśnieniowej osiowo symetrycznej da się sprowadzić w ogólnym zarysie w przybliżeniu do zagadnienia rury grubościenniej rozwiązanego (dla rury nieskończenie długiej) przez Lamé [3]. W wypadku ciśnienia wewnętrznego  $p_w$  otrzymujemy następujące wyrażenie na składowe stanu naprężeń punktów na powierzchni wewnętrznej cylindra:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= p \frac{k^2 + 1}{k^2 - 1} ; \\ \sigma_r &= -p ; \\ \sigma_z &= p \frac{1}{k^2 - 1} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

gdzie:  $\sigma_r$ ,  $\sigma_r$ ,  $\sigma_z$  składowe obwodowa, promieniowa i równoległa do osi cylindra,

$$k = \frac{d_z}{d_w},$$

$d_z$  — średnica zewnętrzna rury grubościenniej,

$d_w$  — średnica wewnętrzna.

Jak wiadomo, wytrzymałość materiałów w złożonym stanie naprężeń jest różna dla różnych stanów. Trzeba by więc dla wszystkich możliwych stanów doświadczalnie określać (jak to się robi dla stanu jednoosiowego rozciągania i ściskania) wytrzymałość, co jest praktycznie niemożliwe. Dlatego wprowadza się hipotezę wytrzymałościową [w naszym wypadku hipotezę maksymalnej energii odkształcenia postaciowego] określającą pewną wielkość będącą funkcją stanu naprężeń, oraz stanu odkształcenia lub stanu energetycznego i określającą wytrzymałość materiału przy dowolnym sposobie jego obciążenia. Hipoteza wytrzymałościowa określa więc tzw. wyteżenie materiału, przez co należy rozumieć miarę teoretyczną niebezpieczeństwa powstania odkształceń trwałych w materiałach plastycznych lub pęknięć w materiałach kruchych. Wyteżenie w danym punkcie ciała określone jest składowymi stanu naprężeń w tym punkcie i zależy od przyjętej hipotezy. Przez porównanie miar wyteżeń stanu złożonego i stanu jednoosiowego otrzymujemy warunek wytrzymałościowy, z którego wynikają naprężenia zastępcze albo zredukowane. Winien zawsze zachodzić warunek:

$$\sigma_{red} \leq \sigma_{dop}, \quad (2)$$

gdzie:  $\sigma_{dop}$  — jest to dopuszczalne naprężenie w jednoosiowym stanie naprężenia. Wielkość ta jest łatwa do ustalenia dla określonych materiałów.

Zgodnie z hipotezą maksymalnej energii odkształcenia postaciowego wyteżenie materiału w punktach o składowych stanu naprężenia danych przez równania (1) jest określone naprężeniem zastępczym (zredukowanym) jak następuje:

$$\sigma_{red} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_r - \sigma_r)^2 + (\sigma_r - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2} = p \sqrt{\frac{3}{k^2 - 1}} \quad (3)$$

Nie trudno też dowieść, że we wszystkich innych punktach wyężenie materiału jest mniejsze. Z równań (3) łatwo wywnioskować, że nawet przy  $k$  dążącym do niekończoności maksymalne ciśnienie, jakie może wytrzymać taki cylinder bez powstawania odkształceń trwałych, wynosi:

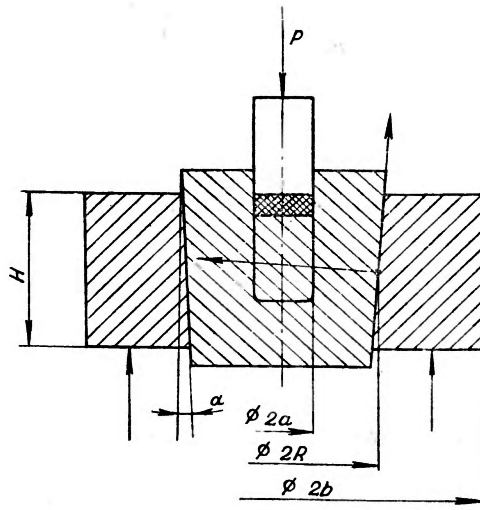
$$p_{\max} = \frac{Q_r}{\eta \sqrt{3}} \quad (4)$$

gdzie:

$Q_r$  — granica plastyczności,

$\eta$  — współczynnik bezpieczeństwa w stosunku do  $Q_r$ , = 1,2—1,5.

Jak z powyższego wynika, wytrzymałość łatwo dostępnych materiałów nie jest wystarczająca na to, aby można było zbudować w formie rury grubościennej aparaturę na ciśnienie robocze 12 000 atą przy średnicy wewnętrznej 25 mm unikając odkształceń



Rys. 4. Ogólny schemat aparatury

trwałych. Spośród paru możliwych sposobów wzmocnienia obszarów o największym wyężeniu wybraliśmy naszym zdaniem najłatwiejszy — wzmocnienie samoczynne na stożku. Rozpatrując równowagę komory wysokiego ciśnienia (rys. 4) otrzymujemy zależność:

$$\mu_1 p_r \cdot s = p_w S (\sin \alpha + \mu_2 \cos \alpha), \quad (5)$$

gdzie:  $\mu_1$  — współczynnik oporów tłoczka w komorze wysokiego ciśnienia:

$$\mu_1 = \frac{P}{p_r \cdot s} > 1 \quad (6)$$

$\mu_2$  — współczynnik tarcia na powierzchni stożkowej,

$p_r$  — ciśnienie robocze,

$p_w$  — ciśnienie na powierzchniach stożkowych, zwane wzmacniającym,

- $P$  — siła działająca na tłok,  
 $s$  — powierzchnia tłoczka,  
 $S$  — powierzchnia boczna pierścienia wzmacniającego,  
 $\alpha$  — kąt między tworzącą a osią stożka.

