

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

Lublin, ul. Nowy Świat 3

PTF

TOM XVII

ZESZYT 6

1966

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVII, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1966

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1975 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 12. VIII. 1966 r.
Ark. wyd. 9,25 ark. druk. 7 $\frac{1}{2}$ +2 wkł.	Podpisano do druku 25. XI. 1966 r.
Pap. rotogr. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w grudniu 1966 r.
Zamówienie 605/66	Cena zł 15.— T-14

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

T. D. Lee

Inwersja przestrzeni, odwrócenie czasu i sprzężenie cząstka-antycząstka*

W miarę rozszerzania zakresu naszych obserwacji rozwijamy odpowiednio stosowane przez nas pojęcia. Wobec tego proste symetrie, które kiedyś wydawały się nam oczywiste same przez się — przestają być uznawane za pewniki. Badania nad różnymi rodzajami oddziaływań przekonują nas, że symetria w przyrodzie jest to skomplikowana kombinacja reguł zamiany znaku plus na minus, odwracania biegu czasu i wywracania rzeczy podszewką na zewnątrz.

Wydaje się, że im więcej dowiadujemy się o operacjach symetrii — inwersji przestrzeni, odwróceniu czasu i sprzężeniu cząstka-antycząstka — tym mniej je rozumiemy. W chwili obecnej jednak, chociaż nadal wiemy bardzo niewiele o prawdziwej naturze tych nieciągłych symetrii, tym niemniej osiągnęliśmy, niestety, pożałowania godny stan, kiedy to utraciliśmy większą część tego zrozumienia rzeczy, jakim dysponowaliśmy poprzednio. Dokonajmy zatem przeglądu stopniowego rozwoju naszych poprzednich wyobrażeń o tych nieciągłych operacjach symetrii.

P i *T* w fizyce klasycznej

W mechanice klasycznej cząstka jest opisana przez jej czasoprzestrzenne współrzędne t i r , a każdą cząstkę uważa się za różną od dowolnej innej cząstki. Niezmienniczość względem inwersji przestrzeni (P) i odwrócenia czasu (T) oznacza w mechanice klasycznej po prostu tyle, że prawa dynamiki pozostają niezmiennione pod wpływem zamiany

$$P: r \rightarrow -r, t \rightarrow t \quad (1)$$

$$T: r \rightarrow r, t \rightarrow -t.$$

Przypuśćmy, że posiadamy zapis, powiedzmy na taśmie filmowej, ruchu układu cząstek. Jeśli obowiązuje niezmienniczość względem P , to sama obserwacja filmu nie pozwoli rozstrzygnąć z pewnością czy dany film przedstawia

* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Physics Today*, 19, No 3, 23 (1966), dokonane za zgodą Wydawcy.

rzeczywisty przebieg ruchu, czy też jego lustrzane odbicie. Podobnie, niezmienniczość względem T oznacza, że jeśli puścimy w odwrotnym kierunku taśmę filmową z zapisem ruchu układu cząstek, to ten odwrócony w czasie ruch również stanowi rozwiązanie dopuszczalne przez równania dynamiki.

W makroskopowym układzie o wielkiej liczbie cząstek odwrócony w czasie przebieg ruchów jest również możliwy (o ile obowiązuje T -niezmienniczość), jednakże jest on na ogół mało prawdopodobny. A zatem, chociaż nie możemy stwierdzić z całą pewnością, czy taki film oglądamy w kolejności odwróconej w czasie, czy w kolejności właściwej, możemy jednak domyślać się tego. Jeśli liczba cząstek jest wystarczająco wielka, nasze przypuszczenia *niemal zawsze* okażą się słuszne. Jedynie w tym właśnie statystycznym sensie możemy odróżnić jakiś uporządkowany w czasie ciąg zdarzeń zachodzących w układzie makroskopowym od tegoż ciągu odwróconego w czasie i tym samym mamy możliwość określenia kierunku naszego makroskopowego czasu.

Gdy układ zawiera tylko bardzo małą liczbę cząstek, niemożliwe jest, nawet w sensie statystycznym, odróżnienie uporządkowanego w czasie ciągu od jego przebiegu odwróconego w czasie (przy założeniu, że obowiązuje niezmienniczość względem T). Jak zobaczymy dalej, w mechanice kwantowej to ostatnie stwierdzenie musi być *zmodyfikowane*.

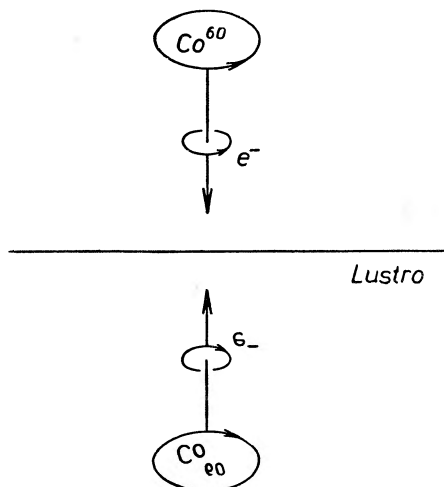
Niezachowanie parzystości

Operacje symetrii P i T na gruncie mechaniki kwantowej zbadał po raz pierwszy i przeanalizował Eugene Wigner (Princeton, USA) [1]. Obie te transformacje zostały z powodzeniem zastosowane do układu atomowego, w którym występuje jedynie oddziaływanie elektromagnetyczne; następnie te operacje symetrii zostały rozciągnięte na inne zjawiska, w których uczestniczą, poza oddziaływaniem elektromagnetycznym, również oddziaływania silne i słabe. Właśnie w wyniku tych zastosowań P i T w fizyce cząstek zakwestionowano obowiązującą moc tych nieciągłych symetrii [2, 3], co doprowadziło do odkrycia niezachowania parzystości.

Pierwsze doświadczenie [4] wykazujące niezachowanie parzystości (czyli brak symetrii względem inwersji przestrzeni) wykonała nad rozpadem beta pani profesor C. S. Wu (Uniwersytet Columbia, USA) wspólnie z Ernestem Amblerem, Raymondem Haywardem, Dale D. Hoppesem i R. P. Hudsonem (National Bureau of Standards, USA) — patrz rys. 1. W tym samym doświadczeniu odkryto, że naruszona jest również symetria względem sprzężenia ładunkowego. Bezpośrednio po tym stwierdzono te same naruszenia symetrii w rozpadach mezonów π i μ [5].

W mechanice kwantowej operator inwersji przestrzennej P jest operatorem unitarnym, a jego wartość własna nazywa się parzystością.

Jeśli obowiązuje symetria względem inwersji przestrzeni, to parzystość musi być zachowywana. Działanie operatora P zamienia stan cząstki o pędzie k



Rys. 1. Niezachowanie parzystości. Kobalt-60 rozpada się na nikiel-60 oraz na elektron i antyneutrino. Jeśli początkowe jądro jest spolaryzowane, to jak się okazuje, wysłany elektron ma spin lewoskrętny, a kierunek jego wylotu jest najczęściej przeciwny do kierunku polaryzacji macierzystego jądra kobaltu. Odbicie lustrzane tego procesu (bez równoczesnego sprzężenia ładunkowego) nie realizuje się w przyrodzie, a więc zostaje naruszona symetria między lewym a prawym (czyli właśnie to, co nazywamy symetrią względem inwersji przestrzeni)

i skrętności λ (zdefiniowanej jako rzut spinu cząstki na kierunek k i mierzonej w jednostkach \hbar) w stan tej samej cząstki, ale o pędzie $-k$ i o skrętności $-\lambda$. Zapisując to matematycznie:

$$P|k, \lambda\rangle = \eta_P|-k, -\lambda\rangle, \quad (2)$$

gdzie η_P jest to czynnik fazowy; podobne równanie spełnia P w działaniu na stany wioloczątkowe. Tutaj tożsamość cząstki określona jest poprzez wszystkie jej oddziaływania, które obejmują w szczególności jej masę, ładunek i spin.

Pierwotna sugestia co do braku ścisłej niezmienniczości znanych nam oddziaływań względem symetrii inwersji przestrzeni wywodziła się z zagadki teta-tau [6]

$$K^+ = \begin{cases} \theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \end{cases} \quad (3)$$

Stwierdzono mianowicie, że dwie cząstki θ^+ i τ^+ mają jednakowe masy i czasy życia, co wskazywałoby na to, że są to dwa sposoby rozpadu jednej i tej samej cząstki, mezonu K^+ . Tymczasem jeszcze wcześniej określono parzystość pionu π , która zarówno w jego silnych, jak i w elektromagnetycznych oddziaływaniach była równa -1

$$P_{\text{sil}}(\pi) = P_\gamma(\pi) = -1. \quad (4)$$

Indeksy sil i γ wskazują, że jest to parzystość wyznaczona, odpowiednio poprzez hamiltonian silnego oddziaływania H_{sil} lub elektromagnetycznego H_γ . Z analizy diagramu Dalitza wynika, że trzy piony w rozpadzie typu tau znajdują się w stanie o zerowym spinie. Tę samą wartość spinu θ^+ i τ^+ wyznacza

się poprzez rozmaite procesy produkcji tych cząstek. To oznacza, że parzystość wyznaczona w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych musi być w tych dwu stanach końcowych różna: $+1$ dla stanu zawierającego dwa piony i -1 dla stanu z trzema pionami; w konsekwencji, jeśli cząstka θ^+ jest identyczna z τ^+ , mamy tu do czynienia z niezachowaniem parzystości. Obecnie znamy liczne doświadczenia, w których stwierdzono, że H_{sil} i H_γ są niezmiennicze względem tej samej operacji inwersji przestrzeni $P_{\text{sil}} = P_\gamma$, natomiast hamiltonian oddziaływania słabego H_{st} nie wykazuje takiej niezmienniczości. A więc *nie jest możliwe* zdefiniowanie takiego operatora inwersji przestrzennej P , który by komutował z *całkowitym* hamiltonianem oddziaływania H .

W chwili obecnej najsilniejszych dowodów niezmienniczości H_{sil} i H_γ względem $P_{\text{sil}} = P_\gamma$ dostarczają doświadczenia z dziedziny fizyki jądra. Doświadczenia te [6] wykazują, że dla poziomów jądrowych wartość amplitud nie zachowujących parzystości jest mniejsza od odpowiednich amplitud zachowujących parzystość o czynnik rzędu 10^6 .

Cząstki nierozróżnialne

Gdyby tożsamość cząstki była czymś danym nam z góry, moglibyśmy w sposób zupełnie jednoznaczny zdefiniować operacje P (czystą inwersję przestrzeni) i T (czyste odwrócenie czasu). Jednakże zdolność rozróżniania cząstek zależy od wszystkich ich oddziaływań i w przypadku nieobecności któregoś z oddziaływań powstają często degeneracje. Jeżeli symetrie P i T nie obowiązują wszystkich oddziaływań, wówczas definicje tych symetrii mogą być podane jedynie pod nieobecność pewnych oddziaływań, co oznacza, że definicje te zależą od rodzaju oddziaływania.

Gdyby można było wyłączyć oddziaływania silne i elektromagnetyczne, to z samego tylko słabego oddziaływania nie można byłoby wykryć jakiegokolwiek niezachowania parzystości. Rzeczywiście, w tego rodzaju hipotetycznych warunkach wiele spośród różnych poza tym cząstek stałoby się zdegenerowanymi i nierozróżnialnymi między sobą. Dzięki wystąpieniu tej nierozróżnialności cząstek można znaleźć dla operatora inwersji przestrzennej taką postać, względem której uznawana obecnie forma słabego oddziaływania jest niezmiennicza.

Na przykład, gdyby było $H_{\text{sil}} = H_\gamma = 0$, to z reakcji (3) moglibyśmy wywnioskować, że parzystość jest zachowywana, a parzystość pionu wynosi $+1$. Istotnie, wszystkie znane słabe oddziaływania są niesprzeczne z założeniem, że H_{st} jest niezmienniczy względem osobnej operacji inwersji przestrzeni, nazywanej P_{st} [7]. Jeżeli możemy uważać, że H_{st} narusza zachowanie parzystości zdefiniowanej jako $P_{\text{sil}} = P_\gamma$, więc równie dobrze można by przyjąć, że H_{st} zachowuje parzystość, pod którą to nazwą rozumiemy tym razem P_{st} , a obserwowane niezachowanie parzystości przypisać należy naruszeniu niezmienniczości względem P_{st} przez oddziaływania silne i elektromagnetyczne.

Niezmienniczość względem odwrócenia czasu

Problem niezmienniczości lub jej braku znanych nam oddziaływań względem odwrócenia czasu został podjęty [3] przy okazji rozważań nad możliwym niezachowaniem parzystości. Po stwierdzeniu, że parzystość nie jest zachowywana, wykonano szereg doświadczeń mających sprawdzić niezmienniczość względem odwrócenia czasu zarówno w silnych [8], jak i w słabych oddziaływaniach [9, 10]; wszystkie wyniki doświadczenia okazały się zgodne z niezmienniczością względem odwrócenia czasu. Jednakże niedawno pojawiła się w wyniku badań nad rozpadem mezonu K_2^0 pośrednia wskazówka na to, że w znanych nam oddziaływaniach symetria względem odwrócenia czasu, podobnie jak symetria względem inwersji przestrzeni, obowiązuje jedynie w sposób przybliżony.

Zanim omówimy ten uzyskany w sposób pośrednik wynik, zastanówmy się najpierw nad sensem niezmienniczości czasowej. W mechanice kwantowej operator odwrócenia czasu T jest operatorem antyunitarnym.

Jeśli teoria jest niezmiennicza względem odwrócenia czasu, to z rozwiązania $\Psi(t)$ równania Schrödingera

$$H\Psi(t) = \frac{\hbar}{i} \frac{d\Psi(t)}{dt} \quad (5)$$

możemy utworzyć inne rozwiązanie $\Psi_T(t)$ tego samego równania. Ψ_T związane jest z Ψ następująco

$$\Psi_T(t) = T\Psi(-t) = U_T\Psi^*(-t), \quad (6)$$

gdzie U_T jest operatorem unitarnym w przestrzeni Hilberta, a gwiazdka oznacza wartość zespoloną sprzężoną.

Doniosłą konsekwencją niezmienniczości względem odwrócenia czasu są *relacje wzajemności* pomiędzy *prawdopodobieństwami przejść*: wartość bezwzględna elementu macierzy S dla dowolnego przejścia $a \rightarrow b$ jest równa wartości bezwzględnej takiegoż elementu dla przejścia $b_T \rightarrow a_T$:

$$|\langle b|S|a\rangle| = |\langle b_T|S|a_T\rangle|, \quad (7)$$

gdzie $|a_T\rangle = T|a\rangle$, $|b_T\rangle = T|b\rangle$. Takie relacje wzajemności zostały sprawdzone bezpośrednio na szeregu silnych reakcji [8], i doświadczenia te ustaliły w sposób wiarogodny, że silne oddziaływanie jest niezmiennicze względem (pewnej) operacji odwrócenia czasu, nazwijmy ją T_{sil} . W reakcjach proton-tryton-deuteron $p+t \rightleftharpoons d+d$ górna granica dla stosunku wartości amplitudy wykazującej brak niezmienniczości względem T do wartości amplitudy niezmienniczej względem T wynosi około 2%.

Dla zilustrowania sposobu, w jaki niezmienniczość względem odwrócenia czasu może być sprawdzona w oddziaływaniach słabych możemy rozpatrzeć rozpad hiperonu Λ^0

$$\Lambda^0 \rightarrow N + \pi. \quad (8)$$

Produkty rozpadu $N + \pi$ mogą znajdować się w stanach spinowo-orbitalnych $s_{1/2}$ lub $p_{1/2}$ z amplitudami, odpowiednio, A_s i A_p ; całkowity spin izotopowy w stanie końcowym ma przeważnie wartość $I = 1/2$. Jeśli słabe oddziaływanie również podlega niezmienniczości względem tej samej operacji T_{sl} , to względna faza Φ zdefiniowana przez

$$\frac{A_s}{A_p} = \left| \frac{A_s}{A_p} \right| e^{i\Phi}. \quad (9)$$

powinna być dana wzorem

$$\Phi = (\delta_s - \delta_p) \text{ lub } (\delta_s - \delta_p) + \pi, \quad (10)$$

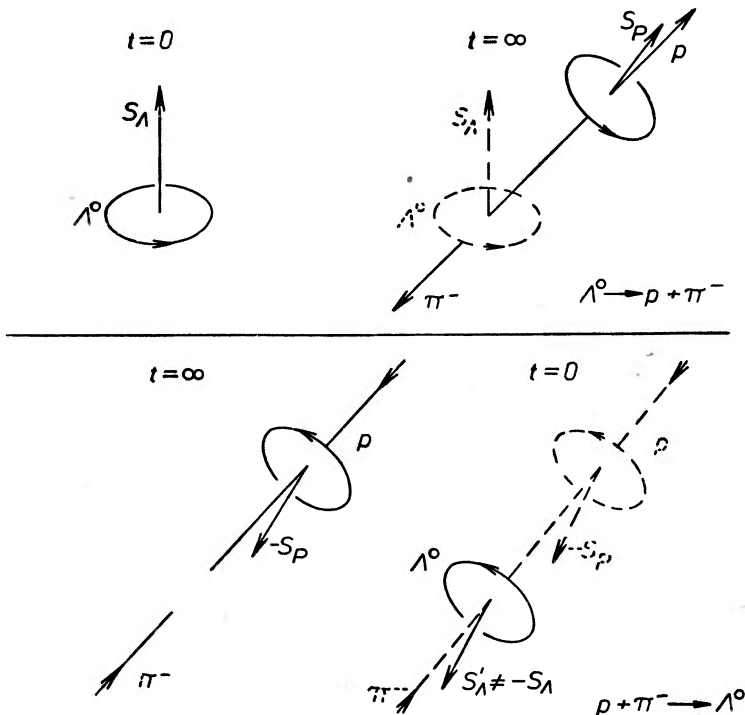
gdzie δ_s i δ_p są to, odpowiednio, przesunięcia fazowe w falach $s_{1/2}$ i $p_{1/2}$ silnie oddziałującego układu $N + \pi$, znajdującego się w stanie z $I = 1/2$. Wyniki doświadczalne dają $\delta_s - \delta_p \approx +7^\circ$ oraz [9] $\Phi_{\text{dośw}} = (15 \pm 20)^\circ$, co można uznać za zgodne z niezmienniczością H_{sl} względem tego samego odwrócenia czasu, dla którego niezmiennicze są silne oddziaływania.

Do takiego samego wniosku prowadzą wyniki podobnego, lecz bardziej dokładnego doświadczenia nad rozpadem beta [10]. Względna faza θ stałej sprzężenia Gamowa-Tellera g_A i stałej sprzężenia Fermiego g_V została zmierzona przez Burgy'ego i jego współpracowników [10]. Jeśli słabe oddziaływanie podlega symetrii względem odwrócenia czasu, to $\theta = 0^\circ$ lub 180° ; wartość doświadczalna wynosi $(180 \pm 8)^\circ$. (Należy dodać, że w pewnych modelach teoretycznych zakłada się, że zachowujący dziwność prąd słabego oddziaływania cząstek nieleptonowych J_μ podlega symetrii ładunkowej typu $J_\mu^* = -\exp(i\pi I_y) J_\mu \exp(-i\pi I_y)$, gdzie I_y jest to y -składowa operatora izospinu. Wówczas g_A/g_V musi być rzeczywiste, niezależnie od niezmienniczości względem odwrócenia czasu).

Zwróćmy uwagę na to, że jeżeli w rozpadzie Λ^0 początkowa cząstka Λ^0 jest spolaryzowana całkowicie w kierunku, powiedzmy, wektora jednostkowego s_A (w układzie spoczynkowym Λ^0), wówczas nukleon w stanie końcowym musi być również całkowicie spolaryzowany wzdłuż pewnego kierunku s_N , który jest wyznaczony jednoznacznie przez s_A , przez pęd nukleonu k oraz przez amplitudy A_s i A_p . Rozważmy teraz reakcję odwrotną:



w której nukleon ze stanu początkowego jest spolaryzowany wzdłuż $-s_N$ i posiada pęd $-k$. Gdyby układ podlegał mechanice klasycznej, wówczas niezmienniczość względem odwrócenia czasu oznaczałaby, że Λ^0 w stanie końcowym reakcji odwróconej musi być całkowicie spolaryzowana wzdłuż odwróconego kierunku $-s_A$. Tymczasem dla układu kwantowo-mechanicznego sytuacja jest taka, że końcowa cząstka Λ^0 w reakcji odwróconej pozostaje co prawda spolaryzowana całkowicie, jednakże jej kierunek polaryzacji, na ogół biorąc, nie pokrywa się z $-s_A$, nawet jeśli obowiązuje niezmienniczość względem odwrócenia czasu. Tę elementarną własność reakcji odwróconej ilustruje rys. 2.



Rys. 2. Odwrócenie czasu. Rozpatrzmy rozpad neutralnej cząstki lambda na proton i ujemny pion. Jeśli założymy, że początkowa cząstka lambda jest całkowicie spolaryzowana wzdłuż wektora jednostkowego s_Λ , to końcowy proton przy każdej danej wartości pędu k (liczonego w układzie spoczynkowym początkowej Λ^0) musi być spolaryzowany całkowicie w kierunku, powiedzmy, s_p . W reakcji odwróconej proton łączy się z pionem, tworząc neutralną Λ^0 , przy czym początkowy proton ma odwrócony pęd $-k$ i jest spolaryzowany całkowicie wzdłuż odwróconego kierunku $-s_p$; końcowa Λ^0 jest również całkowicie spolaryzowana, jednakże kierunek jej polaryzacji s'_Λ jest na ogół różny od $-s_\Lambda$, nawet jeśli obowiązuje niezmienniczość względem odwrócenia czasu. Na tych rysunkach kierunki wszystkich spinów są podane w zgodzie z niezmienniczością względem odwrócenia czasu. W mechanice kwantowej nawet układ mikroskopowy jest opisany nieskończoną liczbą zmiennych zależnych od czasu; w związku z tym odwrócone w czasie rozwiązanie dowolnego problemu rozpraszania jest na ogół rozwiązaniem nieprawdopodobnym (jeśli nawet założymy ścisłą symetrię względem odwrócenia czasu)

Do utworzenia w stanie końcowym hiperonu Λ^0 spolaryzowanego wzdłuż $-s_\Lambda$ (w przypadku, gdy obowiązuje T -niezmienniczość) nie wystarczy posłużyć się stanem $N + \pi$ o odwróconym pędzie i spinie, lecz należałoby wziąć *spójną* w chwili początkowej mieszanke odpowiednich fal padających $s_{1/2}$ i $p_{1/2}$ stanu $N + \pi$. Matematycznie taki stan początkowy można łatwo skonstruować przez podziałanie antyunitarnym operatorem T na stan końcowy $\Psi(t = +\infty)$ procesu rozpadu $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$. Natomiast wydaje się, że nigdy nie będzie możliwe fizyczne utworzenie spójnego, odwróconego w czasie stanu $T\Psi(t = +\infty)$, który jest potrzebny do bezpośredniego sprawdzenia symetrii (lub odchyień od symetrii) operacji odwrócenia czasu w mechanice klasycznej a taką samą operacją w mechanice kwantowej. W obu przypadkach niezmienniczość wzglę-

dem odwrócenia czasu oznacza, że rozwiązania odwrócone w czasie zawsze należą do możliwych dynamicznie rozwiązań problemu. W mechanice klasycznej takie odwrócone w czasie rozwiązanie staje się nieprawdopodobne jedynie dla układu makroskopowego. W mechanice kwantowej natomiast nawet układ mikroskopowy jest opisany przez nieskończoną ilość zmiennych (tzn. przez ciągłą funkcję czasoprzestrzeni), a zatem odwrócone w czasie rozwiązanie każdego problemu rozpraszania jest na ogół rozwiązaniem nieprawdopodobnym.

Praktycznie więc biorąc, jedynym *bezpośrednim* i dostępnym sprawdzianem niezmienniczości względem odwrócenia czasu pozostają, jak się wydaje, *relacje wzajemności pomiędzy rozmaitymi różniczkowymi przekrojami czynnymi*, czyli równanie (7), ograniczone do takich stanów $|a\rangle$ i $|b\rangle$, które asymptotycznie opisują odpowiednie stany początkowe i końcowe, gdzie każda cząstka posiada określony (lecz dowolny) zbiór wartości spinu i pędu. W związku z tym warto wspomnieć, że wszystkie znane obecnie testy symetrii względem odwrócenia czasu, jak chociażby równanie (10), dają się wyprowadzić bezpośrednio przez skorzystanie z relacji wzajemności między odpowiednimi różniczkowymi przekrojami czynnymi [11]. Naruszenie T -niezmienniczości oznacza po prostu, że te relacje wzajemności nie są spełnione.

Niezmienniczość względem CPT a relacja cząstka-antycząstka

Do zrozumienia wykrytych niedawno pośrednich dowodów braku T -niezmienniczości potrzebne nam będzie zapoznanie się z twierdzeniem CPT [12] i z doświadczalnymi dowodami jego słuszności.

W ramach lokalnej teorii pola można pokazać, że jeśli teoria jest niezmiennicza względem ciągłej grupy transformacji Lorentza, nie zawierającej żadnego elementu nieciągłego (w rodzaju inwersji przestrzeni czy odwrócenia czasu), to teoria taka jest automatycznie niezmiennicza również względem pewnej nieciągłej operacji symetrii, nazywanej CPT . Jeśli niezmienniczość względem CPT obowiązuje całkowity hamiltonian H , to element macierzowy H wzięty między dwoma dowolnymi stanami $|A\rangle$ i $|B\rangle$ jest związany z elementem H między sprzężonymi do nich — w sensie CPT — stanami $|\bar{A}\rangle$ i $|\bar{B}\rangle$ relacją

$$\langle B|H|A\rangle = \langle \bar{B}|H|\bar{A}\rangle^*, \quad (12)$$

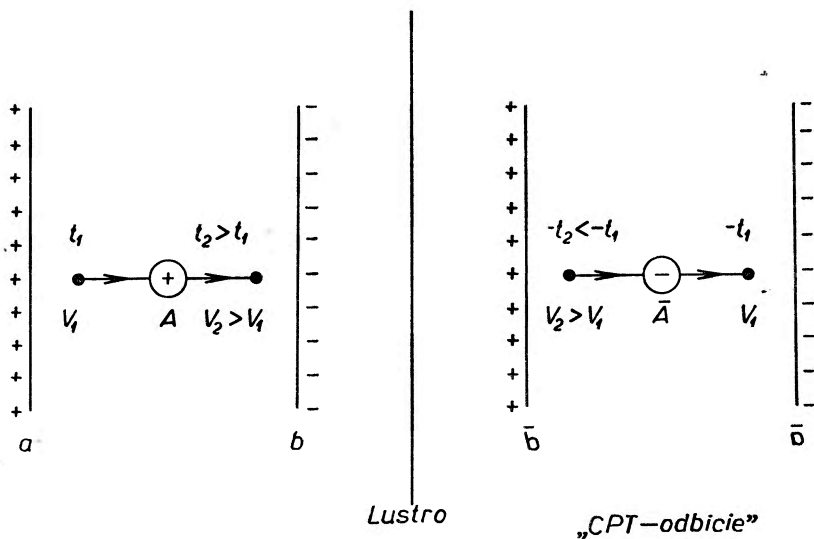
gdzie

$$\begin{aligned} |\bar{A}\rangle &= CPT|A\rangle \\ |\bar{B}\rangle &= CPT|B\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Z CPT -niezmienniczości wynika, że jeśli A jest cząstką trwałą, to sprzężona do niej operacją CPT cząstka \bar{A} jest również trwała i posiada identyczną masę — co można łatwo wykazać, kładąc $A = B$ w równaniu (12).

Operator CPT jest operatorem antyunitarnym; zamienia on stan A o pędzie k i skrętności λ w stan \bar{A} o takim samym pędzie k , lecz o przeciwnej skrętności.

ności $-\lambda$. Jak można łatwo pokazać, pola elektromagnetyczne E i H są niezmiennicze względem CPT . Wówczas porównanie widma energetycznego w zewnętrznym polu elektromagnetycznym dowodzi, że A i \bar{A} mają przeciwne ładunki, ale poza tym ich elektromagnetyczne czynniki postaci są jednakowe (patrz rys. 3). W ramach tej samej lokalnej teorii pola można ponadto wykazać, że liczby barionowe oraz liczby leptonowe stanów A i \bar{A} powinny być jednakowe co do wielkości, lecz przeciwnego znaku. (Zakładamy tu mileżąco, że ładunek, liczba barionowa i liczba leptonowa są ściśle zachowywane.) W dalszym ciągu stan \bar{A} będziemy nazywać „stanem antycząstkowym” względem A .



Rys. 3. Symetria CPT . Rysunek przedstawia ruch naładowanej dodatnio cząstki A w polu elektrycznym oraz „ CPT -odbicie” tego ruchu. v_1 oraz v_2 są to, odpowiednio, początkowa (w czasie t_1) i końcowa (w czasie t_2) prędkość cząstki A . Niezmienniczość względem CPT wymaga dla każdej cząstki istnienia antycząstki o identycznej masie, przeciwnym ładunku, przeciwnej liczbie barionowej i przeciwnej liczbie leptonowej. Należy podkreślić, że stan antycząstkowy względem A jest *różny* od zwykłego stanu sprzężonego ładunkowo względem A , ponieważ sprzężenie ładunkowe nie jest symetrią ścisłą

Spośród mas cząstek i antycząstek najbardziej dokładnie znana jest równość mas mezonu K^0 i jego antycząstki \bar{K}^0

$$\langle K^0 | H | K^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle. \quad (14)$$

Z doświadczalnej różnicy mas [13] Δm między K_1^0 i K_2^0 wynika, że równanie (14) jest słuszne z dokładnością $|\Delta m/m_K| \approx 10^{-14}$. A więc powinniśmy uznać H_{sil} , H_{ν} oraz zachowującą dziwność nieleptonową część hamiltonianu H_{st} za niezmiennicze względem CPT .

Co do pozostałych części H_{st} , dowody przemawiające za ich CPT -niezmienniczością pochodzą od stwierdzonych równości czasów życia stanów A i \bar{A} rozpadających się poprzez słabe oddziaływanie. Ich czasy życia powinny być

jednakowe przynajmniej w najniższym rzędzie względem H_{sl} , co można łatwo wykazać, podstawiając do równania (12) H_{sl} zamiast H . W chwili obecnej górne granice na ewentualne różnice czasów życia $\Delta\tau$ są znane dla mionów [14], pionów [15] i mezonów K [16], wynosząc

$$\left| \frac{\Delta\tau}{\tau} \right| < \begin{cases} 0,001 & \text{dla } \mu^\pm \\ 0,08 & \text{dla } \pi^\pm \\ 0,15 & \text{dla } K^\pm. \end{cases} \quad (15)$$

Wśród tych oszacowań zwraca uwagę mała dokładność wyniku dla niezachowującej dziwności części słabego oddziaływania.

W dalszym ciągu będziemy zakładać, że CPT -niezmienniczość obowiązuje; oznacza to, że dla każdego stanu czastki A istnieje stan antycząstki \bar{A} o identycznej masie fizycznej, przeciwnym ładunku, przeciwnej liczbie barionowej (lub też przeciwnej liczbie leptonowej) oraz, jeśli A jest cząstką nietrwałą, o takim samym czasie życia.

Symetria C_{sil}

Jak to już powiedziałem wcześniej, z doświadczeń wynika, że silne oddziaływanie jest niezmiennicze względem inwersji przestrzeni P_{sil} (z dokładnością doświadczalną rzędu 10^{-6}), odwrócenia czasu T_{sil} (z dokładnością do kilku procentów) i operacji CPT (z dokładnością rzędu 10^{-14} mierzonej wielkości). Możemy zdefiniować operator C_{sil} :

$$C_{\text{sil}} \equiv (CPT) T_{\text{sil}}^{-1} P_{\text{sil}}^{-1}. \quad (16)$$

Należy oczekiwać, że silne oddziaływanie respektuje niezmienniczość względem C_{sil} z taką samą dokładnością co T_{sil} -niezmienniczość. Pod wpływem C_{sil} powinniśmy otrzymać zamianę (przynajmniej przybliżoną) $p \rightarrow \bar{p}$ i $n \rightarrow \bar{n}$, bez zmiany pędów i skrętności tych cząstek; w rezultacie mamy równocześnie $\pi^+ \rightarrow \pi^-$, $\pi^0 \rightarrow \pi^0$ itp., ponieważ własności transformacyjne tych mezonów są wyznaczone przez własności barionów i antybarionów.

Symetria względem C_{sil} była sprawdzana również bezpośrednio [17] przez zbadanie odchyień od równości rozkładów energetycznych mezonów π^+ i π^- w procesie anihilacji protonów z antyprotonami

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \dots \quad (17)$$

Wynik doświadczalny ustanawia górną granicę na amplitudę wykazującą brak niezmienniczości względem C_{sil} ; jej wartość nie może przekraczać 1% od wartości amplitudy C_{sil} -niezmienniczej. Podobną górną granicę oszacowaną na około 2%, otrzymano z porównania rozkładów energetycznych mezonów K^+ i K^- w tym samym doświadczeniu anihilacyjnym proton-antyproton.

Wiemy jednak, że słabe oddziaływanie narusza C_{sil} -niezmienniczość. Można to wywnioskować na tej podstawie, że H_{sl} silnie narusza zachowanie P_{sil} ,

natomiast jest niezmiennicze (przynajmniej z dobrym przybliżeniem) względem $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}T_{\text{sil}} = CPT$ oraz względem T_{sil} . Do takiego samego wniosku można dojść również w sposób bezpośredni, rozważając rozpad K^0 . Niech K_1^0 będzie neutralnym mezonem K o krótkim czasie życia, a K_2^0 — mezonem o długim czasie życia. Gdyby w słabych rozpadach tych cząstek była zachowywana symetria C_{sil} , to K_1^0 i K_2^0 byłyby stanami własnymi operatora C_{sil} , a wartości własne C_{sil} w tych stanach miałyby przeciwne znaki. Jednakże w rozpadach $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ i $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ zarówno 2π , jak i 3π w stanie końcowym charakteryzuje się wartością $C_{\text{sil}} = +1$. A więc niezmienniczość względem C_{sil} musi być naruszona i symetria C_{sil} nie jest symetrią ścisłą. Jeżeli $|p\rangle$ jest stanem fizycznego protonu, to $CPT|p\rangle$ jest stanem fizycznego antyprotonu, natomiast stan $C_{\text{sil}}|p\rangle$ jest tylko w przybliżeniu stanem antyprotonu.