Tak więc komora wysokiego ciśnienia jest poddana obciążeniu wewnętrznego ciśnienia roboczego oraz zewnętrznego ciśnienia wzmacniającego. Wzmocnienie polega na wywoływaniu przez to ciśnienie w warstwach bliskich powierzchni wewnętrznej komory możliwie dużych naprężeń obwodowych ściskających, które częściowo kompensują obwodowe naprężenia rozrywające wywołane ciśnieniem hydrostatycznym cieczy roboczej. Z równań (1) wynika, że to obwodowe naprężenie rozrywające jest maksymalną składową stanu naprężenia punktów na powierzchni wewnętrznej cylindra wysoko-ciśnieniowego. Samoczynność polega na wzroście naprężeń kompensujących wraz ze wzrostem ciśnienia roboczego. Można przyjąć, że składowe naprężenia na powierzchni wewnętrznej komory pochodzące od ciśnienia wzmacniającego będą następujące:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= -p_w \frac{2k^2}{k^2 - 1}; \\ \sigma_r &= \sigma_z = 0; \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

gdzie  $k = \frac{R}{a}$ .

Wstawiając składowe naprężeń wynikłe z  $p_r$  i  $p_w$  do wyrażenia na naprężenie zastępcze, otrzymamy po przeróbkach:

$$\sigma_{\text{red}}^2 = p_w^2 \left[ \frac{3k^4}{(k^2 - 1)^2} z^2 - \frac{6k^4}{(k - 1)^2} z + \frac{4k^4}{(k - 1)^2} \right] \quad (8)$$

gdzie  $z = \frac{p_r}{p_w}$ .

Przy zaniedbaniu  $\sigma_z$  wyteżenie pierścienia wzmacniającego na powierzchni styku z komorą wyniesie:

$$\sigma_{\text{red}}'^2 = p_w^2 \left[ \frac{3k'^2 + 1}{(k'^2 - 1)^2} \right] \quad \text{gdzie} \quad k' = \frac{b}{R}. \quad (9)$$

Żądając żeby:  $\sigma_{\text{red}} = \sigma_{\text{red}}'$ , otrzymamy równanie:

$$az^2 + bz + c = 0 \quad (10)$$

gdzie:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{3k^4}{(k - 1)^2}; \\ b &= -\frac{6k^4}{(k^2 - 1)^2}; \\ c &= \frac{4k^4}{(k^2 - 1)^2} - \frac{3k'^2 + 1}{(k'^2 - 1)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Z równania (10) dla każdych  $k$  i  $k'$  można wyliczyć odpowiednie  $z$ . Wstawiając do równania (9)  $z$  uzyskane z równania (10) oraz mając na uwadze, że  $k = R/a$  i  $k' = b/R$  (rys. 4),

mamy:

$$\frac{\sigma_{red}}{p_r} = \frac{\sqrt{\frac{3\left(\frac{b}{R}\right)^4 + 1}{\left[\left(\frac{b}{R}\right)^2 - 1\right]^2}}}{1 + \frac{0,578\left[\left(\frac{R}{a}\right)^2 - 1\right]}{\left(\frac{R}{a}\right)^2} \sqrt{\frac{3\left(\frac{b}{R}\right)^4 + 1}{\left(\frac{b}{R}\right)^2 - 1} - \frac{\left(\frac{R}{a}\right)^4}{\left[\left(\frac{R}{a}\right)^2 - 1\right]^2}}}. \quad (12)$$

Wobec z góry ustalonych  $a$  i  $b$  można znaleźć przebieg powyższej funkcji. W wypadku naszej aparatury  $a = 12,5$  mm,  $b = 95$  mm. Przyjęcie na  $a$  wartości 12,5 mm wynika z założenia wymiarów komory roboczej, dla  $b$  zaś wartość 95 mm z rozstawu kolumn użytej prasy. Wielkość  $b$  w praktyce ograniczona jest hartownością użytej stali (chodzi tu o uzyskanie jednorodnej struktury po hartowaniu w całej masie elementu), ciężarem aparatury oraz tym, że nie ma sensu stosować większych  $k$  niż 3 do 4 (patrz równanie 3) jak również niekiedy gabarytami urządzeń pomocniczych. Z równania (9), wstawiając na  $\sigma_{red} = Q_r$ , otrzymamy wartość maksymalnego ciśnienia roboczego:

$$p_r = \frac{Q_r}{\eta\beta} \quad (13)$$

gdzie  $\beta$  uzależnione od  $k$  i  $k'$ . W przypadku opisywanej aparatury  $\beta = 1,05$ . Istnienie otworu bocznego powoduje poważny wzrost naprężeń w okolicy otworu. Uwzględniając to mamy:

$$p_{r,max} = \frac{Q_r}{\eta\beta\kappa}, \quad (14)$$

gdzie  $\kappa$  — współczynnik spiętrzenia naprężeń.

Analiza stanu naprężeń tej części komory [5] jest bardzo skomplikowana. Jest rzeczą niemal pewną, że już przy ciśnieniu 12 000 ata wystąpią odkształcenia trwałe (plastyczne), które wobec małych wymiarów otworu bocznego  $\varnothing 1,5$  mm skoncentrują się na niewielkim obszarze. Po uwzględnieniu tylko współczynników  $\eta$  i  $\beta$  maksymalne ciśnienie wyniesie:

$$p_{r,max} = \frac{Q_r}{1,5}. \quad (15)$$

Porównując wyrażenie (14) z (4) widzimy, że przy zaniedbaniu wpływu otworu bocznego wzmocnienie samoczynne na stożku daje wzmocnienie około  $\sqrt[3]{3}$  razy. Powracając do równania (5) wyznaczmy teraz kąt  $\alpha$ . Mianowicie:

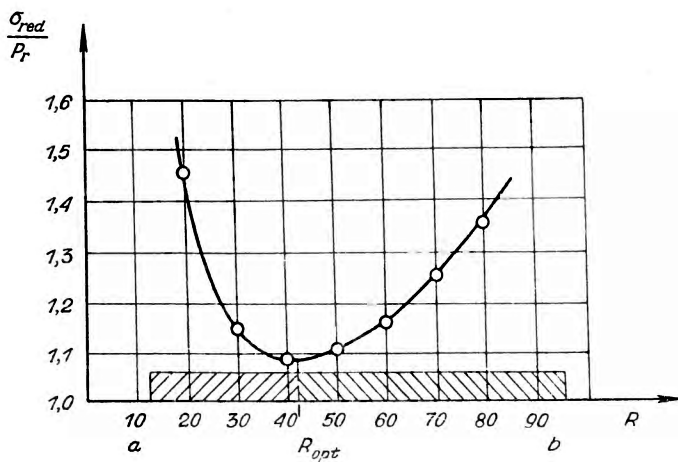
$$\frac{H}{\cos\alpha} \pi R p_w (\sin\alpha + \mu_2 \cos\alpha) = \pi a^2 p_r \mu_1 \quad (16)$$

gdzie:  $H$  wysokość pierścienia wzmacniającego.