Rozpad neutralnych mezonów K na dwa piony

W roku 1964 Christenson, Cronin, Fitch i Turlay [18] odkryli, że długożyciowa składowa K_2^0 neutralnego mezonu K posiada dwupionowy sposób rozpadu

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- . \quad (18)$$

Ponieważ zarówno C_{sil} , jak i P_{sil} (w układzie środka mas) zamieniają miejscami mezony π^+ i π^- , więc układ końcowy (dwu pionów) w tym rozpadzie musi mieć $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}} = +1$. Z drugiej zaś strony, ta sama długożyciowa składowa K_2^0 rozpada się również na trzy piony

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 . \quad (19)$$

Okazuje się, że wszystkie piony powstają przeważnie w stanie s . Wobec tego końcowy stan trzech pionów jest stanem z $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}} = -1$ (lub przynajmniej jest nim w przeważającej mierze).

K_2^0 jest z definicji cząstką o określonym czasie życia. Fakt, że może ona rozpadać się na różne stany o przeciwnych wartościach $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ dowodzi niezbicie, że w rozpadach K_2^0 $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ nie jest zachowane. Tym samym naruszenie niezmienniczości względem $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ zostaje stwierdzone niezależnie od szczegółowej teorii układu K_1^0, K_2^0 .

Obserwowany doświadczalnie brak niezmienniczości względem $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ oznacza, że

$$[H, C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}] \neq 0 , \quad (20)$$

gdzie H reprezentuje całkowite oddziaływanie. W rozpadzie K_2^0 stany początkowy i końcowy są stanami własnymi hamiltonianu $H_{\text{sil}} + H_\gamma$, a przejście między nimi dokonuje się za pośrednictwem H_{st} . Oznacza to, że naruszenie $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ może pochodzić od oddziaływania silnego [19] albo od oddziaływania elektromagnetycznego [20], albo od oddziaływania słabego [21], albo od pewnej kombinacji tych oddziaływań, lub też wreszcie naruszenie to jest spowodowane

istnieniem pewnych nowych oddziaływań, w rodzaju oddziaływania super-słabego [22], której to możliwości nie będę jednak tu omawiał. Na podstawie tego jednego doświadczenia nie można rozstrzygnąć, które oddziaływanie jest odpowiedzialne za to naruszenie.

Jeśli *przyjmujemy*, że w rozpadzie K_2^0 obowiązuje niezmienniczość CPT , to z równań (16) i (20) wynika, że naruszona jest także niezmienniczość względem T_{sil} , czyli

$$T_{sil} H T_{sil}^{-1} \neq H. \quad (21)$$

Wielkość obserwowanego w rozpadzie K_2^0 naruszenia $C_{sil} P_{sil}$ jest niewielka, charakteryzuje ją parametr

$$|\varepsilon| = \left| \frac{\text{Szybkość rozpadu } (K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}{\text{Szybkość rozpadu } (K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)} \right|^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \quad (22)$$

Tutaj K_1^0 jest to krótkożyciowa składowa neutralnego mezonu K . Małość powyższego parametru jest, być może, jedną z najbardziej zagadkowych cech tego nowego odkrycia. Chcąc objaśnić ε , musimy włączyć do H_{sil} mały wyraz niezachowujący C_{sil} , lub też, jeśli ε jest wielkością typową dla amplitudy niezachowującej $C_{sil} P_{sil}$, powinniśmy uwzględnić w H_{sil} mały wyraz naruszający zachowanie $C_{sil} P_{sil}$. I jedno, i drugie można zrobić bez trudu; zastanawiająca jest tylko małość tego naruszenia oraz mnogość sposobów, jakimi można to naruszenie osiągnąć.

Inna możliwość, jak się wydaje bardziej atrakcyjna, polega na założeniu, że H_{sil} i H_{sl} są niezmiennicze względem $C_{sil} P_{sil}$, natomiast H_y odznacza się dużym naruszeniem C_{sil} -niezmienniczości. Wówczas wszystkie procesy silne i słabe mogą posiadać małą, niezachowującą C_{sil} i $C_{sil} P_{sil}$ amplitudę, powstającą poprzez wirtualne wysyłanie i pochłanianie fotonów. W szczególności K_2^0 może wówczas rozpadać się na dwa piony z amplitudą względną $\varepsilon \approx a/\pi$ (gdzie a jest stałą struktury subtelnej), co objaśnia w sposób naturalny małość zmierzonej amplitudy niezachowania $C_{sil} P_{sil}$.

Ta ostatnia możliwość wzbudza oczywiście wiele pytań; najpilniejsze z nich dotyczy tego, czy hipoteza naruszenia C_{sil} przez H_y nie jest przypadkiem sprzeczna z innymi, już znanymi wynikami doświadczalnymi. W rezultacie wyczerpującego przeglądu sytuacji [20], którego dokonałem wspólnie z Jeremym Bernsteinem i Geraldem Feinbergiem, stwierdziliśmy, że w chwili obecnej brak jest wyraźnych argumentów doświadczalnych za lub przeciw niezmienniczości hamiltonianu H_y cząstek nieleptonowych względem C_{sil} , jak również nie ma jakichkolwiek argumentów za lub przeciw niezmienniczości H_y względem operacji odwrócenia czasu T_{sil} , która jest respektowana przez silne oddziaływanie. Jeżeli oddziaływanie elektromagnetyczne H_y nie jest niezmiennicze względem C_{sil} , to musi ono naruszać również T_{sil} -niezmienniczość, ponieważ z doświadczenia wiadomo, że H_y zachowuje P_{sil} i CPT .

Możliwość naruszenia przez H_y niezmienniczości względem C_{sil} i T_{sil} pozostaje oczywiście tylko możliwością teoretyczną. Tym niemniej istniejący

aktualnie brak dowodów przemawiających za lub przeciw niezmienniczości H_γ względem C_{sil} i T_{sil} powinien stać się wystarczającym bodźcem dla dalszych wysiłków doświadczalnych w tym kierunku. Zaproponowano rozmaite testy doświadczalne, z których część jest już w trakcie wykonania.

Co to jest sprzężenie ładunkowe?

O oddziaływaniu elektromagnetycznym leptonów dobrze wiadomo, że jest ono niezmiennicze względem *sprzężenia ładunkowego* C_γ . Wiemy ponadto, że minimalne oddziaływanie elektromagnetyczne dowolnego układu cząstek o spinie 0 i 1/2 jest zawsze niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego; podobnie, oddziaływanie to jest niezmiennicze względem odwrócenia czasu T_γ i inwersji przestrzeni P_γ . Takie minimalne oddziaływanie dobrze opisuje własności elektromagnetyczne leptonów. A więc z estetycznego punktu widzenia pociągające jest *założenie*, iż istnieje taka operacja sprzężenia ładunkowego C_γ , pod wpływem której wszystkie prądy elektromagnetyczne zmieniają znak, a *oddziaływania elektromagnetyczne wszystkich cząstek*, nie wyłączając cząstek nieleptonowych, są niezmiennicze względem tej *symetrii sprzężenia ładunkowego* C_γ . Na podstawie stwierdzonej doświadczalnie niezmienniczości względem P_{sil} i CPT wiemy, że H_γ musi być niezmiennicze również względem operacji P_γ i T_γ takich, że

$$P_\gamma = P_{\text{sil}}$$

$$C_\gamma P_\gamma T_\gamma = C_{\text{sil}} P_{\text{sil}} T_{\text{sil}} = CPT .$$

Sprawę tego, czy oddziaływanie elektromagnetyczne spełnia lub nie spełnia symetrii C_{sil} można rozpatrywać po prostu jako kwestię czy operator sprzężenia ładunkowego C_γ pokrywa się lub nie pokrywa z operatorem C_{sil} . (Można by, na przykład, uważać C_{sil} za operator sprzęgający liczbę barionową, który w zasadzie może być różny od operatora sprzężenia ładunku). Jeśli oddziaływanie elektromagnetyczne narusza symetrię C_{sil} , to $C_{\text{sil}} \neq C_\gamma$, a więc i $T_{\text{sil}} \neq T_\gamma$.

Jak o tym już wspomniałem poprzednio, oddziaływanie słabe H_{sl} w jego znanej nam obecnie postaci jest niezmiennicze względem swojej własnej operacji inwersji przestrzennej P_{sl} ; można też pokazać, że H_{sl} jest niezmiennicze względem pewnej operacji odwrócenia czasu T_{sl} i operacji sprzężenia C_{sl} [7]. Właściwie mówiąc, wszystkie nasze wyniki doświadczalne pozostają w zgodzie z *założeniem*, że każdy rodzaj oddziaływania H_i (silne, elektromagnetyczne, słabe) jest niezmienniczy względem swoich własnych operacji C_i, P_i, T_i (gdzie $i = \text{sil}, \gamma, \text{sl}$) spełniających równość

$$C_i P_i T_i = CPT . \quad (23)$$

Znany dobrze fakt niezachowania parzystości jest wynikiem niezgodności operacji

$$P_{\text{sl}} \neq P_\gamma = P_{\text{sil}}; \quad C_{\text{sil}} \neq C_{\text{sl}} \neq C_\gamma .$$

Czy odkryte niedawno w rozpadzie $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ niezachowanie $C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}$ można również przypisać podobnej niezgodności, tym razem między C_{sil} i C_γ , pozostaje kwestią otwartą. Zestaw możliwych niezgodności tego typu podaje tabela I.

Tabela I

Możliwy układ niezgodności dla C_i , P_i i T_i , gdzie i oznacza sil, γ , lub sil

H_{sil}	C_{sil}	T_{sil}	P_{sil}
H_γ	C_γ	T_γ	P_γ
H_{st}	C_{st}	T_{st}	P_{st}
		T_{sil}	

$$C_{\text{sil}}P_{\text{sil}}T_{\text{sil}} = C_\gamma P_\gamma T_\gamma = C_{\text{st}}P_{\text{st}}T_{\text{st}} = CPT$$

Nasze wyobrażenia o operacji „ C “ wywodzą się od sprzężenia ładunkowego C_γ , zdefiniowanego przez oddziaływanie elektromagnetyczne elektronu [23]. Następnie działanie operatora C_γ rozciągnięto na inne oddziaływania i nazwano go „sprzężeniem cząstka-antycząstka“. Po odkryciu niezachowania parzystości zdano sobie sprawę z tego, że niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego nie można rozciągać na słabe oddziaływanie, a wobec tego pojęcia cząstki i antycząstki muszą być oparte nie na C_γ , lecz na niezmienniczości względem CPT . Pomimo to uznawano za pewnik hipotezę, że niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego C_γ obejmuje silne oddziaływanie, jak również przyjmowano jako rzecz oczywistą, że oddziaływania elektromagnetyczne i silne są niezmiennicze względem tej samej operacji odwrócenia czasu.

Postęp nauki był zawsze wynikiem ścisłego wzajemnego oddziaływania między naszymi pojęciami dotyczącymi wszechświata a naszymi obserwacjami przyrody. Pojęcia mogą wywodzić się jedynie z obserwacji, jednakże obserwacje są w znacznym stopniu uwarunkowane istniejącymi pojęciami. W miarę rozszerzania zakresu naszych obserwacji następuje w sposób naturalny rozwinięcie stosowanych przez nas podstawowych pojęć. Czasami te dwa czynniki — pojęcie i obserwacja — stają się tak ściśle splecione, iż może okazać się (ku naszemu zmartwieniu), że nawet pewne zasady fundamentalne, stosowane w całej dziedzinie znanych nam zjawisk, nie mają właściwie żadnego potwierdzenia doświadczalnego. Historia omówionych tutaj symetrii nieciągłych szczególnie obfitowała w tego rodzaju niespodzianki.

Tłumaczył Walerian Majewski

Space Inversion, Time Reversal and Particle — Antiparticle Conjugation

Translated from *Physics Today*, 19, No 3, 23 (1966).

Literatura

- [1] E. P. Wigner, *Z. Phys.*, **43**, 624 (1927); *Gött. Nach. Math. Naturw. Kl.* 546 (1932).
- [2] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **104**, 254 (1956).
- [3] T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **106**, 340 (1957).
- [4] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, *Phys. Rev.*, **105**, 1413 (1957).
- [5] R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.*, **105**, 1681 (1957).
- [6] F. Boehm, E. Kankleit, *Calt-63-13* (preprint); Yu. G. Abov, P. A. Krupchitsky, Yu. A. Oratovsky, *Comptes Rendus du Cong. Intern. Phys. Nucl.*, (Paris, 1964); L. Grodzins, F. Genovese, *Phys. Rev.* **121**, 228 (1961); R. E. Segal *et al.*, *Phys. Rev.*, **123**, 1382 (1961); D. E. Alburger *et al.*, *Phil. Mag.*, **6**, 171 (1961); R. Haas, L. B. Leipuner, R. K. Adair, *Phys. Rev.*, **116**, 1221 (1959); F. Boehm, U. Hauser, *Nuclear Physics*, **14**, 615 (1959); D. A. Bromley *et al.*, *Phys. Rev.*, **114**, 758 (1959).
- [7] T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **140**, B959 (1965); artykuł w *Proc. Oxford International Conf. Elementary Particles*, The Rutherford High Energy Laboratory (1965).
- [8] L. Rosen, J. E. Brolley Jr., *Phys. Rev. Letters*, **2**, 98 (1959); D. Bodansky *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 101 (1959); A. Abashian, E. M. Hafner, *Phys. Rev. Letters*, **1**; 225 (1958); C. F. Hwang *et al.*, *Phys. Rev.*, **119**, 352 (1960).
- [9] J. W. Cronin, O. E. Overseth, w *Proc. International Conf. High Energy Physics*, CERN, 453 (1962).
- [10] M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Rings, V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 324 (1953).
- [11] T. D. Lee, str. 5—16 w *Preludes in Theoretical Physics (in Honor of V. F. Weisskopf)* (A. De-Shalit, H. Feshbach, L. Van Hove, eds.), North Holland Publishing Co., Amsterdam 1966.
- [12] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, London (1955); J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **91**, 720, 723 (1953); **94**, 1366 (1953); G. Lüders, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd.* **28**, No 5 (1954).
- [13] B. Aubert *et al.*, *Phys. Letters*, **10**, 215 (1964); U. Camerini *et al.*, *Phys. Rev.*, **128**, 362 (1962); J. H. Christenson *et al.*, w *Conf. Fundamental Aspects Weak Interactions*, Brookhaven National Laboratory (1963); J. H. Christenson, *Tech. Report 34*, Princeton University 1964; V. L. Fitch *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 73 (1965).
- [14] R. A. Lundby, *Phys. Rev.*, **125**, 1686 (1962); M. Eckhause, *Carnegie Inst. Tech. Report 9286* (1962); F. J. Farley *et al.*, w *Proc. International Conf. High Energy Physics*, Geneva (1962); M. A. Meyer *et al.*, *Nevis Report 114*, Columbia University 1963.
- [15] J. Jakobson, A. Schultz, J. Steinberger, *Phys. Rev.*, **81**, 894 (1951); R. P. Durbin, H. H. Loar, W. W. Havens Jr., *Phys. Rev.*, **88**, 179 (1952); H. L. Anderson *et al.*, *Phys. Rev.*, **119**, 2050 (1960); J. Ashkin *et al.*, *Nuovo Cimento*, **16**, 490 (1960); A. Barkas, A. Rosenfeld, *Proc. International Conf. High Energy Physics*, Rochester 1960.
- [16] P. Nordin Jr., *Phys. Rev.*, **123**, 2168 (1961); B. Bhowmik *et al.*, *Nuovo Cimento*, **20**, 857 (1961); W. H. Barkas *et al.*, *Phys. Rev.*, **124**, 1209 (1961); A. M. Boyarski *et al.*, *Phys. Rev.*, **128**, 2398 (1962); F. Crawford, w *Proc. International Conf. High Energy Physics*, Rochester 1957.
- [17] C. Baltay, N. Barash, P. Franzini, N. Gelfand, L. Kirsch, G. Lütjens, J. C. Seaveriens, J. Steinberger, D. Tycko, D. Zanello, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 591 (1965).
- [18] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 138 (1964); A. Abashian *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 243 (1964).
- [19] T. D. Lee, L. Wolfenstein, *Phys. Rev.*, **138**, B1490 (1965); J. Prentki, M. Veltman, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 88 (1965); L. B. Okuń (preprint).

- [20] J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, Phys. Rev., **139**, B1650 (1965); patrz także S. Barshay, Phys. Letters, **17**, 78 (1965).
- [21] (Wymieniamy tu tylko kilka spośród licznych prac analizujących rozmaite sposoby naruszenia C_{sil} P_{sil} — niezmienniczości w słabych oddziaływaniach). R. G. Sachs, Phys. Rev. Letters, **13**, 286 (1964); R. G. Sachs, S. B. Treiman, Phys. Rev. Letters **8**, 137 (1962); N. Cabibbo, Phys. Rev. Letters **12**, 137 (1964); S. Glashow, Phys. Rev. Letters **14**, 35 (1965); L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letters **15**, 196 (1965). Patrz także F. Salzman, Phys. Letters **15**, 91 (1965). (Autor tej pracy postuluje, że hipotetyczny bozon W^{\pm} pośredniczący w słabych oddziaływaniach posiada dipolowy moment elektryczny.)
- [22] L. Wolfenstein, Phys. Rev., Letters **13**, 562 (1964); T. D. Lee, L. Wolfenstein, *loc. cit.*, pozycja 19.
- [23] H. Weyl, *The Theory of Groups and Quantum Mechanics* (tłumaczenie 2. wydania *Gruppentheorie und Quantenmechanik*), E. P. Dutton and Co. (1931).