Robiąc przybliżenie  $\operatorname{tg}\alpha = \sin\alpha$ ,  $\cos\alpha = 1$ , otrzymamy równanie:

$$\sin\alpha = \frac{\mu_1 a^2 p_r}{H R p_w} - \mu_2. \quad (17)$$

Według uzyskanych w naszych pomiarach danych dla przyjętego przez typu łoczka do ciśnień 12 000 ata współczynnik oporów wynosi  $\mu_1 = 1,2$ ; współczynnik tarcia  $\mu_2 = 0,02$ . Dla tych wartości uzyskuje się wartość na  $\alpha = 2^\circ$ .



Rys. 5. Wykres  $\frac{\sigma_{red}}{p_r}$  ( $a, b, R$ )

#### Pomiar ciśnienia

Pomiar ciśnienia oparto na znanym zjawisku zmiany oporu elektrycznego drutu manganinowego poddanego działaniu ciśnienia hydrostatycznego. Liczne prace doświadczalne wielu autorów wykazały, że zmiana ta jest w przybliżeniu liniowa aż do ciśnienia 30 000 ata. Zaletą manganiny obok liniowości jest jej mały współczynnik termicznej zmiany oporu. Trudności związane z pomiarem ciśnienia sprowadzają się do dwóch zagadnień: do właściwego wykonania miernika w postaci małej cewki i do wycechowania go w górnej części zakresu pomiarowego. Cewka z izolowanego w podwójnym jedwabiu drutu manganinowego o  $\varnothing 0,05$  mm została nawinięta na karkas z cienkiego parafinowanego papieru. W czasie nawijania drut był pod stałym naciągami 5 G. Przed nawinięciem drut starannie przejrano celem uniknięcia jakichkolwiek większych krzywizn jak również oczyszczono go tłuszczem z ewentualnych zanieczyszczeń izolacji a w czasie nawijania nie dotykano go palcami. Miało to na celu uniknięcie jakichkolwiek przyczyn mogących powodować przypadkowe zmiany oporności cewki pomiarowej. Poszczególne warstwy drutu były sklejane lakierem bakelitowym. Po nawinięciu cewkę owinięto jedwabiem spadochronowym i dwa razy zanurzono całkowicie w lakierze. Proces nawijania powinien trwać parę dni, a to w celu umożliwienia schnięcia poszczególnym warstwom. Po ostatnim zanurzeniu cewka była suszona przez 48 godz. w temperaturze około  $50^\circ \text{C}$  a następnie poddana procesowi starzenia. Starzenie przeprowadzone przez nas dało stabilizację oporu z dokładnością  $0,03\%$  co jest w pełni zadowalające. Polegało ono na poddaniu cewki zmiennej temperaturze od  $-60$  do  $+130^\circ \text{C}$  w atmosferze argonu przez około 60 godz bez przerwy. Czas wygrzewania w temperaturze  $+130^\circ \text{C}$  wynosił około 2 godz, po czym ochładzano gwałtownie do temperatury  $-60^\circ \text{C}$  i przetrzymywano w tej temperaturze około pół godziny. Po tych zabiegach poddano cewkę starzeniu w temperaturze od  $0$  do  $30^\circ \text{C}$  przy jednoczesnej zmianie ciśnienia do

12 000 ata. Na koniec poddano cewkę działaniu ciśnienia nieco większego od górnego skraju zakresu pomiarowego, to jest nieco powyżej 12 000 ata. Wobec wspomnianej już wyżej liniowości zmian oporu manganinu z ciśnieniem cewka może być miernikiem ciśnienia, jeżeli będą znane co najmniej dwa punkty zależności  $R = R(p)_{T=\text{const.}}$ . Jednym punktem jest tu zazwyczaj opór cewki w temperaturze 0° C pod ciśnieniem atmosferycznym. Drugim punktem jest opór w temperaturze 0° C pod ciśnieniem 7640 ata [6]. W tej temperaturze i pod takim ciśnieniem zachodzi zmiana stanu skupienia rtęci. Cechowanie używanej przez nas cewki oparto na zjawisku zmiany oporu elektrycznego rtęci, jakie zachodzi przy przejściu jej ze stanu ciekłego w stan stały. Opór elektryczny rtęci w stanie stałym jest blisko czterokrotnie mniejszy od oporu w stanie ciekłym. W tym celu wypełniono destylowaną rtęcią rurkę igielitową o średnicy wewnętrznej 1,0 mm i długości 120 mm. Pomiaru oporu elektrycznego tak wykonanego „elementu rtęciowego” dokonywano metodą czteroprzewodową [7]. Po ochłodzeniu aparatury w mieszaninie wody z lodem do temperatury 0° C wykrycie zmiany stanów rtęci nie przedstawia trudności. Mianowicie przy ciśnieniu znacznie odbiegającym (rzędu 200 ata) od ciśnienia równowagi faz ciekłej i stałej rtęci w temperaturze 0° C zmiana stanu zachodzi gwałtownie. Jest to widoczne na przyrządzie wskazującym spadek potencjału na elemencie rtęciowym przy zachowaniu stałości prądu przezeń przepływającego. Przybliżając się z ciśnieniem raz z dołu raz z góry do stanu równowagi dochodzimy do takiego ciśnienia, przy którym nie zauważa się wzrostu ani spadku oporu elektrycznego. Najlepiej jeżeli ustalona oporność jest pośrodku przedziału oporu fazy ciekłej i stałej. Daje to pewność, że obserwowany stan wyraża stan równowagi obu faz. Ciepło przemiany jest niewielkie wobec pojemności cieplnej bliskiego otoczenia elementu rtęciowego. Wielkość ciśnienia mierzonego cewką manganinową określa wzór:

$$\Delta p = \Delta R \frac{7640}{R_2 - R_1}, \quad (18)$$

gdzie:  $\Delta p$  — przyrost ciśnienia w stosunku do atmosferycznego,

$\Delta R$  — przyrost oporu cewki,

$R_2$  — opór cewki przy 0° C i 7640 ata,

$R_1$  — opór cewki przy 0° C i ciśnieniu atmosferycznym.