Józef Bara

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Oddziaływanie jądra z powłoką atomową obserwowane w efekcie Mössbauera

1. Wprowadzenie

Odkrycie przez R. L. Mössbauera [1] w roku 1958 bezdrzutowej emisji i absorpcji jądrowej promieniowania gamma dostarczyło nauce nowej, niezmiernie czułej i bardzo owocnej metody badawczej, stosowanej obecnie w fizyce jądrowej, fizyce ciała stałego, chemii i biologii. Mössbauerowska metoda badania widm absorpcji jądrowej promieniowania gamma zawdzięcza swój sukces nieosiągalnej w innych metodach bardzo dużej energetycznej zdolności rozdzielczej. Umożliwiła ona badanie mikroefektów, które dotychczas leżały poza granicami techniki eksperymentalnej oraz wykonanie kilku fundamentalnych dla fizyki eksperymentów. Z najważniejszych zastosowań wymienić należy badanie własności jąder atomowych, nadsztylnych oddziaływań jądra z powłoką atomową, badanie wiązań chemicznych, mikrodynamiki ciał stałych i cieczy oraz potwierdzenie w warunkach laboratoryjnych tzw. grawitacyjnego przesunięcia ku czerwieni promieniowania gamma przewidywanego przez ogólną teorię względności.

Odkryciem tym zainteresowało się wiele ośrodków naukowych świata, w tym również, już w roku 1960, Katedra Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Jagiellońskiego, kierowana przez Prof. dra A. Hrynkiwicza. Laboratorium krakowskie specjalizuje się w badaniach oddziaływań nadsztylnych jądra z powłoką atomową oraz w mikrodynamice ciał stałych. Nawiązana została współpraca z kilkoma ośrodkami naukowymi w kraju i zagranicą.

Dotychczasowe badania prowadzone były w temperaturach od 78°K do 785°K przy użyciu zbudowanego w Krakowie całkowicie zautomatyzowanego liniowego spektrometru mössbauerowskiego.

2. Bezdrzutowa emisja i absorpcja jądrowa promieniowania gamma

Jądro atomowe, główny przedmiot badania spektroskopii mössbauerowskiej, jako układ kwantowo-mechaniczny może znajdować się tylko w ściśle określonych stanach kwantowych zwanych poziomami jądrowymi. Poziomy jądrowe opisuje się przez podanie energii, spinu i parzystości. Wielkości te nie zmieniają się w czasie, są więc całkami ruchu. Dużo informacji o własnościach jąder dostarcza znajomość ich momentów magnetycznych dipolowych oraz elektrycznych kwadrupolowych. Stan o najniższej energii całkowitej, a największej energii wiązania, jest najbardziej stabilnym stanem jądra i nazywany jest stanem lub poziomem podstawionym. Wszystkie pozostałe stany jądra nazywamy stanami wzbudzonymi. W celu łatwego porównania energii stanów wzbudzonych z energią stanu podstawowego przyjmujemy umownie energię stanu podstawowego jako równą zeru. Poziomy wzbudzone jądra są nietrwałe i posiadają rozmycie energetyczne opisane funkcją rozkładu Lorentza. Przejściu jądra ze stanu n o energii E_n , spinie I_n i parzystości π_n do stanu niższego k o energii E_k , spinie I_k i parzystości π_k , towarzyszy emisja kwantu gamma lub elektronu konwersji. Energia kwantu gamma wyraża się wzorem

$$E_\gamma = h\nu = E_n - E_k - R, \quad (2.1)$$

gdzie h jest stałą Plancka, ν częstotliwością emitowanego promieniowania, a R energią odrzutu jądra, spowodowanego emisją kwantu gamma.

$$R = \frac{E_\gamma^2}{2mc^2}, \quad (2.2)$$

gdzie m jest masą jądra, które wysyła kwant gamma, a c prędkością światła. Energia wyemitowanego kwantu gamma jest mniejsza od energii przejścia $E_n - E_k$ o energię odrzutu jądra R .

Wysyłane przy przejściu jądrowym promieniowanie gamma wygodnie jest charakteryzować tzw. multipolowością L , która odpowiada krętowi $L\hbar$ unoszonemu z jądra przez kwant gamma. Przy określonej multipolowości są dwa rodzaje promieniowania, różniące się między sobą parzystością: elektryczne 2^L -polowe (EL) i magnetyczne 2^L -polowe (ML). Z zasady zachowania krętu oraz parzystości zastosowanej do układu jądro-kwant gamma, wynikają reguły wyboru dla różnych przejść gamma między dwoma stanami jądrowymi. Regułę wyboru dla L podaje nierówność (2.3), która wynika z wektorowego składania spinów:

$$|I_n - I_k| \leq L \leq I_n + I_k. \quad (2.3)$$

Spin kwantu gamma jest równy jedności. Niemożliwe jest więc promieniowanie elektromagnetyczne monopolowe. Zmianę parzystości przy przejściu EL oraz ML określają odpowiednio wyrażenia (2.4) i (2.5)

$$\pi_e = (-1)^L, \quad (2.4)$$

$$\pi_m = (-1)^{L-1}. \quad (2.5)$$

Prawdopodobieństwo przejścia między dwoma stanami jądrowymi zależy od multipolowości, energii przejścia oraz od funkcji falowych stanu początkowego i końcowego jądra. Ze wzrostem multipolowości przejścia prawdopodobieństwa przejść bardzo szybko maleją. Największe prawdopodobieństwa posiadają więc przejścia o najniższej multipolowości i dlatego one najczęściej dominują wśród przejść gamma. Przejścia odwrotne, w których jądra ze stanu podstawowego przechodzą do któregoś ze stanów wzbudzonych, podlegają tym samym prawom co przejścia emisyjne. Wydawałoby się, że przejścia tego rodzaju najłatwiej byłoby zrealizować podczas rezonansowej absorpcji kwantów gamma przez jądra tego samego rodzaju jak te, z których pochodzą absorbowane kwanty. Tak jednak — w większości przypadków — nie jest, a przyczyną tego jest odrzut, jakiego doznaje jądro, emitując lub absorbując kwant gamma. Kwant gamma emitowany przez jądro będące początkowo w spoczynku, zawsze ma energię nieco mniejszą od różnicy energii poziomów odpowiadających przejściu, ponieważ małą część R energii przejścia zabiera jądro na odrzut. Ponadto przy absorpcji kwantu gamma jądro doznaje również takiego samego odrzutu. Jeżeli obliczymy energię odrzutu R dla jądra ^{57}Fe przy przejściu z poziomu wzbudzonego 14,4 keV do stanu podstawowego i porównamy ją z szerokością połówkową tego poziomu Γ , to okazuje się, że $R \gg \Gamma$. Absorpcja rezonansowa w warunkach normalnych nie może występować w takim stopniu, by była mierzalna, ponieważ kwanty przy emisji i absorpcji doznają tak dużej straty energii, że linia emisyjna i absorpcyjna są znacznie przesunięte względem siebie i przez to warunek rezonansu nie jest spełniony. Kwantom emitowanym przy przejściu $n \rightarrow k$ należałoby dodać podwójną energię odrzutu, aby mogły być rezonansowo adsorbowane, tzn. by wywołały przejście $k \rightarrow n$. W klasycznych eksperymentach rozproszeniowych energię odrzutu kompensuje się różnymi metodami. Można wykorzystać dopplerowskie przesunięcie spowodowane mechanicznym ruchem źródła w kierunku absorbenta, dopplerowskie poszerzenie linii przez podgrzewanie źródła i absorbenta, lub odrzut, pochodzący od poprzedzających emisję gamma rozpadu beta, innego rozpadu gamma czy też reakcji jądrowej.

Wymienione metody są mało wydajne, toteż bezpośrednio po odkryciu bezodrzutowej emisji i adsorpcji jądrowej promieniowania gamma, zeszyły one na plan dalszy, a odkrycie Mössbauera spowodowało bardzo duży i szybki postęp w badaniach rezonansu jądrowego promieniowania gamma. Jak wynika z doświadczeń wykonanych przez Mössbauera z ^{191}Ir , które wyjaśniono zmodyfikowaną w tym celu teorią Lamba, w odpowiednich warunkach istnieje określone prawdopodobieństwo, że jądro związane w sieci krystalicznej, emitując lub absorbując kwant gamma, nie dozna przy tym odrzutu, a pęd odrzutu powstający przy emisji lub absorpcji przejmie cała sieć kryształu. Energia $R_s = E_\gamma^2/2Mc^2$ przyjęta przez sieć o masie M na odrzut jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od energii potrzebnej na odrzut pojedynczego jądra i jest zanedbywalnie mała w porównaniu z szerokością połówkową poziomu wzbudzonego. Przy tego rodzaju przejściach energia wewnętrzna kryształu nie

zmienia się, ponieważ jądro nie doznaje odrzutu i w sieci krystalicznej nie ma emisji ani absorpcji fononów. Przyczyną umożliwiającą występowanie emisji i absorpcji bezodrzutowej jest skwantowanie wewnętrznej energii kryształu. Z powodu skwantowania wewnętrznej energii, kryształ może przyjmować energię odrzutu na wzbudzenie fononów tylko w dyskretnych dawkach.

Obliczenia oparte na debyeowskim modelu drgań sieci pozwalają wyznaczyć, jaki ułamek f ogólnej liczby przejść jądrowych zachodzi w sposób bezodrzutowy:

$$f = \exp \left\{ -\frac{3}{2} \frac{E_\gamma^2}{2mc^2 k\theta} \left[1 + 4 \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{z dz}{\exp z - 1} \right] \right\}, \quad (2.6)$$

gdzie E_γ jest energią kwantu gamma, m masą jądra, k stałą Boltzmanna, T temperaturą w °K, a θ temperaturą Debye'a sieci krystalicznej. Dużego prawdopodobieństwa emisji i absorpcji bezodrzutowej należy spodziewać się dla jąder o dużej masie m , dla przejść niskoenergetycznych, tzn. o małej energii E_γ oraz dla sieci krystalicznych o wysokiej temperaturze θ w porównaniu z temperaturą otoczenia T .

Ponieważ rozmycie energetyczne poziomu wzbudzonego na kształt lorentzowski, zatem zarówno rozkład energetyczny kwantów wyemitowanych bezodrzutowo $U(E)$, jak i przekrój czynny na absorpcję bezodrzutową tych kwantów $\sigma(E)$ posiadają kształt lorentzowski. Przy czym

$$U(E) = \frac{2}{\pi\Gamma} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.7)$$

oraz

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.8)$$

gdzie E_0 jest energią poziomu rezonansowego, Γ jego szerokością połówkową, a σ_0 przekrojem czynnym dla ścisłego rezonansu

$$\sigma_0 = 2\pi\lambda^2 \frac{2I+1}{2I_0+1} \cdot \frac{1}{1+a}. \quad (2.9)$$

λ jest tu długością fali, I i I_0 spinami stanu wzbudzonego i stanu podstawowego, a a współczynnikiem konwersji wewnętrznej.

Jeżeli jądra emitujące i absorbujące znajdują się w takich samych sieciach krystalicznych, to największa bezodrzutowa absorpcja jądrowa wystąpi wówczas, gdy źródło i absorbent nie poruszają się względem siebie. Ruch źródła względem absorbenta powoduje zmianę energii kwantów gamma dzięki efektowi Dopplera. Przy zastosowaniu prędkości v przesunięcie dopplerowskie wynosi

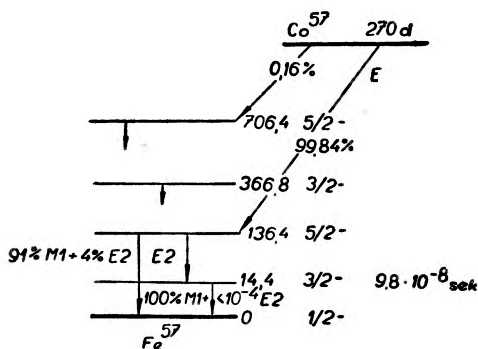
$$W = \frac{v}{c} E_\gamma, \quad (2.10)$$

gdzie c jest prędkością światła, a E_γ energią kwantu gamma. Przekrój czynny na absorpcję takich kwantów zgodnie z (2.8) i (2.10) będzie podany przez wyrażenie

$$\sigma(w) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E+W-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.11)$$

Jak widać ze wzoru (2.11), mierząc przy określonych prędkościach przesuwu źródła względem absorbenta absorpcję rezonansową, przez pomiar natężenia promieniowania przechodzącego przez absorbent, można wyznaczyć szerokość połówkową poziomu wzbudzonego, a stąd czas życia. Można również badać nadsubtelną strukturę poziomów jądrowych, jeżeli poziomy te w źródle lub absorbencie są rozszczepione. Wygodnie jest mieć w tym przypadku źródło wysyłające jedną linię, tj. takie, w którym nie ma rozszczepienia poziomów jądrowych, lub absorbent o takich własnościach.

Spośród pierwiastków, dla których odkryto efekt Mössbauera, najciekawszym okazało się ^{57}Fe ze względu na duże prawdopodobieństwo emisji i absorpcji bezdrzutowej [$f(273^\circ\text{K}) \approx 0,8$], długi czas połowicznego zaniku pierwiastka macierzystego ^{57}Co [$T_{1/2} = 270$ dni] oraz odpowiednio wąską linię emisyjną [$\Gamma = 4,6 \cdot 10^{-9} \text{eV}$]. Ponadto żelazo tworzy bardzo dużo związków chemicznych,



Rys. 1. Schemat rozpadu ^{57}Co

z których niektóre wykazują ciekawe własności magnetyczne. ^{57}Co łatwo otrzymać w reakcji $^{56}\text{Fe}(d, n)^{57}\text{Co}$ podczas napromieniowania żelaza deutronami o energii około 6,5 MeV. Schemat rozpadu ^{57}Co przedstawia rys. 1. Linia 14,4 keV jest stosowana w badaniach efektu Mössbauera. Izotop ^{57}Fe charakteryzują podane niżej parametry [2].

Procentowa zawartość izotopu ^{57}Fe w żelazie naturalnym $p = 2,19\%$.

Energia odrzutu $R = 1,951 \cdot 10^{-3} \text{eV}$.

Szerokość połówkowa poziomu

$$14,4 \text{ keV } \Gamma = 4,655 \cdot 10^{-9} \text{ eV} = 9,7 \cdot 10^{-2} \text{ mm/sek} = 3,5 \text{ kOe} .$$

Czas połowicznego rozpadu poziomu 14,4 keV $\tau_{1/2} = 9,8 \cdot 10^{-8} \text{ sek}$.

Całkowity współczynnik konwersji wewnętrznej dla poziomu

$$14,4 \text{ keV } \alpha = 9,00.$$

Przekrój czynny dla ścisłego rezonansu:

— wyznaczony doświadczalnie $\sigma_0 = 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$,

— obliczony $\sigma_0 = 2,363 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

Moment magnetyczny poziomu podstawowego $\mu_0 = +0,09024 \mu_n$.

Moment magnetyczny poziomu 14,4 keV $\mu = -0,154 \mu_n$.

Moment kwadrupolowy poziomu 14,4 keV $Q = +0,285 \text{ b}$.

3. Oddziaływania jądra z powłoką atomową

Kwanty gamma emitowane bezdrzutowo dostarczają nie tylko informacji o dynamice emitujących czy absorbujących jąder, ale również o oddziaływaniach tych jąder z powłokami atomowymi. Mogą to być oddziaływania elektryczne monopolowe ładunku elektrycznego jądra z ładunkiem powłok elektronowych, elektryczne kwadrupolowe momentu kwadrupolowego jądra z gradientem pola elektrycznego wytworzonego przez powłoki elektronowe, lub wreszcie magnetyczne dipolowe momentu magnetycznego jądra z wewnętrznym polem magnetycznym pochodzącym od powłok elektronowych.

Rozważmy dowolny kryształ, w którym znajdują się atomy mössbauerowskie i uwzględnijmy zarówno oddziaływania atomów na siebie, jak i oddziaływania jąder z powłokami atomowymi. Całkowity hamiltonian H dla tego kryształu składa się z części niezaburzonej H_0 i części zaburzającej H'

$$H = H_0 + H' . \quad (3.1)$$

Część niezaburzoną można napisać w postaci

$$H_0 = H_n + H_e + H_p , \quad (3.2)$$

gdzie H_n jest sumą hamiltonianów dla wewnętrznych stopni swobody i ruchu środka masy dla wszystkich jąder, H_e jest hamiltonianem dla elektronów w ciele stałym, a H_p hamiltonianem opisującym oddziaływanie jądra z promieniowaniem gamma. H' określa zespół zaburzeń poszczególnych członów występujących w H_0 . Bardzo ważnym oddziaływaniem występującym w H' jest oddziaływanie między momentami elektrycznymi i magnetycznymi jąder a elektronami w ciele stałym. Te zaburzenia mogą wywołać zarówno przesunięcia, jak i rozszczepienia poziomów jądrowych.

Hamiltonian opisujący oddziaływania elektronów w ciele stałym z jądrami jest sumą hamiltonianów oddziaływania elektronów z każdym indywidualnym jądrem. Dla i -tego jądra ten indywidualny hamiltonian można napisać w postaci

$$H_{ei} = H_\delta + H_q + H_m . \quad (3.3)$$

Pierwszy człon jest elektrycznym monopolowym oddziaływaniem, które prowadzi do przesunięcia energii przejścia zwanego przesunięciem izomerycznym.

Drugi człon jest elektrycznym kwadrupolowym oddziaływaniem, a trzeci magnetycznym dipolowym. Dwa ostatnie wywołują nadsubtelne rozszczepienie linii promieniowania gamma.

3.1. Oddziaływanie elektryczne monopolowe

Przesunięcie izomeryczne poziomów jądrowych określamy jako różnicę energii E elektrostatycznego monopolowego oddziaływania ładunku jądra z ładunkiem powłok elektronowych, obliczonej dla jądra o promieniu R i dla jądra punktowego. Załóżmy, że jądro atomowe jest kulą o promieniu R naładowaną jednorodnie ładunkiem Ze , oraz że gęstość elektronów w obszarze jądra $|\Psi(0)|^2$ jest stała. Przesunięcie izomeryczne poziomów jądrowych wyrazi się wówczas wzorem

$$\delta E = \int_0^{\infty} e |\Psi(0)|^2 \left\{ \frac{Ze}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right] - \frac{Ze}{r} \right\} 4\pi r^2 dr = \frac{2\pi}{5} Ze^2 R^2 |\Psi(0)|^2. \quad (3.4)$$

Dla różnych poziomów energetycznych jądra występuje na ogół inne przesunięcie izomeryczne ze względu na niejednakowe promienie R . Izomeryczne przesunięcie poziomów jądrowych nie jest bezpośrednio obserwowalne. Zmienia ono jednak energię kwantów gamma emitowanych lub absorbowanych przez jądra mössbauerowskie o wartość

$$\delta E_2 - \delta E_1 = \frac{2\pi}{5} Ze^2 [R_2^2 - R_1^2] |\Psi(0)|^2. \quad (3.5)$$

W wyniku tego, w przypadku różnych gęstości elektronów w jądrach emitujących $|\Psi_z(0)|^2$ i absorbujących $|\Psi_a(0)|^2$, występuje tzw. izomeryczne przesunięcie linii mössbauerowskiej

$$\delta = \frac{2\pi}{5} Ze^2 [R_2^2 - R_1^2] \{ |\Psi_a(0)|^2 - |\Psi_z(0)|^2 \}. \quad (3.6)$$

Przesunięcie to składa się z dwóch czynników; jądrowego, określonego różnicą kwadratów promieni jądrowych, oraz atomowego wyrażonego poprzez różnicę gęstości elektronów w jądrach emitujących i absorbujących. Znajomość czynnika jądrowego dostarcza wartościowych informacji dla modeli jądrowych. Czynniki atomowy związany jest z konfiguracjami elektronowymi atomów mössbauerowskich tworzących różne związki chemiczne. Dla żelaza w wiązaniach chemicznych biorą udział elektrony $4s$ i $3d$. Różną od zera gęstość ładunku w obszarze jądra mają tylko elektrony s . Powłoka $3d$ ekranuje jądro od powłoki $4s$, a nawet częściowo od $3s$, której elektrony część swojego czasu spędzają dalej od jądra niż elektrony $3d$. W ten sposób zmiana izomerycznego przesunięcia linii wywołana wiązaniem chemicznym zależy nie tylko od liczby elektronów $4s$, ale również od liczby elektronów $3d$. Charakterystyczne izomeryczne przesunięcia znaleziono dla jonowych soli żelaza dwuwartościo-

wego $3d^6$ i żelaza trójwartościowego $3d^5$. Jeśli założyć, że funkcje falowe jonów żelaza wchodzących w skład soli są takie same jak dla jonów swobodnych, to w celu określenia czynnika atomowego można wykorzystać wyniki obliczeń metodą Hartree-Focka funkcji falowych dla różnych konfiguracji wielokrotnie zjonizowanych atomów żelaza. Znając tak określony czynnik atomowy stwierdzono na podstawie zmierzonych izomerycznych przesunięć linii mössbauerowskich, że promień jądra ^{57}Fe w pierwszym stanie wzbudzonym jest mniejszy niż w stanie podstawowym $[(R_1 - R_2)/R_1 = 1,8 \cdot 10^{-3}]$. Po określeniu czynnika jądrowego dla ^{57}Fe izomeryczne przesunięcie linii może służyć do pomiaru gęstości elektronów w jądrach żelaza dla różnych jego związków. Wykres Walkera i innych [3] podaje zależność izomerycznego przesunięcia od gęstości elektronów w jądrze dla konfiguracji elektronowych $3d^5 4s^x$, $3d^6 4s^x$, $3d^7 4s^x$, $3d^{7-x} 4s^x$ i $3d^{8-x} 4s^x$, gdzie $0 \leq x \leq 1$. Linia $3d^{8-x} 4s^x$ określa izomeryczne przesunięcie dla atomów ^{57}Fe znajdujących się w charakterze domieszki w sieciach krystalicznych różnych metali [4].

3.2. Oddziaływanie elektryczne kwadrupolowe

Oddziaływanie między momentem kwadrupolowym jądra a gradientem pola elektrycznego daje się zapisać w postaci hamiltonianu

$$H_q = \frac{eqQ}{4I(2I-1)} \left[3I_z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2) \right], \quad (3.7)$$

gdzie eq oznacza składową V_{zz} tensora gradientu pola, η jego parametr asymetrii, I jest spinem jądrowym, a I_+ i I_- operatorami podnoszenia i opuszczania. Moment kwadrupolowy odzwierciedla odstępstwa jądra od symetrii sferycznej i jest różny od zera tylko dla poziomów o spinie $I \geq 1$. Wartości własne operatora H_q

$$E_q(I, m_I) = \frac{eqQ}{4I(2I-1)} [3m_I^2 - I(I+1)] \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

zależą od kwadratu magnetycznej liczby kwantowej, co oznacza, że stany, w których m_I różni się tylko znakiem, są zdegenerowane. Wskutek oddziaływania kwadrupolowego pierwszy wzbudzony stan jądra ^{57}Fe o spinie $3/2$ rozszczepia się na dwa podpoziomy i w widmie mössbauerowskim obserwujemy dwie linie. Gradient pola elektrycznego działającego na jądro może być wytworzony przez jony tworzące sieć krystaliczną o symetrii niższej niż kubiczna, lub przez elektrony niezapełnionych powłok atomowych. Jeżeli znamy z dużą dokładnością strukturę kryształu i potrafimy pozycjom sieci przyporządkować ładunki odpowiednich jonów, wówczas gradient pola elektrycznego wytworzonego przez sieć krystaliczną w miejscu jądra można wyliczyć. Gradient ten jest na ogół wzmocniony (zjawisko antyekranowania) przez elektrony powłok atomowych, których funkcje falowe są zniekształcane przez pole kry-

staliczne. Obliczenia takie wykonano dla jonów trójwartościowego żelaza ($3d^5$, ${}^6S_{5/2}$) w hematycie i granacie żelazowo-iterbowym, dla których sieci krystaliczne są dobrze znane. Jony Fe^{3+} mają pięć elektronów ze spinami zgodnie skierowanymi w zapełnionej do połowy powłoce $3d$, która wówczas ma symetrię sferyczną i nie wytwarza gradientu pola elektrycznego. Z obserwowanego dla tych związków kwadrupolowego rozszczepienia, które w tym przypadku pochodzi od gradientu pola krystalicznego, wyznaczono moment kwadrupolowy dla poziomu $14,4$ keV jądra ${}^{57}Fe$ ($Q = 0,28$ b). Rozszczepienia kwadrupolowe wywołane gradientem pola krystalicznego są na ogół nieduże, a ich słaba temperaturowa zależność uwarunkowana jest temperaturową rozszerzalnością kryształu. Dla jonu żelaza dwuwartościowego Fe^{2+} ($3d^6$, 5D_4) w nieobecności pola krystalicznego orbitale $3d$ są zdegenerowane. Szósty elektron rozdziela równomiernie czas przebywania na pięciu orbitach $3d$, zapełnionych do połowy elektronami o spinach zgodnie skierowanych, nie niszcząc w ten sposób symetrii sferycznej. W oktaedrycznym otoczeniu bez dystorsji następuje częściowe zniesienie degeneracji. Orbitale $3d$ rozszczepiają się na dwie grupy: niższą d_{xy} , d_{yz} , d_{zx} oraz wyższą $d_{x^2-y^2}$, $d_{z^2-x^2-y^2}$. W przypadku słabego pola krystalicznego każdy z pierwszych pięciu elektronów obsadza jedną z orbitali, a szósty, obsadzając równomiernie trzy zdegenerowane orbitale d_{z^2} , zachowuje symetrię sferyczną. Dystorsja otoczenia oktaedrycznego znosi całkowicie degenerację orbitali $3d$. Obsadzenie trzech najniższych orbitali d_{z^2} przez szósty elektron jest określone teraz czynnikiem Boltzmanna, co w dostatecznie niskiej temperaturze daje niesymetryczne rozmieszczenie ładunku w powłoce $3d$. Pochodzący stąd gradient pola elektrycznego jest na ogół większy niż dla pola krystalicznego i posiada wyraźną zależność temperaturową. Znając funkcje falowe dla różnych konfiguracji elektronowych atomu żelaza, wyliczono gradient pola elektrycznego powłoki atomowej, co pozwoliło wyznaczyć drugim sposobem moment kwadrupolowy dla poziomu $14,4$ keV jądra ${}^{57}Fe$ z wartości kwadrupolowego rozszczepienia zmierzonego w niskiej temperaturze dla dwuwartościowych soli żelaza ($Q = 0,29$ b).

3.3. Oddziaływanie magnetyczne dipolowe

Jeżeli atom o spinie atomowym S_i i spinie jądrowym I_i znajduje się w substancji magnetycznej, to hamiltonian oddziaływania magnetycznego dla tego atomu można zapisać w postaci

$$\begin{aligned}
 H_m = & A I_i \cdot S_i - g_n \mu_n I_i \cdot H + g_e \mu_e S_i \cdot H - \sum_{j \neq i} J_{ij} S_i \cdot S_j + \\
 & + g_e^2 \mu_e^2 \sum_{j \neq i} \frac{S_i \cdot S_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(S_i \cdot r_{ij})(S_j \cdot r_{ij})}{r_{ij}^5}.
 \end{aligned} \quad (3.9)$$

A jest stałą nadsubtelnego oddziaływania, g_n i g_e jądrowym i elektronowym czynnikiem giromagnetycznym, μ_n i μ_e magnetonem jądrowym i magnetonem Bohra, H zewnętrznym polem magnetycznym, J_{ij} całą wymianą dla i -tego i j -tego atomu, a r_{ij} odległością między tymi atomami. Pierwszy człon jest nadsubtelnym oddziaływaniem między spinem jądra i spinem powłoki atomowej. Drugi i trzeci opisują odpowiednio oddziaływanie momentu magnetycznego jądra i momentu magnetycznego atomu z zewnętrznym polem magnetycznym. Czwarty człon jest elektronowym oddziaływaniem wymiennym między i -tym i j -tym atomem, a oddziaływanie dipolowe między spinami tych atomów wyrażone jest członem piątym. Dwa pierwsze wyrazy hamiltonianu H_m zależą od tego, czy jądro jest w stanie podstawowym, czy wzbudzonym i prowadzą do nadsubtelnego magnetycznego rozszczepienia poziomów jądrowych. Elementy diagonalne dwóch ostatnich członów są odpowiedzialne za spontaniczne magnetyczne uporządkowanie spinów atomowych, natomiast elementy niediagonalne prowadzą do procesów relaksacji spinowo-spinowej. Wskutek oddziaływania spinów atomowych ze sobą i z zewnętrznym polem magnetycznym, następuje zniesienie degeneracji poziomów energetycznych atomu ze względu na S . Spin powłoki atomowej procesuje z częstością Larmora wokół wyróżnionego polem zewnętrznym kierunku kwantyzacji i może przyjmować $2S+1$ różnych położeń w przestrzeni, scharakteryzowanych magnetyczną liczbą kwantową m_s spinu atomowego. Oddziaływanie nadsubtelne i oddziaływanie spinu jądrowego z zewnętrznym polem magnetycznym powoduje zniesienie degeneracji poziomów jądrowych ze względu na magnetyczną liczbę kwantową m_I spinu jądrowego. Spin jądrowy procesuje z częstością Larmora ν_I wokół kierunku wypadkowego pola magnetycznego działającego na jądro i może przyjmować $2I+1$ różnych położeń w przestrzeni scharakteryzowanych przez m_I . Fluktuacje ustawienia spinów atomowych mogą zachodzić podczas wymiany energii wewnątrz układu spinów lub między układem spinów a układem oscylatorów. Szybkość zachodzenia pierwszego procesu określa czas relaksacji spinowo-spinowej T_2 , natomiast drugiego czas relaksacji spiniatka T_1 . Informacje o fluktuacjach ustawienia spinu atomowego przekazywane są do jądra poprzez oddziaływanie nadsubtelne. Oddziaływanie nadsubtelne spinu jądrowego ze spinem atomowym jest znacznie słabsze od oddziaływania wymiennego czy dipolowego spinów atomowych między sobą i dlatego spin jądrowy nie reaguje na szybkie fluktuacje ustawienia spinu atomowego. Dynamiczne zachowanie się spinu jądrowego uwarunkowane jest średnią wartością oddziaływania nadsubtelnego $\langle A \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} \rangle = A I_z \langle S_z \rangle$ obliczoną w czasie krótszym od okresu procesji Larmora spinu jądrowego T_I . Jeżeli czas relaksacji spinowej powłoki atomowej jest znacznie krótszy od T_I , wówczas fluktuacje składowej z -etowej spinu atomowego są wystarczająco szybkie, by wartość średnia $\langle S_z \rangle$ była poprawnie określona i energia magnetycznego oddziaływania nadsubtelnego jądra z powłoką atomową określona jest oddziaływaniem spinu jądrowego z $\langle S_z \rangle$. W przypadku krótkiego czasu relaksacji spinu atomowego oddziaływanie nadsubtelne można opisać przez wprowadzenie tzw.

efektywnego pola magnetycznego H_{eff} wytworzonego w obszarze jądra poprzez powłokę elektronową:

$$A\mathbf{I}_i \cdot \mathbf{S}_i = g_n \mu_n I_{iz} H_{\text{eff}}, \quad (3.10)$$

$$\text{gdzie } H_{\text{eff}} = \frac{A \langle S_{iz} \rangle}{g_n \mu_n} \text{ oraz } S_{iz} = \frac{\text{Tr} S_{iz} \exp(-H_m/kT)}{\exp(-H_m/kT)}. \quad (3.11)$$

Pole efektywne opisuje różne mechanizmy oddziaływania spinu jądra z elektronami w ciele stałym. Najważniejsze jest oddziaływanie z elektronami s . Oddziaływanie to nazywa się członem kontaktowym Fermiego i daje do pola efektywnego przyczynek

$$H_s = -\frac{16\pi}{3} \mu_e \langle \Sigma(s^\uparrow - s^\downarrow) \rangle, \quad (3.12)$$

gdzie $(s^\uparrow - s^\downarrow)$ jest różnicą gęstości w jądrze elektronów s ze spinami antyrównoległymi. Oddziaływanie spinu jądrowego z wypadkowym momentem orbitalnym atomu L daje drugi przyczynek do pola efektywnego

$$H_L = -2\mu_e \langle 1/r^3 \rangle \langle L \rangle. \quad (3.13)$$

Trzeci przyczynek pochodzi od oddziaływania dipolowego spinu jądra ze spinem powłoki atomowej S_e

$$H_L = -2\mu_e \left\langle \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{S}_e \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{S}_e}{r^3} \right\rangle \quad (3.14)$$

Dla substancji magnetycznych dominujących członem w hamiltonianie (3.9) jest oddziaływanie wymienne, które powoduje spontaniczne porządkowanie się spinów atomowych w obszarach zwanych domenami. Dla takich substancji w każdej temperaturze, z wyjątkiem nasycenia magnetycznego występującego w bardzo niskich temperaturach, gdzie $J_{ij}/kT \gg 1$, czas relaksacji spinowej T_2 jest znacznie krótszy od T_1 . Średnia wartość $\langle S_z \rangle$ dla substancji magnetycznych jest różna od zera, a jej zależność temperaturową opisuje funkcja Brillouina B_s :

$$\frac{\langle S_z \rangle_T}{S} = B_s \left(\frac{3T_c}{T} \frac{\langle S_z \rangle_T}{g_1 \mu_e (S+1)} \right), \quad (3.15)$$

gdzie T_c jest temperaturą Curie dla ferromagnetyków lub Néela dla antyferromagnetyków, a g_1 czynnikiem Landego.

Dla paramagnetyków oddziaływanie wymienne i oddziaływanie dipolowo-dipolowe, które są odpowiedzialne za magnetyczne porządkowanie spinów atomowych, są bardzo małe. Przykładowo dla alunu żelazowo-amonowego $\text{FeNH}_4(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$, stosowanego w technice niskich temperatur, oddziaływanie wymienne jest o kilka rzędów wielkości mniejsze niż w żelazie metalicznym, a oddziaływanie dipolowo-dipolowe jest około dziesięć razy mniejsze niż w żelazie. Dla tego związku spontaniczne uporządkowanie może wystąpić dopiero w temperaturze $0,04^\circ\text{K}$, głównie poprzez oddziaływanie dipolowo-

dipolowe. Dla paramagnetyków, w przypadku stosowania pola zewnętrznego, $g_e \mu_e \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}$ jest członem dominującym w hamiltonianie (3.9) i wówczas $\langle S_z \rangle$ jest opisana przez wyrażenie

$$\frac{\langle S_z \rangle_T}{S} = B_s \left(\frac{g_1 \mu_e H}{kT} \right). \quad (3.16)$$

Pomiar temperaturowej zależności H_{eff} dostarcza informacji o średniej wartości składowej z -etowej spinu atomowego, która określa stopień uporządkowania w danej temperaturze spinów atomowych.