Opór cewki manganinowej mierzono na mostku Wheatstone'a (klasa 0.2), co w zasadzie określa dokładność pomiaru ciśnienia. Do tego błędu dochodzi jeszcze błąd wynikający z nieliniowości charakterystyki  $R = R(p)_{T=\text{const.}}$ . Wynosi on według danych z literatury [4] nie więcej niż 1%. Czulość pomiaru ciśnienia określona jako wartość ciśnienia przypadająca na jedną działkę galwanometru przy niezrównoważonym (lecz bliskim równowagi) mostku wynosiła 5 ata. Stosując czulszy wskaźnik zera nietrudno jest uzyskać tak określoną czulość rzędu 1 ata.

#### Pomiar temperatury

Rys. 2 pokazuje wyraźnie sposób bezpośredniego doprowadzenia (bez łączy) drutów termopary do komory wysokiego ciśnienia. Rzeczą decydującą o przydatności takiego rozwiązania okazała się pętla, bez której drut mimo dobrego zalutowania w stożku przy ciśnieniu rzędu 5 000 ata był wyciskany na zewnątrz. Towarzyszący temu gwałtowny spadek ciśnienia niszczył konstrukcję pomiarową ustawioną wewnątrz komory. Dokładność pomiaru temperatury określona jest stopniem stabilizacji i dokładnością pomiarów temperatury zimnych końców termopary z jednej strony, z drugiej zaś dokładnością pomiaru siły termoelektrycznej termopary i jej cechowania pod ciśnieniem. Zagadnienie sił termoelektrycznych pod ciśnieniem było już opracowywane [8] i dla

poszczególnych częściej używanych termopar podawane są poprawki. Dla używanej przez nas termopary chromel-alumel dla temperatury 500° C przy ciśnieniu 5 000 ata poprawka wynosi  $E = 10\mu\text{V}$ , co odpowiada około 0,25° C. Można powiedzieć, że dokładność 0,05° C nie jest trudna do osiągnięcia. W układzie stosowanym w naszej aparaturze tzw. potencjometrze wychyleniowym [10] najmniejszej podziałce galwanometru odpowiadał przyrost temperatury 0,1° C.

*Roland Wiśniewski*

*Roman Gołębiowski*

Katedra Fizyki Ogólnej B  
Politechniki Warszawskiej

#### Literatura

- [1] P. W. Bridgman, *The Physics of High Pressure*, London 1949.
- [2] D. S. Ciklis, *Technika badań fizyko-chemicznych pod wysokimi ciśnieniami*, PWT, Warszawa 1955 (tłum. z ros.).
- [3] M. T. Huber, *Stereomechanika techniczna*, PZWS, Warszawa 1951.
- [4] P. W. Bridgman, *Nowiejszije raboty w oblasti wysokich dawlenij* Gos. Izdatielstwo In. Lit., Moskwa 1948 (tłum. z ang.).
- [5] J. H. Faupel and D. B. Harris, *Ind. and Eng. Chem.* **49**, Nr 12 (1957).
- [6] M. K. Żochowski, *Izmierit. tech.* **54**, nr 4, 43—47.
- [7] P. W. Bridgman, *Rev. Sci. Instr.* **24**, Nr 5, 4000—1 (1953).
- [8] F. Birch, *Rev. Sci. Instr.* **5**, Nr. 10, 137 (1939).
- [9] S. Prowans, *Pomiary temperatur*, PWT. Katowice 1953.



Artur C. CLARKE — Na podbój przestrzeni. Tłum. z angielskiego Janina Thor i Janusz Thor. Wiedza Powszechna, Warszawa, 1959, str. 224, cena zł 13.

Astronautyka jest obecnie tak modna, że nawet jej najzagorzalsi przeciwnicy starają się unikać polemik. Nimniej jednak pomijać jej milczeniem nie mogą. Inna rzecz, że w tym, co się na jej temat, pisze jest często wiele przesady, fantazjowania i nieodpowiedzialnych stwierdzeń. Z tym większą przyjemnością bierze się do ręki popularną książeczkę znakomitego angielskiego znawcy przedmiotu i popularyzatora A. C. Clarke'a, obdarzonego nie tylko rzetelną wiedzą ale również niespotykaną intuicją. Dobrze się stało, że w powodzi nie zawsze potrzebnych publikacji na tematy astronautyczne pojawiła się ta niewielka książka, która, pomimo skromnej objętości, wprowadza doskonale w zagadnienia, związane z całością astronautyki.

Książkę cechuje duża dbałość o realia i o pozostawanie na twardym gruncie faktów. Autor wprowadza nieprzygotowanego czytelnika stopniowo w to, jakże złożone, zagadnienie. Na wstępie Clarke przypomina marzenia naszych przodków i co celniejsze utwory fantastyczne. Później zajmuje się Ziemią jako jedną z planet Układu Słonecznego i jej najbliższymi sąsiadami. Z kolei ukazuje on nam środki, jakie mogą nam pozwolić na opuszczenie naszego globu: przedstawia zagadnienie napędu oraz problemy związane z praktyczną realizacją tego napędu. W kolejnych rozdziałach zapoznajemy się z kolejnymi etapami podróży pozaziemskich: oderwaniem od macierzystej planety, „drogą“ na sąsiednie ciała niebieskie, wyprawami na Księżyc, na planety naszego Układu Słonecznego i wreszcie ku gwiazdom. Logiczna całość przeplatana jest rozważaniami dotyczącymi zarówno statków kosmicznych jak i warunków, panujących na poszczególnych obiektach niebieskich. Autor nie zapomniał także o tak zasadniczych sprawach jak łączność w przestrzeni kosmicznej, a przede wszystkim o — samym człowieku. Zagadnienie zdrowia ludzkiego, a zatem problemy tzw. medycyny kosmicznej zostały w książce naświetlone w sposób bardzo staranny.

Ponieważ książka została napisana jeszcze w roku 1951, autor nie mógł w niej wspomnieć o radzieckich sukcesach kosmicznych ani o rozwoju prac amerykańskich. Dobrze się więc stało, że jeden z tłumaczy (inż. J. Thor) dodał od siebie rodzaj posłowania, w którym chociaż pokrótce zreferował najważniejsze osiągnięcia ostatnich lat.

Oczywiście książka nie jest wolna od rozmaitych usterek lub przestarzałego naświetlenia szeregu zagadnień. Gdyby chcieć dokładnie zarejestrować wszystkie, najdrobniejsze uchybienia, powstałaby dość spora lista, która oczywiście nie zmniejszałaby faktycznej wartości książki. Trzeba podkreślić, że w czasie, kiedy Clarke pisał swą książkę, nie było odpowiednich gotowych wzorów. Nie wolno zaś zapominać, że astronautyka jest syntezą wielu dziedzin współczesnej nauki i techniki i dlatego wyjątkowo trudno jednemu człowiekowi stworzyć tutaj właściwy obraz całości. Poza tym należy podziwiać ogromną intuicję autora, dzięki której książka, pomimo ogromnego postępu astronautyki, nie zestarzała się jako całość i służyć może obecnie jako doskonała lektura wstępna.

A oto kilka uwag szczegółowych. Przy omawianiu napędu raketowego (str. 44) można było szerzej omówić zagadnienie i pokazać, że przy powolnym ruchu rakiety w pobliżu powierzchni Ziemi następuje ogromne zużycie materiałów napędowych. Nie

jest też chyba słuszne stwierdzenie, iż rakieta jednostopniowa nie mogłaby uzyskać prędkości ucieczki z Ziemi (str. 45/6), ponieważ nawet środki chemiczne (w rodzaju borowodorów, a zwłaszcza wolnych rodników) pozwolą w niezbyt odległej przyszłości na praktyczną realizację takiej prędkości. Jeżeli chodzi o sprawę utrzymania właściwej temperatury wewnątrz np. sztucznych satelitów itp. obiektów, to nie jest konieczne wywołanie ich ruchu obrotowego. Właściwą regulację temperatury zapewnić może np. wymuszony obieg gazu, wypełniającego dany obiekt, jak to miało miejsce w wypadku sztucznych satelitów radzieckich. Powrót na Ziemię (str. 90) odbywać się będzie po torze analogicznym a nie identycznym z torem startowym. Przy tym powrocie wykorzystana się hamowanie nie atmosfery, a atmosferą czy przy pomocy atmosfery (str. 91). Sprawa próżni międzyplanetarnej (str. 98) nie jest jasna — prawdopodobnie przestrzeń pozaziemska nie jest pusta, a wypełniona bardzo rozrzedzonymi gazami. Prof. Chapman uważa nawet, że zewnętrzne warstwy atmosfery słonecznej sięgają daleko jeszcze poza orbitę Ziemi. Nie jest również wyjaśnione zagadnienie niebezpieczeństwa meteorologicznego (str. 101). Przypomnijmy, że radiostacje szeregu sztucznych satelitów Ziemi przedwcześnie zostały unieruchomione właśnie prawdopodobnie na skutek uderzeń meteoroidów (m in. Lunika III.).

Osobny problem to sprawy, związane z medycyną kosmiczną. Tutaj dysponujemy wielu nowymi danymi, m. in. na temat nieważkości, tak że nie wszystkie liczby, podawane przez Clarke'a są właściwe. Zgodnie z ostatnimi np. doświadczeniami, w czasie których człowiek przebywał w symulowanym stanie nieważkości przez zanurzenie w wodzie na okres całego tygodnia, stan ten nie jest bynajmniej obojętny dla ludzkiego organizmu, wywołując zaburzenia w krążeniu i zaniki mięśni. Poważne jest również niebezpieczeństwo promieniowań krótkofalowych, wysyłanych przez Słońce, a przede wszystkim promieniowań korpuskularnych, zwłaszcza w obrębie pasów promieniowania pierścieniowego, odkrytego w ostatnich latach przez van Allena oraz Wiernowa i Czudakowa. Sprawa relatywistycznej dylatacji czasu nie może być oczywiście interpretowana w sposób naiwny w dziedzinie przyrody ożywionej. Stwierdzenie doświadczalne dylatacji w odniesieniu do prędkich cząstek nie upoważnia do wyciągania pochopnych wniosków, że człowiek w rakiecie relatywistycznej będzie starzeć się wolniej niż na powierzchni Ziemi. Sprawy tej nie można obecnie rozstrzygnąć, bo nie dysponujemy odpowiednimi możliwościami doświadczalnymi.

Również astronomowie z pewnością znaleźliby szereg usterek w tekście książki Clarke'a. Z kilku przeze mnie zauważonych zwrócę uwagę na fałszywie podaną odległość Wielkiej Mgławicy Andromedy od Ziemi (str. 188). Ze względu na opublikowane w międzyczasie prace Baadego i in. odległość ta oceniana jest jako dwukrotnie większa od dawniejszej i wynosi prawdopodobnie około 1 500 000 lat światła.

Tłumaczenie książki jest bardzo dobre. Tłumacze niewłaściwie jednak używają terminu „waga“ rakiety (str. 37 i in.), zamiast „masa“. „Booster“ (str. 48 i n.) to naturalnie nie rakieta transportowa, lecz pomocnicza startowa. Urządzenia, wysyłane w celu zbadania przestrzeni kosmicznej i planet to nie „maszyny-automaty“ (str. 54), a „próbniki“. Na str. 152 chodzi nie o „material pędny“, a o „masę odrzutową“. W języku polskim mówi się też obecnie „ciepłota“ i „ciepłozmienne“ a nie „ciepłokrwiście“ i „zimnokrwiste“ (str. 157). Zamiast „lot bezwładny“ (str. 85 i in.) lepiej jest mówić „lot beznapedowy“.