Efekt Mössbauera może być stosowany do badań zmian czasowych struktury powłok atomowych, jeżeli te zmiany są wolne w porównaniu z okresem jądrowej procesji Larmora. Warunki takie mogą być spełnione w przypadku, gdy atomy magnetyczne stanowią bardzo rozcieńczone roztwory stałe w niemetalicznych substancjach paramagnetycznych. Wówczas przy koncentracji mniejszej od 1%, oddziaływanie wymienne między atomami domieszkowymi nie występuje, a oddziaływanie dipolowo-dipolowe z powodu dużych odległości jest dla atomów domieszkowych tak słabe, że można go pominąć. Dla paramagnetyków nierozcieńczonych oddziaływanie dipolowo-dipolowe jest na tyle silne, że powoduje szybkie fluktuacje ustawienia spinu atomowego i $\langle S_z \rangle = 0$. W przypadku roztworów stałych bardzo rozcieńczonych fluktuacje ustawienia spinów atomowych zachodzą głównie poprzez relaksację spin-siatka. W niskich temperaturach czas relaksacji T_1 może być dłuższy od T_L . Wówczas fluktuacje ustawienia spinu atomowego są znacznie wolniejsze i w czasie życia poziomu jądrowego składowa z -etowa spinu atomowego określona jest przez magnetyczną liczbę kwantową m_s . W eksperymencie mössbauerowskim dla każdego rzutu $\pm m_s$ możemy otrzymać jedno widmo zeemanowskie. Procesy takie były już obserwowane w kilku przypadkach, np. dla ^{57}Fe , ^{161}Dy , ^{166}Er i ^{170}Yb . Dla atomów domieszkowych w metalach fluktuacje ustawienia spinu atomowego zachodzą głównie poprzez oddziaływanie z elektronami przewodnictwa. W tym przypadku, np. dla Fe w Cu $T_1 \sim 10^{-9}/T$ i $\langle S_z \rangle \neq 0$ tylko dla $T \ll 1^\circ\text{K}$.

4. Interpretacja widm mössbauerowskich

Widma mössbauerowskie otrzymuje się najczęściej w geometrii transmisyjnej przez pomiar natężenia promieniowania przechodzącego przez absorbent przy różnych prędkościach ruchu źródła względem absorbenta. Czasem stosuje się geometrię rozproszeniową i technikę koincydencyjną. Założymy, że w rozważanych przez nas przypadkach czas życia fononów jest dostatecznie krótki, tak że w czasie życia poziomu wzbudzonego jądra oscylatory harmoniczne wielokrotnie przechodzą z jednego stanu kwantowego w inny i przez to nie ma temperaturowego rozszczepienia linii. Większość informacji, jakie dostarcza

metoda mössbauerowska, otrzymujemy z widm absorpcyjnych. Kształt widma absorpcyjnego otrzymanego w eksperymencie mössbauerowskim zależy od sposobu oddziaływania jądra z powłoką atomową.

4.1. Pojedyncza linia

Jeżeli w źródle i absorbencie nie ma gradientów pól elektrycznych w miejscach, gdzie znajdują się jądra mössbauerowskie i czas relaksacji powłoki atomowej jest dostatecznie krótki, by nastąpiło wyśredniowanie się do zera oddziaływania magnetycznego dipolowego jądra z powłoką atomową, wówczas widmo absorpcyjne posiada pojedynczą linię. Przesunięcie izomeryczne tej linii określa różnicę gęstości elektronów s w jądrach źródła i absorbenta. Linię absorpcyjną skorygowaną na absorpcję atomową, wydajność detektora i tło pochodzące od linii wyższych w widmie gamma przedstawia wyrażenie

$$\varepsilon(W, X) = \frac{T(\infty, X) - T(W, X)}{T(\infty, X)} = f \left\{ 1 - \int_0^{\infty} U(E+W) \exp[-\mu(E) \cdot X] dE \right\}, \quad (4.1)$$

gdzie $T(W, X)$ i $T(\infty, X)$ oznaczają odpowiednio natężenia promieniowania gamma przechodzącego przez absorbent o grubości X , gdy źródło porusza się z prędkością v i prędkością nieskończenie dużą, przy której nie ma absorpcji rezonansowej. Gdy absorbent jest dostatecznie cienki, tak że $\mu(E)X \ll 1$, wówczas biorąc w (4.1) dwa pierwsze wyrazy rozwinięcia eksponenty w szereg potęgowy i wykonując całkowanie otrzymamy

$$\varepsilon(W, X) = \frac{1}{2} \sigma_0 f_0 f' n X p \frac{\Gamma^2}{W^2 + \Gamma^2}, \quad (4.2)$$

gdzie n jest liczbą atomów w 1 cm^3 , a p procentową zawartością izotopu ^{57}Fe . Krzywa absorpcyjna (4.2) posiada kształt lorentzowski, a jej szerokość połówkowa jest podwojoną szerokością połówkową poziomu wzbudzonego jądra. Pozwala to wyznaczyć czas życia poziomu mössbauerowskiego. Z amplitudy linii można w odpowiednio pomyślanym eksperymencie wyznaczyć jedną z wielkości $\delta_0, f_0, f', n, X, p$.

W ogólnym przypadku powierzchnia pod krzywą absorpcyjną wyraża się wzorem

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(W, W) dW = f \int_0^{\infty} \{1 - \exp[-\mu(E) \cdot X]\} dE. \quad (4.3)$$

Metoda wyznaczania prawdopodobieństwa emisji bezdrutowej przez pomiar powierzchni A podana będzie w następnym artykule [5]. Dla absorbenta dostatecznie cienkiego

$$A = \frac{1}{2} \sigma_0 f_0 f' n X \pi \Gamma p. \quad (4.4)$$

4.2. Rozszczepienie kwadrupolowe

Rozważmy teraz przypadek, gdy w źródle i absorbencie czas relaksacji powłoki atomowej jest bardzo krótki, ale w jednym z nich, np. źródle, istnieją gradienty pól elektrycznych w miejscach, gdzie znajdują się jądra mössbauerskie. Wówczas wskutek oddziaływania momentu kwadrupolowego jądra w stanie wzbudzonym z gradientem pola elektrycznego, poziom mössbauerski zostanie rozszczepiony i w widmie absorpcyjnym ^{57}Fe pojawią się dwie linie. Odległość między liniami dubletu kwadrupolowego

$$\Delta E = E_q(3/2, 3/2) - E_q(3/2, 1/2) = 1/2 e^2 q Q \left(1 - \frac{\eta^2}{3}\right)^{1/2} \quad (4.5)$$

jest miarą wielkości oddziaływania kwadrupolowego. Znając Q można stąd wyznaczyć gradient pola elektrycznego. Rozkłady kątowe oraz względne prawdopodobieństwo przejść dla obu linii dubletu kwadrupolowego podają wyrażenia

$$\begin{aligned} W_{\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2} &= \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta) \\ W_{\pm 1/2, \mp 1/2 \rightarrow \pm 1/2} &= (1 + \frac{3}{2} \sin^2 \theta), \end{aligned} \quad (4.6)$$

gdzie θ jest kątem, pod jakim w stosunku do osi gradientu emitowane są kwanty gamma. Wycalkowanie rozkładów kątowych po całym kącie bryłowym daje jednakowe natężenie dla obu linii dubletu kwadrupolowego. Jeżeli współczynnik Debey'a—Wallera $f(\theta)$ nie jest izotropowy i zależy od kąta θ , wówczas rozkłady kątowe można przedstawić w postaci

$$\begin{aligned} W_{\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2} &= \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta) f(\theta), \\ W_{\pm 1/2, \mp 1/2 \rightarrow \pm 1/2} &= (1 + \frac{3}{2} \sin^2 \theta) f(\theta). \end{aligned} \quad (4.7)$$

W omawianym przypadku w widmie absorpcyjnym pojawi się asymetryczne rozszczepienie kwadrupolowe nie tylko dla monokryształów, ale również dla próbek polikrystalicznych, dla których rozkłady kątowe należy wycalkować po pełnym kącie bryłowym. W przypadku rozszczepienia kwadrupolowego widmo absorpcyjne dla cienkiego absorbenta przedstawia wyrażenie

$$\varepsilon(W, X) = \sum_{|m_I|} A_{m_I}(X) \frac{\Gamma^2}{[W - E_q(I, m_I)]^2 + \Gamma^2}, \quad (4.8)$$

gdzie $A_{m_I}(X)$ jest amplitudą linii.

4.3. Rozszczepienie zeemanowskie

Założmy, że oddziaływanie wymienne i oddziaływanie dipolowe między spinami atomów w źródle są silne i czas relaksacji powłoki atomowej dostatecznie krótki. Przypuśćmy, że absorbent posiada pojedynczą linię, a w źródle nie ma

oddziaływania kwadrupolowego. Oddziaływanie magnetyczne nadsubtelne jądra z powłoką atomową określone jest wówczas przez oddziaływanie spinu jądrowego ze składową z -etową spinu atomowego. Poziomy jądrowe ^{57}Fe ulegną rozszczepieniu zeemanowskiemu; górny o spinie $3/2$ na cztery podpoziomy, a dolny o spinie $1/2$ na dwa. Odległości między podpoziomami określa wyrażenie

$$E_{m_I} = -g_I \mu_I H_{\text{eff}} m_I. \quad (4.9)$$

Ze względu na regułę wyboru dla magnetycznej liczby kwantowej promieniowania dipolowego ($\Delta M = 0, \pm 1$) między podpoziomami stanu wzbudzonego jądra a podpoziomami stanu podstawowego możliwych jest sześć przejść i widmo absorpcyjne $\varepsilon(W, X)$ składa się z sześciu linii. Dla cienkiego absorbenta

$$\varepsilon(W, X) = \sum_{\substack{m, m' \\ m' - m = 0, \pm 1}} A_{m, m'}(X) \frac{I^2}{[W - \langle S_z \rangle (A' m' - A m)]^2 + I^2}, \quad (4.10)$$

gdzie stałe oddziaływania nadsubtelnego i magnetyczne liczby kwantowe dla stanu wzbudzonego i podstawowego jądra oznaczono odpowiednio przez A' , A i m' , m . Rozkłady kątowe i względne prawdopodobieństwa przejść dla poszczególnych linii podają wzory

$$\begin{aligned} W_{3/2 \rightarrow 1/2} &= W_{-3/2 \rightarrow -1/2} = \frac{4}{9}(1 + \cos^2 \theta), \\ W_{1/2 \rightarrow 1/2} &= W_{-1/2 \rightarrow -1/2} = 3 \sin^2 \theta, \\ W_{-1/2 \rightarrow 1/2} &= W_{1/2 \rightarrow -1/2} = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta), \end{aligned} \quad (4.11)$$

gdzie θ jest kątem między kierunkiem emisji a kierunkiem efektywnego pola H_{eff} . W przypadku, gdy domeny magnetyczne są chaotycznie rozłożone, rozkłady kątowe należy wycalkować po pełnym kącie bryłowym i wówczas amplitudy linii absorpcyjnych spełniają proporcję

$$A_{|\pm 1/2| \rightarrow |\mp 1/2|} : A_{|\pm 1/2| \rightarrow |\pm 1/2|} : A_{|\pm 3/2| \rightarrow |\pm 1/2|} = 1 : 2 : 3. \quad (4.12)$$

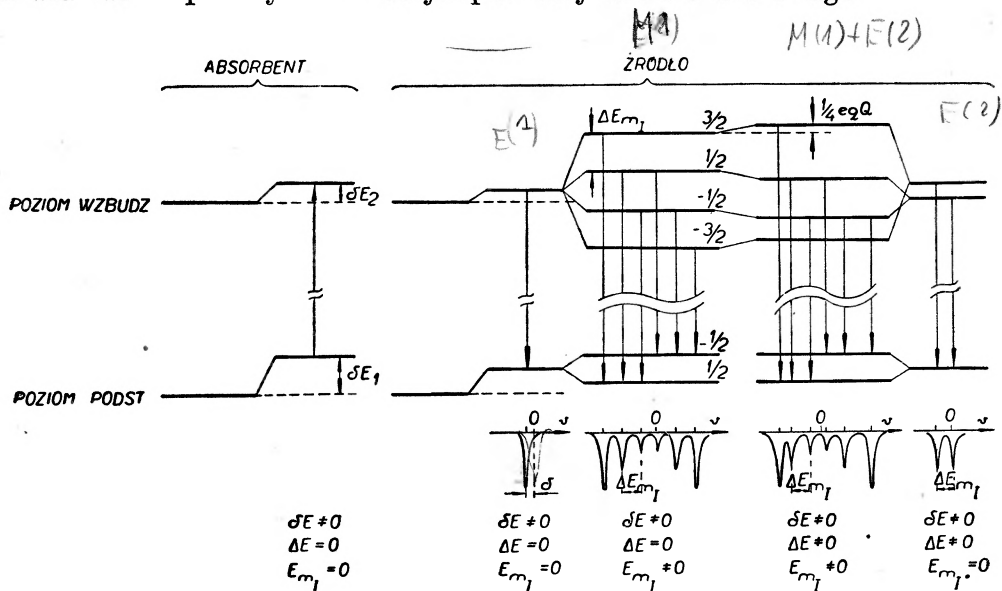
Jeżeli obserwujemy zeemanowskie rozszczepienie w próbce paramagnetycznej przy długim czasie relaksacji, wówczas wartość składowej z -etowej spinu atomowego S_z określona jest przez magnetyczną liczbę kwantową m_s spinu atomowego.

Rozważmy przypadek, gdy w źródle oprócz oddziaływania magnetycznego dipolowego występuje jeszcze oddziaływanie elektryczne kwadrupolowe. Założymy, że $eqQ/A'm' \ll 1$, i że osiowo symetryczny gradient pola elektrycznego tworzy z kierunkiem efektywnego pola magnetycznego kąt $\nu = 0^\circ$. Rozszczepienie poziomu wzbudzonego jądra ^{57}Fe określone będzie wówczas przez wyrażenie

$$E_I = -g_n \mu_n H_{\text{eff}} m_I + (-1)^{|m_I|/2} \frac{eqQ}{4}, \quad (4.13)$$

W tym przypadku oddziaływanie kwadrupolowe przesuwają tylko podpoziomy zeemanowski. Wszystkie opisane przypadki przedstawione są na rys. 2.

Autor składa serdeczne podziękowanie Panu Profesorowi dr A. Z. Hryniewiczowi za przeczytanie maszynopisu artykułu i cenne uwagi.



Rys. 2. Przesunięcia i rozszczepienia poziomów jądrowych ^{57}Fe spowodowane oddziaływaniem jądra z powłoką atomową

Interaction of Nucleus with the Atomic Shell Observed in Mössbauer Effect

Abstract: The paper contains a discussion of the recoiles emission and absorption of gamma rays and a survey of interactions of the nucleus with the atomic shell observed in Mössbauer effect. Electric monopole interaction results in a shift while the electric quadrupole and magnetic dipole interaction in a splitting of nuclear levels.

Literatura

- [1] R. L. Mössbauer, Z. Physik, **151**, 124 (1958).
- [2] A. H. Muir, Jr., K. J. Ando, H. M. Coogan, *Mössbauer Effect Data Index*, North American Aviation, Inc. 1965, s. 20.
- [3] L. R. Waller, G. K. Wertheim, V. Jaccarino, Phys. Rev. Letters, **6**, 98 (1961).
- [4] J. Bara, A. Z. Hryniewicz, Phys. Status Solidi, **15**, 205 (1966).
- [5] J. Bara, Postępy Fizyki (w przygotowaniu do druku).

Stefan Pokorski

Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Algebry prądów

Bezsporne sukcesy postulowanych wyższych symetrii dla silnych oddziaływań cząstek elementarnych były często zaskakujące w świetle faktów wskazujących na bardzo przybliżony charakter tych symetrii. Brak metody umożliwiającej ocenę poprawek związanych z łamaniem symetrii (łamanie to jest zbyt silne, by móc stosować „klasyczną“ teorię perturbacji) stwarzał sytuację tym bardziej niezadowalającą. Tym niemniej znaczenie takich grup transformacji unitarnych jak $SU(3)$, $SU(6)$, $U(6) \otimes U(6)$ itd. wiązano z niezmienniczością hamiltonianu silnych oddziaływań (przynajmniej przybliżoną) względem tych transformacji. Wydawało się również, że powinien istnieć jakiś relatywistyczny model silnych oddziaływań, w którym powyższe grupy byłyby grupami ścisłych symetrii i który dawałby przybliżony opis świata cząstek elementarnych. Niestety, takiego modelu nie znaleziono.

Nowego i nieco bardziej precyzyjnego spojrzenia na rolę grup znanych dotychczas jako grupy wyższych symetrii dostarcza koncepcja algebr generowanych przez prądy. U podstaw całego już w tej chwili kierunku badań znajdują się sugestie Gell-Manna z roku 1962. Ich wartość i możliwości szerokiego, praktycznego wykorzystania zostały jednak dostrzeżone bardzo niedawno, o algebrach prądów zaczęło się mówić dopiero w ciągu ostatniego roku.

Ogólną charakterystykę nowego kierunku można ująć w trzy następujące punkty:

(A) Postuluje się, że relacje komutacyjne pomiędzy pewnymi wielkościami fizycznymi (przede wszystkim związanymi ze słabymi prądami cząstek silnie oddziaływających) generują algebry grup znanych dotychczas jako grupy wyższych symetrii.

(B) Godny uwagi jest fakt, że postulowane relacje komutacyjne mogą być prawdziwe również wtedy, gdy nie ma ścisłej symetrii silnych oddziaływań względem generowanej grupy przekształceń unitarnych. Rzeczywiście, relacja

$$[Q^i(t), Q^j(t)] = C^ij_k Q^k(t) \quad (1)$$

(Q^i — wielkości fizyczne w obrazie Heisenberga) zachowuje się w czasie (tzn. δ^{ij}_k nie zależą od czasu), gdyż jest niezmiennicza względem przekształcenia unitarnego $\exp(-it \int H(\bar{x}, t) d^3x)$.