Uwagi te nie uniejszają jednak wartości książki, którą czyta się lekko i która pozwala na zorientowanie się w całości zagadnienia, nie wyłączając nawet takich spraw jak sztuczne satelity łącznościowe, nawigacyjne i meteorologiczne — zagadnienia obecnie jak najbardziej aktualne.

*Olgiert Wołozek*

### Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

Dyrektorem Wydziału Badań i Laboratoriów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej został mianowany prof. C. Salvetti, który był poprzednio konsultantem agencji. Prof. Salvettiemu podlegać będą między innymi nowe laboratoria, które agencja buduje w Seibersdorfie pod Wiedniem.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej wydała w grudniu ub. r. drugi tom „Katalogu reaktorów“ zawierający opisy 72 spośród czynnych, bądź będących w budowie, reaktorów badawczych i doświadczalnych. Przedstawiono 37 reaktorów w Stanach Zjednoczonych, 7 — w Wielkiej Brytanii, 5 — we Francji, 4 — w NRF, 3 — w Kanadzie, po 2 — w Belgii, Danii, Szwecji i Włoszech, oraz po jednym w Australii, Austrii, Brazylii, Grecji, Hiszpanii, Iranie, Izraelu, Kongo Belgijskim, Korei, Norwegii, Portugalii, Porto Rico i Venezuelii. Tom trzeci zawierający opisy pozostałych reaktorów badawczych ukaże się w ciągu roku 1960.

### Pomoc ZSRR i Stanów Zjednoczonych dla Indii

Grupa jądrowych eksperów radzieckich pod przewodnictwem prof. W. S. Emilianowa odwiedziła w lutym br. Delhi. W wyniku odbytych konsultacji ZSRR zaifiarował Indiom pomoc w zbudowaniu reaktora mocy, w którym paliwem będzie tor.

Stany Zjednoczone mają zapewnić Indiom pomoc finansową i techniczną przy budowie drugiego reaktora o mocy

250–300 MW. Jak podają źródła nieoficjalne, Stany Zjednoczone zaproponowały Indiom długoterminową pożyczkę. Reaktor ma być zbudowany w Ahmedabad, paliwem będzie wzbogacony uran, koszt reaktora — około 90 milionów dolarów.

### Nowi członkowie Royal Society

Na zebraniu brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego w dniu 24 marca 1960 r. dokonano wyboru nowych członków. Spośród fizyków członkami Royal Society zostali:

prof. R. H. Dalitz (Instytut Badań Jądrowych Enrico Fermiego Uniwersytetu Chicago) — w uznaniu za prace w dziedzinie teorii jądra atomowego i fizyki cząstek elementarnych.

dr L. Essen (National Physical Laboratory, Teddington) — za opracowanie metod pomiarów częstości i prędkości światła.

dr D. K. C. Mac Donald (Dział Fizyki Czystej, National Research Council of Canada, Ottawa) — za badania termicznych i elektrycznych właściwości metali ze szczególnym uwzględnieniem oddziaływań elektronowych.

dr A. A. Townsend (Cavendish Laboratory, Cambridge) — za badania doświadczalne i teoretyczne ruchu burzliwego w cieczach

### Landau członkiem zagranicznym Royal Society

Brytyjskie Towarzystwo Królewskie wybrało na swego członka zagranicznego

wybitnego fizyka-teoretyka radzieckiego, akademika L. D. Landaua (Instytut Problemów Fizycznych im. S. I. Wawilowa, Moskwa).

#### Zakład Niskich Temperatur IFPAN

Dnia 14 czerwca 1960 r. odbyło się we Wrocławiu uroczyste otwarcie Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Kierownikiem Zakładu jest przybyły przed rokiem z Belfast prof. dr Józef Mazur.

Na posiedzeniu Rady Naukowej Instytutu Fizyki PAN, które odbyło się z okazji otwarcia zakładu, prof. dr J. Mazur i prof. dr R. S. Ingarden przedstawili plan badań i dotychczas przeprowadzone prace wstępne

#### Instytut Badań Jądrowych Uniwersytetu Algierskiego

W grudniu 1959 r. uniwersytet w Algierze obchodził pięciolecie swego istnienia. W okresie tym liczba studentów wzrosła ze 129 do 2863. Czynne są wydziały nauk ścisłych, medycyny i farmacji. „Gwoździem” programu uroczystości było otwarcie Instytutu Badań Jądrowych, wyposażonego między innymi w akcelerator van de Graaffa przyspieszający cząstki do energii 3 MeV. W instytucie będą prowadzone badania reakcji jądrowych, działania promieniowań na półprzewodniki, oraz prace badawcze z dziedziny elektroniki w zastosowaniach do fizyki jądrowej. Dyrektorem instytutu jest prof. A. Blanc-Lapierre.

#### Oddziaływania elektron-foton w ciałach stałych

W dniach 17 i 18 grudnia 1959 r. odbyła się w Clarendon Laboratory w Oxfordzie konferencja na temat oddziaływań elektro-foton w ciałach stałych, zorganizowana przez brytyjskie Towarzystwo Fizyczne. Mimo, że konfe-

rencja miała charakter bardzo specjalny wzięło w niej udział ponad 100 osób, między innymi z Belgii, Holandii, Kambodży, Południowej Afryki, Szwajcarii i Stanów Zjednoczonych.

Tematem obrad były te aspekty oddziaływań elektron-foton, które są ściśle związane ze skomplikowanymi procesami transportu nośników w metalach i półprzewodnikach (takimi jak na przykład przewodnictwo elektryczne, przewodnictwo cieplne, zjawisko termo-elektryczne itp.). Teoria kinetyczna „swobodnego gazu elektronowego” daje proste i eleganckie przedstawienie tych zjawisk w pierwszym przybliżeniu. Nie daje ona jednak wyjaśnienia mechanizmu osiągnięcia stanu równowagi termicznej gazu elektronowego. Rozważania teoretyczne na ten temat przedstawili G. V. Chester (Birmingham) i J. M. Ziman (Cambridge).

W dziedzinie badań zjawiska termo-elektrycznego F. J. Blatt (Michigan State University) zapoznał zebranych ze swoimi interesującymi pracami doświadczalnymi dotyczącymi tego zjawiska w stopach cynku, germanu, kadmu, indy i cyny z miedzią.

A. B. Pippard (Cambridge) przedstawił uproszczoną teorię anomalnej absorpcji fal ultradźwiękowych przez elektrony przewodnictwa metalu umieszczonego w polu magnetycznym. Anomalna absorpcja daje drogę do bezpośredniego badania oddziaływań elektron-foton, niestety jednak jest doświadczalnie bardzo trudna do mierzenia.

S. Reimes (Londyn) opisał badania procesów transportu przy użyciu techniki plazmowej. D. M. S. Bagguley (Oxford) omówił doświadczenia z rezonansem cyklotronowym pozwalające na badania różnych procesów zderzeniowych nośników prądu w germanie.

#### Wizyty uczonych zagranicznych

Na zaproszenie Jego Magnificencji Rektora Uniwersytetu Warszawskiego bawił w Warszawie w dniach od 20 do

20 kwietnia 1960 r. dr Herman Osterman z Uniwersytetu Humboldta w Berlinie. Dr Osterman zwiedził Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Instytut Badań Jądrowych, Instytut Podstawowych Problemów Techniki oraz katedry fizyki Politechniki Warszawskiej. Na konserwatorium fizyki doświadczalnej dr Osterman wygłosił interesujący referat pt. „Elektromagnetyczne akceleratory bezrdzeniowe“.

W dniach od 28 maja do 6 czerwca przebywał w Polsce, jako gość Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, wybitny fizyk francuski prof. Alfred Kastler z Uniwersytetu Paryskiego. Prof. Kastler zapoznał się szczegółowo z badaniami prowadzonymi w dziedzinie optyki atomowej i molekularnej w ośrodkach toruńskim, warszawskim i krakowskim. W Warszawie, na konwersatorium fizyki doświadczalnej prof. Kastler wygłosił referat o rezonansie magnetycznym i badaniach relaksacji stanów podstawowych atomów, na kolokwium toruńskim mówił o rezonansie magnetycznym stanów wzbudzonych atomu, a w Krakowie przedstawił metody orientacji i detekcji optycznej atomów i jąder atomowych.

### H. W. B. Skinner

20 stycznia 1960 r. zmarł nagle w Genewie Herbert Skinner, profesor uniwersytetu w Liverpool, wybitny fizyk angielski. Miał lat 51.

Skinner kształcił się w jednej z najlepszych angielskich szkół — Rugby i w Trinity College w Cambridge. Do roku 1927 pracował pod kierunkiem Rutherforda w Cavandish Laboratory, później przeniósł się do Tyndalla do Bristolu. W czasie wojny brał bardzo czynny udział w badaniach, które doprowadziły do realizacji systemu znanego jako radar. Od roku 1943 skierował swe zainteresowania ku fizyce jądra atomowego i wyjechał do Kalifornii jako kie-

rownik grupy brytyjskiej współpracującej z E. O. Lawrence'em nad zagadnieniem elektromagnetycznej separacji izotopów uranu. Po wojnie, jako zastępca Sir Johna Cockcrofta, który pozostał jeszcze przez pewien czas w Kanadzie, zajął się Skinner organizacją angielskiego Ośrodka Badań Jądrowych w Harwell. Po powrocie Sir Johna stał się Skinner jego najbliższym współpracownikiem. Skinner był twórcą Oddziału Fizyki Ogólnej ośrodka w Harwell. Z punktu widzenia racjonalnej organizacji istnienie tego Oddziału nie wydawało się uzasadnione, jednakże stanowił on odbicie rozległych zainteresowań Skinnera i wykazał się obfitym plonem prac badawczych. Pod osobistym nadzorem Skinnera znalazły się: synchrocyclotron, prace z emulsjami jądrowymi i komorami Wilsona, synchrotrony, akceleratory liniowe, badania przy pomocy dyfrakcji promieni X i neutronów, rozdzielanie izotopów i spektroskopia masowa, a wreszcie w późniejszym okresie fizyka plazmy.

W r. 1950 Skinner został powołany do uniwersytetu w Liverpoolu na miejsce Sir Jamesa Chadwicka. Na nowej placówce znalazł sposobność do wykorzystania swoich zdolności konstrukcyjnych. Gdy obejmował kierownictwo pracowni w Liverpoolu, działał tam jeden z pierwszych cyclotronów w Europie, jako główne narzędzie badawcze stworzonego przez Chadwicka ośrodka fizyki jądrowej. W budowie było nowe laboratorium, a w szczególności 156-calowy synchrocyclotron. Wielkie to przedsięwzięcie, którego kierownictwo objął Skinner we wczesnej i krytycznej fazie, zostało przez niego pomyślnie zakończone. Liverpool stał się pierwszorzędnym ogniskiem badań w zakresie oddziaływań wysokiej energii. Równolegle rozwijał się ośrodek fizyki jądrowej niskich i średnich energii dysponujący wspomnianym małym cyclotronem i generatorem typu Cockcrofta Waltona. Pragnąc rozszerzyć możliwości swego laboratorium w tym zakresie



podjął Skinner budowę generatora tandemowego, ale niestety nie dożył jej ukończenia.

Skinner brał czynny udział w pracach Europejskiego Centrum Badań Jądrowych — CERN. Był konsultantem przy budowie synchrocyclotronu przyspieszającego cząstki do energii 600 MeV i przewodniczącym Rady Naukowej Wydziału Badań Naukowych i Przemysłowych.

W uznaniu swoich prac w dziedzinie spektroskopii miękkich promieni X został Skinner w r. 1942 wybrany na członka Towarzystwa Królewskiego.

### Marcel Schein

20 lutego 1960 r. zmarł w Chicago Marcel Schein, znany badacz fizyki oddziaływań wysokiej energii.