(C) Wierząc w prawdziwość postulowanych relacji komutacyjnych, nawet w przypadku, gdy generowana grupa nie jest grupą ścisłej symetrii, dąży się do ich bezpośredniego wykorzystania. Tym samym, znaczenia generowanych grup szuka się, nie jak dotychczas, w niezmienniczości względem tworzących je przekształceń unitarnych, lecz we współzmienniczości czyli w określonych własnościach transformacyjnych pewnych wielkości fizycznych przy dokonywaniu tych przekształceń.

W pierwszej części niniejszego artykułu podam szereg argumentów oczywiście nie pretendujących do dowodu, które przemawiają za postulowaniem określonych relacji komutacyjnych pomiędzy słabymi prądami cząstek silnie oddziaływających. Następnie przejdę do konkretnych osiągnięć scharakteryzowanego powyżej nowego spojrzenia na rolę grup wyższych symetrii.

1. Argumenty i postulaty

Zajmijmy się oddziaływaniami słabymi z dokładnością do pierwszego rzędu rachunku zaburzeń, traktując jednak bez przybliżeń rolę silnych oddziaływań w procesach zachodzących pod wpływem poprzednich. Założmy, jak to się zwykle robi, że hamiltonian dla słabych oddziaływań można napisać w postaci:

$$H_{\text{int}} = G/\sqrt{2} (I_a^{(s)} + I_a^{(l)}) + (I_a^{(s)} + I_a^{(l)}) . \quad (2)$$

Tutaj $I_a^{(l)}$ jest prądem leptonowym:

$$I_a^{(l)} = \bar{\nu}_e \gamma_a (1 + \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_a (1 + \gamma_5) \mu , \quad (3)$$

(przez ν_e, ν_μ, e, μ są oznaczone kolejno: pola neutrin (elektronowego i mionowego) oraz pole elektronowe i pole mezonu μ , γ_a są macierzami Diraca), natomiast czterowektor $I_a^{(s)}(\bar{x}, t)$ nazwiemy słabym prądem cząstek silnie oddziaływających. Jak widać, prąd ten zdefiniowany jest poprzez sprzężenie z leptonami. Zwróćmy również uwagę, że amplituda procesu zachodzącego pod wpływem słabych oddziaływań wygląda następująco (w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń):

$$M = G/\sqrt{2} \langle f | I_a^{(s)}(0, 0) | i \rangle \bar{u}_\nu \gamma_a (1 + \gamma_5) u_l + \text{h. c.} \quad (4)$$

(u_l, u_ν są funkcjami falowymi leptonu $l(e, \mu)$ i odpowiadającego mu neutrina). Potrafimy więc mówić o prądzie $I_a^{(s)}$ również wtedy, gdy abstrahujemy od polowego modelu silnych oddziaływań, przez podanie jego elementów macierzowych, które można znać z doświadczenia.

Jest rzeczą dobrze znaną, że słabe oddziaływania nie zachowują takich liczb kwantowych jak parzystość (P), dziwność (S) (lub hyperładunek Y) oraz spin izotopowy (T). Będziemy natomiast zakładać, że zachowana jest tzw. pa-

rzystość kombinowana (CP) (C oznacza operację sprzężenia ładunkowego) [Ostatnie wyniki doświadczalne wydają się wskazywać na naruszenie i tego prawa zachowania. Efekty te będziemy jednak pomijać, gdyż są znikomo małe i być może są wynikiem innych, znacznie słabszych niż słabe, oddziaływań]. W związku z powyższym, by uzyskać przynajmniej jakościowo dobry opis słabych procesów, przyjmuje się, że prąd $I_\alpha^{(s)}$ jest sumą wektora i pseudowektora

$$I_\alpha^{(s)} = j_\alpha^{(s)} + j_{\alpha\bar{s}}^{(s)} \quad (j_{\alpha\bar{s}}^{(s)} \text{ jest pseudowektorem}) \quad (5)$$

oraz, że każdy z prądów $j_{\alpha\bar{s}}^{(s)}$ składa się również z dwóch części: izowektora dającego przejścia z $\Delta Y = 0$ i izospinora dającego przejścia z $\Delta Y/\Delta Q = 1$. Prąd $I_\alpha^{(s)}$ można więc zapisać następująco:

$$I_\alpha^{(s)} = a j_\alpha(\Delta Y = 0) + b j_{\alpha\bar{s}}(\Delta Y = 0) + c j_\alpha(\Delta Y/\Delta Q = 1) + d j_{\alpha\bar{s}}(\Delta Y/\Delta Q = 1). \quad (6)$$

Ta postać prądu $I_\alpha^{(s)}$ jest jednak tak ogólna, że korzystać z niej można tylko przy wyprowadzaniu wniosków jakościowych. Aby przejść do opisu ilościowego postuluje się [1, 2, 3] następującą postać dla prądu $I_\alpha^{(s)}$:

$$I_\alpha^{(s)} = \cos \theta (j_\alpha^1 + i j_\alpha^2 + j_{\alpha\bar{s}}^1 + i j_{\alpha\bar{s}}^2) + \sin \theta (j_\alpha^4 + i j_\alpha^5 + j_{\alpha\bar{s}}^4 + j_{\alpha\bar{s}}^5). \quad (7)$$

Tutaj wielkości j_α^i mają określone własności transformacyjne względem grupy $SU(3)$, mianowicie są składowymi tego samego oktetu, do którego należy prąd elektromagnetyczny (wybór i numeracja wektorów bazy taka jak w [1]). Innymi słowy postuluje się, że

$$F^j(t) = \int d^3x j_0^j(\bar{x}, t) \quad (8)$$

są generatorami grupy $SU(3)$ tzn.

$$[F^i, F^j] = i f^{ij}_k F^k \quad i, j, k = 1, \dots, 8. \quad (9)$$

[Zwróćmy uwagę, że w związku ze ścisłą symetrią $SU(2)$ i przybliżoną dla silnych oddziaływań symetrią $SU(3)$ w postulatach (8) i (9) zawarta jest hipoteza zachowanego prądu wektorowego (CVC)]. Również prądy $j_{\alpha\bar{s}}^i$ transformują się przy przekształceniach należących do grupy $SU(3)$ jak odpowiednie składowe oktetu (oczywiście jest to zupełnie inny oktet niż ten, do którego należą prądy j_α^i) tzn.

$$[F^i, j_{\alpha\bar{s}}^j] = i f^{ij}_k j_{\alpha\bar{s}}^k \quad i, j, k = 1, \dots, 8. \quad (10)$$

W końcu kąt θ zwany kątem Cabibbo jest parametrem wprowadzonym w celu uzyskania przy użyciu (7) poprawnego stosunku pomiędzy prawdopodobieństwami zajścia procesów, w których $\Delta S = 1$, a procesów, w których dziwność jest zachowana. (Zwróćmy uwagę, że relacje (9), ze względu na swą nieliniowość, określają wektorową część prądu $I_\alpha^{(s)}$ jednoznacznie, a nie z dokładnością do czynnika mnożliwego).

Hipoteza (7) z wartością $\theta = 0,26$ radiana jest z dobrym przybliżeniem potwierdzona przez wyniki doświadczalne [3] i to jest najsilniejszym argumentem

za jej prawdziwością. [Porównanie z wynikami eksperymentów zostało dokonane przy założeniu, że wektory stanów cząstek fizycznych — barionów i pseudoskalarnych mezonów — tworzą bazy w dwóch nieprzywiedlnych względem grupy $SU(3)$ 8-wymiarowych przestrzeni liniowych. Zwróćmy jednak uwagę, że część efektów związanych z łamaniem symetrii została uwzględniona przy wyznaczaniu wartości kąta θ . Zostanie to dokładniej omówione w drugiej części artykułu]. Postuluje się więc prawdziwość relacji (8), (9) i (10), chociaż generowana grupa $SU(3)$ nie jest grupą ścisłej symetrii.

Zdefiniujmy teraz wielkości F_5^i :

$$F_5^i(t) = \int d^3x j_{05}^i(\bar{x}, t). \quad (11)$$

Oczywiście z (10) wynika, że

$$[F^i, F_5^j] = if^{ij}_k F_5^k \quad i, j, k = 1, \dots, 8. \quad (12)$$

Pozostają jeszcze nieokreślone relacje komutacyjne pomiędzy dwoma operatorami F_5^i . Następujący postulat wydaje się być bardzo naturalny:

$$[F_5^i, F_5^j] = if^{ij}_k F^k \quad i, j, k = 1, \dots, 8. \quad (13)$$

Dodatkowym, poza naturalnością, argumentem przemawiającym za przyjęciem za prawdziwą relacji (13) może być jej dowód [4] przy następujących założeniach:

- a) prąd $I_\alpha^{(s)}$ jest dany wzorem (7);
- b) prąd leptonowy jest dany wzorem (5);
- c) uniwersalność słabych oddziaływań polega na tym, że słaby prąd cząstek silnie oddziaływających generuje tę samą algebrę co prąd leptonowy. (Okaże się, że gdyby zamiast prądu $I_\alpha^{(s)}(\bar{x}, t)$ danego wzorem (7) rozważać prąd $I_\alpha^{(s)}(\bar{x}, t) = AI_\alpha^{(s)}(\bar{x}, t)$, gdzie A jest dodatkowym parametrem, to tak rozumiana uniwersalność determinuje wartość $A = 1$);
- d) szukamy minimalnej algebry F^i oraz F_5^i , tzn. otrzymanej przez ich komutowanie, komutowanie ich komutatorów itd.

Dowód ten nazywam tylko argumentem, gdyż założenia, na których opiera się (szczególnie punkt c) są dość arbitralne. Przejdźmy do dowodu.

Pokażemy najpierw, że prąd leptonowy generuje grupę $SU(2)$. Utwórzmy

spinory $\chi_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \rho \end{pmatrix}$, $\chi_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ i zdefiniujmy prądy:

$$l_\alpha^i = \frac{1}{2} \bar{\chi} \gamma_\alpha \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \tau^i \chi \quad (\chi = \chi_e, \chi_\mu). \quad (14)$$

Wtedy wielkości

$$L^i(t) = \int d^3x l_0^i(\bar{x}, t) \quad (15)$$

są generatorami algebry $SU(2)$ tzn.

$$[L^i, L^j] = i\varepsilon^{ij}_k L^k. \quad (16)$$

Oczywiście przy otrzymywaniu tych relacji komutacyjnych bierze się pod uwagę, że

$$\begin{aligned}\{l(x), \bar{l}'(x')\}_{x_0=x'_0} &= \gamma_0 \delta(\bar{x} - \bar{x}') \delta_W, \\ \{\nu_l(x), \bar{\nu}_l'(x')\}_{x_0=x'_0} &= \gamma_0 \delta(\bar{x} - \bar{x}') \delta_W.\end{aligned}$$

Prąd leptonowy można więc napisać:

$$I_\alpha^{(l)} = 2(l_\alpha^1 + i l_\alpha^2)_e + 2(l_\alpha^1 + i l_\alpha^2)_\mu \quad (17)$$

oraz

$$\int I_0^{(l)} d_3x = 2(L^1 + iL^2)_e + 2(L^1 + iL^2)_\mu. \quad (18)$$

Z założenia c wynika, że operator

$$\begin{aligned}W = \int I_0^{(s)} d_3x &= A \{ \cos \theta (F^1 + iF^2 + F_5^1 + iF_5^2) + \\ &+ \sin \theta (F^4 + iF^5 + F_5^4 + iF_5^5) \} \quad (19)\end{aligned}$$

powinien dać się przedstawić w postaci $2(K^1 + iK^2)$, gdzie $K^{1,2}$ są generatorami grupy $SU(2)$. Przyrównując części hermitowskie i antyhermitowskie otrzymujemy

$$\begin{aligned}A \{ \cos \theta (F^1 + F_5^1) + \sin \theta (F_5^4 + F^4) \} &= 2K^1 \\ A \{ \cos \theta (F^2 + F_5^2) + \sin \theta (F_5^5 + F^5) \} &= 2K^2.\end{aligned}$$

Transformacja unitarna nie zmienia relacji komutacyjnych, można więc zapisać założenie uniwersalności c w postaci:

$$[e^{\frac{\theta}{2} F^1} K^1 e^{-\frac{\theta}{2} F^1}, e^{\frac{\theta}{2} F^2} K^2 e^{-\frac{\theta}{2} F^2}] = i \varepsilon_{123} e^{\frac{\theta}{2} F^1} K^3 e^{-\frac{\theta}{2} F^1}. \quad (20)$$

Po wykonaniu wskazanego obrotu otrzymujemy w końcu następujący warunek:

$$[A(F^1 + F_5^1), A(F^2 + F_5^2)] = 2iA(F^3 + F_5^3) \quad (21)$$

czyli

$$[A(F^i + F_5^i), A(F^j + F_5^j)] = 2i \varepsilon_k^{ij} A(F^k + F_5^k) \quad i, j, k = 1, 2, 3. \quad (22)$$

Przyrównując człony pseudoskalarne po obu stronach równości (22) otrzymujemy $A = 1$, przyrównując człony skalarne otrzymujemy:

$$[F_5^i, F_5^j] = i \varepsilon_k^{ij} F^k \quad (i, j, k = 1, 2, 3). \quad (23)$$

W ogólnym przypadku ($i, j, k = 1, \dots, 8$) można napisać:

$$[F_5^i, F_5^j] = if_{ijk} E_k^{8a} + ig_{ijn} T_n^{10} + ig_{ijn}^* u_n^{10*}. \quad (24)$$

Reprezentacje 8, $\bar{10}$ — wymiarowe są jedynymi reprezentacjami $SU(3)$, które można otrzymać z antysymetrycznego iloczynu dwóch identycznych, oktetów. Wszystkie te trzy reprezentacje zawierają po jednym izotopowym triplecie z $Y = 0$. Niech odpowiada on liczbom $n = 1, 2, 3$ oraz $k = 1, 2, 3$.

Wobec tego dla $i, j, k, n = 1, 2, 3$ mamy $f_{ijk} = e_{ijk}$ oraz (przy odpowiedniej normalizacji) $g_{ijn} = g_{ijn}^* = e_{ijn}$. Stąd dla $i, j, k = 1, 2, 3$ otrzymujemy:

$$[F_5^i, F_5^j] = ie_{ijk}(E_k^{5a} + T_k^{10} + U_k^{10*})$$

Porównując z (23) widzimy, że $E_k = F_k$, $T_k = 0 = U_k$ czyli

$$[F_5^i, F_5^j] = if_{ij}^k F_k^i \quad (i, j, k = 1, \dots, 8) \quad (13)$$

co kończy dowód.

Zdefiniujmy następnie wielkości F_{\pm}^i :

$$2F_{\pm}^i = F^i \pm F_5^i. \quad (25)$$

Korzystając z postulatów (9), (12), (13) otrzymujemy:

$$[F_{\pm}^i, F_{\pm}^j] = if_{ij}^k F_{\pm}^k \quad (26)$$

oraz

$$[F_{\pm}^i, F_{\mp}^j] = 0. \quad (27)$$

Widzimy więc, że zapostulowane dla cądek przestrzennych z czasowych składowych prądu $I_a^{(6)}$ relacje komutacyjne generują algebrę grupy $SU(3) \otimes SU(3)$. Innymi słowy zakłada się, że słaby prąd cząstek silnie oddziaływających ma określone własności transformacyjne względem takich grup przekształceń unitarnych jak $SU(3)$ oraz $SU(3) \otimes SU(3)$. Przy tym $SU(3)$ jest z dobrym przybliżeniem grupą symetrii dla silnych oddziaływań, natomiast ślady symetrii względem grupy $SU(3) \otimes SU(3)$ jest znacznie trudniej dostrzec.

Pozostaje jeszcze odpowiedzieć na jedno pytanie: czy postulowane relacje komutacyjne są spełnione przez słabe prądy zbudowane z pól cząstek w jakimś prostym modelu polowym dla oddziaływań silnych. Jednym z najprostszych i najciekawszych modeli tego typu jest model oparty na oddziaływaniu trzech fundamentalnych pól tzw. quarków. Są to cząstki o spinie $1/2$ i ładunku bariowym $B = 1/3$. Singlet izotopowy posiada ładunek elektryczny $Q = -1/3$ i dziwność $S = -1$, dublet izotopowy odpowiednio: $Q = 2/3, -1/3, S = 0$. Nietrudno skonstruować w tym modelu prąd $I_a^{(6)}$, chociażby przez analogię ze znanym wcześniej modelem Sakaty (za cząstki elementarne przyjmuje się p, n, Λ), który będzie dawał wszystkie znane przejścia zachodzące pod wpływem słabych oddziaływań. Części: wektorowa i pseudowektorowa takiego prądu mają odpowiednio postać

$$j_a^i = \frac{1}{2} \bar{q} \lambda^i \gamma_a q \quad (28)$$

oraz

$$j_{a5}^i = \frac{1}{2} \bar{q} \lambda^i \gamma_a \gamma_5 q. \quad (29)$$

Tutaj λ^i są analogicznymi do macierzy Pauliego macierzami dla grupy $SU(3)$ (patrz [1]), natomiast symbolem q oznaczony jest wektor w trójwymiarowej przestrzeni, którego składowymi są pola poszczególnych quarków. Korzystając z relacji:

$$\{q(x), q^+(x')\}_{x_0=x'_0} = \delta_3(\bar{x} - \bar{x}') \quad (30)$$

łatwo sprawdzić, że relacje komutujące pomiędzy całkami z czasowych składowych tych prądów są analogiczne do zapostulowanych.