Schein urodził się 9 czerwca 1902 r. w Czechach. Studiował w Pradze, Wiedniu, Würzburgu i Zurichu. Stopień doktora filozofii uzyskał w r. 1927 na uniwersytecie w Zurichu. W roku akademickim 1929/30 przebywał na stypendium Rockefellera w Chicago, po czym jako docent powrócił na uniwersytet w Zurichu. W r. 1935 został profesorem uniwersytetu w Odessie, a w r. 1938 na zaproszenie A. H. Comptona przeniósł się na stałe do Stanów Zjednoczonych i pracował w University of Chicago.

Pierwsze prace badawcze Scheina związane były z fizyką promieni X. Jednak dziedziną, w której skupiło się główne jego zainteresowanie była fizyka promieniowania kosmicznego. W latach trzydziestych zdawano sobie sprawę, że pierwotne promieniowanie kosmiczne składa się w dużej części z dodatnio naładowanych cząstek. Domyślano się, że cząstkami tymi mogą być protony, nie było jednak na to bezpośredniego dowodu. W latach 1938—41 Schein przeprowadził szereg doświadczeń przy pomocy balonów, badając właściwości promieniowania kosmicznego w najwyższych warstwach atmosfery i wykazał, że

cząstki te zachowują się inaczej niż wysokoenergetyczne elektrony. Wynioskował stąd, że pierwotne promieniowanie kosmiczne zawiera tylko niewiele elektronów, a składa się głównie z protonów. Było to odkrycie zasadniczej wagi.

Wkrótce zainteresowania Scheina przeniosły się na cząstki kosmiczne najwyższej energii i na oddziaływania jądrowe przy energiach o wiele rzędów wielkości większych niż osiągalne przy pomocy akceleratorów. Wkrótce przed swoją śmiercią zorganizował na Wyspach Karaibskich wlot balonu największym gdziekolwiek dotychczas użytym blokiem emulsji. Wielu fizyków przez wiele lat będzie teraz analizować i interpretować fakty zarejestrowane w tym bloku.

### IX Olimpiada Fizyczna

W bieżącym roku szkolnym odbywały się zawody IX Olimpiady Fizycznej, której kierownikiem był Czesław Ścisłowski, a sekretarzem — dr Maria Miąsek.

Do zawodów na stopniu wstępnym zgłosiło się 807 uczniów szkół ogólnokształcących i zawodowych. Do zawodów I stopnia zostało dopuszczonych 632 uczniów, do zawodów II stopnia — 270, a do zawodów III stopnia — 39.

Zawody III stopnia odbyły się w dniach 22 i 23 kwietnia w Instytucie Uniwersytetu i składały się, podobnie jak w latach ubiegłych, z zadania teoretycznego i doświadczalnego. Po rozpatrzeniu wyników Komitet Główny Olimpiady Fizycznej uznał 8 uczniów zwycięzcami IX Olimpiady Fizycznej. Są to (w kolejności punktacji):

Joachim Domsta, uczeń XI klasy Szkoły Podstawowej i Liceum Ogólnokształcącego Nr 3 w Gdańsku-Wrzeszczu (nauczyciel — p. Ludwik Fronczak).

Michał Tempezyk, uczeń XI klasy IV-ej Szkoły Ogólnokształcącej w Toruniu (nauczyciel — p. Kimaczyński).

Andrzej Rajca, uczeń X klasy I-go Liceum Ogólnokształcącego im. Stefana

Żeromskiego w Kielcach (nauczyciel — p. Anna Piekieniakowa),

Jan Gaj, uczeń XI klasy Liceum Ogólnokształcącego w Chodzieży (nauczyciel — p. Galusik),

Jerzy Porzycki, uczeń XI klasy Liceum Ogólnokształcącego w Rabce (nauczyciel — p. Marek Jarębski),

Maciej Stybliński, uczeń XI klasy Liceum Ogólnokształcącego im. Stanisława Staszica w Sosnowcu (nauczyciel — p. Stanisław Bomba),

Wojbor Woczyński, uczeń XI klasy II-go Liceum Ogólnokształcącego we

Wrocławku (nauczyciel — p. Joanna Sycińska),

Jan Groński, uczeń XI klasy Liceum Ogólnokształcącego Nr 6 w Szczecinie (nauczyciel — p. Henryk Kaczorek).

6 czerwca odbyło się w Warszawie w Ministerstwie Oświaty uroczyste zakończenie IX Olimpiady Fizycznej, rozdanie dyplomów i nagród. Do uczestników Olimpiady i ich nauczycieli przemówili Minister Oświaty i Przewodniczący Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej — prof. dr Szczepan Szczeniowski.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr J. ROLIŃSKI  
Doc. dr T. SKALIŃSKI

Sekretarz  
Dr D. FRĄCKOWIAK

Skarbnik  
Doc. dr M. MAJEWSKA

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* – Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI  
*Głwice* – Prof. mgr IRENA POSTĘPSKA  
*Kraków* – Doc. dr JERZY GIERUŁA  
*Lublin* – Doc. dr WŁODZIMIERZ ŻUK  
*Łódź* – Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI  
*Poznań* – Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ  
*Szczecin* – Doc. dr JÓZEF KONARSKI  
*Toruń* – Dr APOLONIA WRZESIŃSKA  
*Warszawa* – Doc. dr JAN GRĘBSKI  
*Wrocław* – Prof. dr JÓZEF MAZUR



## T R E Ś Ć

L. Rosenfeld — Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich część II. . . . .	237
A. Wanic — Krytyczne rozpraszanie neutronów. . . . .	257
W. Hanus — O niektórych zagadnieniach nateżeń względnych w widmach atomowych . . . . .	275
J. Hubert — Rezonansowa, bezdrzutowa absorpcja promieni gamma	289
D. Kulgawczuk — Ośrodki luminescencyjne stosowane w licznikach scyntylacyjnych. . . . .	305
NOWOŚCI NAUKOWE	
E. Skrzypczak — Pierwsze obserwacje antyhiperonów naładowanych. .	327
NOWA APARATURA	
R. Wiśniewski — Aparatura wysokociśnieniowa do 12000 atm. . . . .	331
RECENZJE	
A. C. Clarke — Na podbój przestrzeni (N. Wołczek) . . . . .	341
KRONIKA . . . . .	343