Szereg autorów [6, 7] postuluje również prawdziwość relacji komutacyjnych otrzymanych w modelu quarków dla innych wielkości bez względu na znaczenie fizyczne modelu (warto dodać, że trwają poszukiwania quarków i ostatnio stwierdzono podobno ich obecność w promieniach kosmicznych). Weźmy np. prądy:

$$j_{a(\pm)}^i(\vec{x}, t) = \bar{q}\gamma_a \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \frac{\lambda^i}{2} q = j_a^i \pm j_{a5}^i \quad (\text{tutaj } i = 0, 1, \dots, 8, \lambda^0 = \sqrt{2/3} \mathbf{1})$$

i utwórzmy 72 hermitowskie operatory:

$$F_{a(\pm)}^i(t) = \int d^3x j_{a(\pm)}^i \quad a = 0, 1, 2, 3, \quad i = 0, 1, \dots, 8 \quad (31)$$

Łatwo się przekonać (wykonując odpowiedni rachunek), że relacje komutacyjne pomiędzy operatorami $F_{a(\pm)}^i$ generują algebrę grupy $U(6) \otimes U(6)$. Łatwo się również przekonać, że intensywnie badaną w ramach starego programu wyższych symetrii grupę $SU(6)$ generują w modelu quarków następujące prądy:

$$F^i = F_0^i = F_{0(-)}^i + F_{0(+)}^i = \int d^3x q q^+ \frac{\lambda^i}{2} q \quad i = 1, \dots, 8 \quad (32)$$

oraz

$$F_{a5}^i = F_{a(-)}^i - F_{a(+)}^i = \int d^3x q q^+ \sigma_a \frac{\lambda^i}{2} q \quad a = 1, 2, 3 \quad i = 0, 1, \dots, 8. \quad (33)$$

Przyjdźmy teraz do zastosowania postulowanych dla słabych prądów relacji komutacyjnych.

2. Zastosowania — I

Ogólnie mówiąc zastosowanie postulowanych własności transformacyjnych słabych prądów sprowadza się do szukania związków pomiędzy elementami macierzowymi tych prądów lub ich ładunków. Przypuśćmy, że ładunki Q^i spełniają relację

$$\langle f | [Q^i(t), Q^j(t)] | i \rangle = c^{ij}_k \langle f | Q^k(t) | i \rangle, \quad (34)$$

gdzie c^{ij}_k są stałymi strukturalnymi generowanej grupy. Widzimy więc, że operatory Q^i są w każdej chwili czasu generatorami grupy i wobec tego określone jest ich działanie na wektory nieprzywidlonej względem generowanej grupy przestrzeni. Pamiętamy również, że ładunki Q^i posiadają określoną interpretację fizyczną. W ten sposób dochodzimy do dwóch interesujących możliwości wykorzystania wzoru (34).

A) W poszukiwaniu ścisłych związków pomiędzy fizycznymi wielkościami

należy dokonać we wzorze (34) przejścia do elementów macierzowych, poprzez wstawienie między komutowane ładunki zupełnego układu stanów fizycznych.

B) Szukając przybliżonych „rozwiązań“ równości (34) można założyć, że stany fizyczne transformują się jak wektory nieprzywiedlnych reprezentacji. W ten sposób ograniczamy się do stanów pośrednich należących do tej samej reprezentacji nieprzywiedlnej co stan początkowy i końcowy. Jeśli otrzymane w tym przybliżeniu rezultaty (można się spodziewać, że będą one analogiczne do znanych wyników opartych na postulowaniu wyższych symetrii) będą zbliżone do wyników doświadczalnych, będziemy mówić, że generowana grupa jest z dobrym przybliżeniem grupą symetrii dla silnych oddziaływań. Można to sformułować również odwrotnie: wierzymy, że przybliżona symetria jest rezultatem dynamiki, w szczególności przejawia się we własności operatorów Q^i dawania przejść głównie pomiędzy stanami o zbliżonej masie, których liczby kwantowe umożliwiają ich klasyfikację wg nieprzywiedlnej reprezentacji generowanej grupy. Wobec tego relacje komutacyjne pomiędzy Q^i są w przybliżeniu nasycone przez niewielką liczbę związanych lub rezonansowych stanów pośrednich.

Omówmy trochę dokładniej przypadki A i B. Jak powiedzieliśmy, element macierzowy $\langle \alpha | Q^i | \beta \rangle$ znika, jeśli Q^i jest generatorem grupy, a wektory $|\alpha\rangle$ i $|\beta\rangle$ należą do różnych reprezentacji nieprzywiedlnych. Jeśli jednak mamy do czynienia z łamaną symetrią, nie możemy przyporządkować cząstek określonym wektorom reprezentacji nieprzywiedlnych i wobec tego nie ma powodów, żeby znikaly w tym wypadku elementy macierzowe pomiędzy stanami cząstek, które należałyby do różnych reprezentacji nieprzywiedlnych, gdyby symetria była ścisła. Z naruszeniem symetrii jest związane istnienie niezerowego operatora N^i :

$$N^i = [Q^i, H] \sim \dot{Q}^i \quad (H \text{ jest hamiltonianem dla silnych oddziaływań}) \quad (35)$$

(np. dla grupy $SU(3)$):

$$\dot{Q}^i = \int D^i(\bar{x}, t) d^3x, \quad \text{gdzie} \quad D^i = \partial_\mu j_\mu^i.$$

Możemy więc teraz napisać:

$$(E_\alpha - E_\beta) \langle \alpha | Q^i | \beta \rangle = \langle \alpha | N^i | \beta \rangle \quad (36)$$

lub

$$\langle \alpha | Q^i | \beta \rangle = \frac{\langle \alpha | N^i | \beta \rangle}{(E_\alpha - E_\beta)}. \quad (36')$$

Widzimy, że element macierzowy operatora Q^i pomiędzy stanami, które należą w granicy ścisłej symetrii do różnych reprezentacji nieprzywiedlnych, jest tego samego rzędu wielkości co element operatora N^i określającego naruszenie symetrii. Wzór (34) możemy teraz napisać następująco:

$$\sum_{\alpha'} \langle f | Q^i | \alpha' \rangle \langle \alpha' | Q^j | i \rangle - \sum_{\alpha''} \langle f | Q^j | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | Q^i | i \rangle +$$

$$+ \sum_{\nu'} \frac{\langle f | N^i | \nu' \rangle \langle \nu' | N^j | i \rangle}{(E_{\nu'} - E_j)(E_i - E_{\nu'})} - \sum_{\nu''} \frac{\langle f | N^j | \nu'' \rangle \langle \nu'' | N^i | i \rangle}{(E_{\nu''} - E_j)(E_i - E_{\nu''})} = \sigma^{ij}_k \langle f | Q^k | i \rangle. \quad (37)$$

Odseparowaliśmy tutaj wkład pochodzący od stanów pośrednich α' oraz α'' , które w granicy ścisłej symetrii należą do tej samej reprezentacji nieprzywiedlnej co stan początkowy i końcowy, od wkładu pochodzącego od wszystkich innych stanów pośrednich (nazwiemy go wkładem wielocząstkowym), którego istnienie związane jest z naruszeniem symetrii. Zwróćmy jeszcze uwagę, że dokonany podział jest jawnie niekowariantny ze względu na pojawienie się energii w mianownikach. Wobec tego wielkość poprawek związanych z naruszeniem symetrii zależy od układu odniesienia, w którym je obliczamy. (Oczywiście suma wkładu jedno- i wielocząstkowego jest wielkością niezmienniczą).

Programowi opisanemu w punkcie A odpowiada wykorzystanie wzoru (37) w pełnej postaci, natomiast postępując zgodnie z punktem B pomijamy dwa ostatnie składniki sumy. Oczywiście głównym osiągnięciem nowego kierunku jest opracowanie konkretnych metod zrealizowania programu A, gdyż, jak już powiedziałem, postępując jak w B można się spodziewać wyników znanych już poprzednio. Zacznijmy jednak od dwóch przykładów ilustrujących postępowanie B:

Przykład 1. Formuły masowe Gell-Manna—Okubo

Zróbmy założenie, że łamiąca symetrię $SU(3)$ część hamiltonianu transformuje się jak składowa oktetu, dla której $Y = T = 0$. Wprowadzimy oznaczenie

$$Q_k^+ = F^4 + iF^5.$$

Wtedy

$$[[Q_k^+, H], Q_k^+] = [N_k^+, Q_k^+] = 0 \quad (38)$$

i następnie

$$\sum_{\alpha'} \langle \alpha_1 | N_k^+ | \alpha' \rangle \langle \alpha' | Q_k^+ | \alpha_2 \rangle - \sum_{\alpha''} \langle \alpha_1 | Q_k^+ | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | N_k^+ | \alpha_2 \rangle = 0 \quad (39)$$

oraz

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha'} (E_{\alpha'} - E_{\alpha_1}) \langle \alpha_1 | Q_k^+ | \alpha' \rangle \langle \alpha' | Q_k^+ | \alpha_2 \rangle + \\ + \sum_{\alpha''} (E_{\alpha''} - E_{\alpha_2}) \langle \alpha_1 | Q_k^+ | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | Q_k^+ | \alpha_2 \rangle = 0. \end{aligned} \quad (40)$$

Pamiętając, że w naszym przybliżeniu $\langle \alpha_1 | Q_k^+ | \alpha' \rangle =$ współczynnik Clebscha—Gordana, otrzymujemy formuły masowe Gell-Manna—Okubo. Zwróćmy uwagę, że wynik takiego postępowania zależy od układu odniesienia. Mianowicie dla pędu $p \rightarrow 0$ energia $E \rightarrow m$ i otrzymujemy formuły liniowe, natomiast dla $p \rightarrow \infty$ mamy $E \cong p + m^2/2p$ i formuły kwadratowe w masach. Było to jednak do przewidzenia, gdyż postępując jak powyżej pomijamy część wzoru (37), której wielkość zależy również od układu odniesienia. Powstaje więc pytanie,

w jakim układzie odniesienia pominięte wielkości są najmniejsze. Oszacowanie ich jest jednak równoznaczne zrealizowaniu programu A. Przejdźmy na razie do drugiego przykładu.

**Przykład 2. Obliczenie stosunku $G_A/G_V = r_A$
dla rozpadu $\beta(n \rightarrow p + e + \nu)$**

Stosunek pseudowektorowej do wektorowej stałej sprzężenia dla rozpadu β definiuje się równością:

$$\langle Pp = 0 | I_a^{(s)} | Np = 0 \rangle = \cos \theta \bar{u}_p(0) (\gamma_a + r_A \gamma_a \gamma_5) u_n(0). \quad (41)$$

Zwróćmy uwagę, że

$$\bar{u}(0) \gamma_a \gamma_5 u(0) = \begin{cases} \bar{u}(0) \sigma_a u(0) & a = 1, 2, 3 \\ 0 & a = 0. \end{cases}$$

Wielkość r_A można obliczyć korzystając z relacji komutacyjnych dla prądów generujących algebrę $SU(6)$:

$$[F_{a5}^i, F_{\beta 5}^j] = a F_{\gamma 5}^0 + b F_{\gamma 5}^k + c F_0^k \quad (42)$$

($a, \beta, \gamma = 1, 2, 3$; $i, j, k = 0, 1, \dots, 8$; a, b, c — stałe strukturalne grupy $SU(6)$)
W tym celu założymy ścisłą symetrię $SU(3)$ dla silnych oddziaływań i zajmijmy się elementami macierzowymi komutatora (42) pomiędzy stanami cząstek w spoczynku tworzącymi oktety barionowy $1/2^+$. Ograniczając się do stanów pośrednich tworzących nieprzywiedlną reprezentację grupy $SU(6)$ tzn. do oktetu $1/2^+$ oraz dekupletu $3/2^+$ i korzystając ze związków:

$$\begin{aligned} \langle B^j | F_{a5}^i | B^k \rangle &= c^{ijk} u_j^+(0) u_i(0) \delta(0) \\ \langle B^j | F_{a5}^i | B^k \rangle &= u^+(0) \sigma_a u(0) \sum_{\zeta} c_{\zeta}^{ijk} G_{\zeta} \delta(0) \\ \langle \Delta^j | F_{a5}^i | B^k \rangle &= u_a^+(0) u(0) d^{ijk} G \end{aligned} \quad (43)$$

B^i, Δ^i oznaczają odpowiednio stany z oktetu $1/2^+$ i dekupletu $3/2^+$ (c, d, c_{ζ} są odpowiednimi współczynnikami Clebscha—Gordana) otrzymujemy szereg równań, na wielkości G_{ζ}, G których rozwiązanie daje $r_A = -5/3$ [Wzory (43) są wynikiem określonych własności transformacyjnych generatorów grupy $SU(6)$ przy przekształceniach tworzących grupę $SU(3)$]. Interesujące jest, że rozwiązanie nie istnieje, jeśli ograniczyć stany pośrednie do oktetu $1/2^+$.

Rozwiązanie również nie istnieje, jeśli brać elementy macierzowe pomiędzy stanami cząstek w ruchu. Jest to odzwierciedleniem znanych trudności z nierelatywistycznością grupy $SU(6)$. W literaturze dość szeroko dyskutowane

są [7, 8, 11, 12, 13] dalsze przykłady podobnego postępowania i problemów z nim związanych.

Przejdźmy jednak do najistotniejszych osiągnięć kierunku obejmowanego nazwą algebr generowanych przez prądy.

3. Zastosowania — II

Jak już wspomniałem, można zrealizować program A (tzn. wykorzystać postulowane własności transformacyjne dla słabych prądów w sposób ścisły, niezależny od nieistnienia ścisłej symetrii silnych oddziaływań względem generowanych grup przekształceń), korzystając ze wzoru (37). Metodę taką opracowali Fubini i Furlan [15, 16]. Jej zasadniczą i najciekawszą cechą jest zamykanie komutatorów wielkości Q^i stanami cząstek, których pęd $|\vec{p}| \rightarrow \infty$ (np. $p_z \rightarrow \infty$). Wtedy wzorowi (37) można nadać postać całkowicie równoważną postaci związku dyspersyjnego. Wkrótce potem ci sami autorzy [17] podali w pełni kowariantne postępowanie prowadzące do analogicznych wyników. Postępowanie to, z różnymi modyfikacjami zostało zastosowane w wielu wypadkach, dając szereg ciekawych rezultatów.

Nie dyskutując pierwszej wersji metody Fubiniego i Furlana zilustrujmy jej drugą postać przykładem. Zajmijmy się ponownie wielkością r_A dla rozpadu β . Tym razem wykorzystamy relacje:

$$[Q_5^{(+)}(t=0), Q_5^{(-)}(t=0)] = 2Q^3(t=0), \quad (44)$$

gdzie

$$Q_5^{(\pm)} = F_5^1 \pm iF_5^2; \quad Q^3 = F^3$$

oraz

$$F_5^i = \int d^3x j_{05}^i(\vec{x}, t). \quad (45)$$

Korzystając z definicji (45) i z twierdzenia Gaussa można napisać:

$$\begin{aligned} Q_5^{(+)}(t) - Q_5^{(+)}(-\infty) &= \int d^4x \theta(t-x_0) D_5^{(+)}(\vec{x}, t) \\ Q_5^{(-)}(t) - Q_5^{(-)}(+\infty) &= - \int d^4x \theta(x_0-t) D_5^{(-)}(\vec{x}, t), \end{aligned} \quad (46)$$

gdzie

$$D_5^{(\pm)} = \partial_\mu j_{\mu 5}^{(\pm)}(\vec{x}, t).$$

Przechodząc we wzorze (44) do elementów macierzowych pomiędzy stanami protonów otrzymujemy:

$$2 \langle \bar{p}_1 | Q^3(0) | \bar{p}_2 \rangle = (2\pi)^3 \delta(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) 2E \quad (\text{przy odpowiedniej normalizacji}) \quad (47)$$

oraz

$$\begin{aligned} \langle \bar{p}_1 | [Q_5^{(+)}(0), Q_5^{(-)}(0)] | \bar{p}_2 \rangle &= - \int d^4x d^4y \langle \bar{p}_1 | [D_5^{(+)}(x), D_5^{(-)}(y)] | \bar{p}_2 \rangle \theta(-x_0) \theta(y_0) = \\ &= (2\pi)^3 \delta(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \int z_0 \theta(-z_0) \langle \bar{p}_1 | [D_5^{(+)}(z), D_5^{(-)}(0)] | \bar{p}_2 \rangle d^4z = (2\pi)^3 \delta(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) M. \end{aligned} \quad (48)$$

Piszząc (48) pominęliśmy elementy macierzowe postaci:

$$\langle \bar{p}_1 | [Q_5^{(+)}(0), Q_5^{(-)}(\pm \infty)] | \bar{p}_2 \rangle. \quad (49)$$

Aby jakoś usprawiedliwić ten krok rozważmy wielkość [18]:

$$\begin{aligned} F(t) &= \langle \bar{p}_1 | Q_5^{(+)}(0) Q_5^{(-)}(t) | \bar{p}_2 \rangle = \\ &= (2\pi)^6 \delta_3(\bar{p}_1 - \bar{p}_n) \sum_n \langle \bar{p}_1 | j_{05}^{(+)}(0) | n \rangle \langle n | j_{05}^{(-)}(0) | \bar{p}_2 \rangle \delta_3(\bar{p}_2 - \bar{p}_n) \times e^{i(E\bar{p}_n - E\bar{p}_2)t}. \end{aligned} \quad (50)$$

Podzielmy następnie sumę po n na część dyskretną, odpowiadającą stanowi neutronu i część ciągłą (wielocząstkową)

$$\begin{aligned} F(t) &= (2\pi)^6 \delta_3(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \left\{ \sum_{\text{spin}} \langle \bar{p}_1 | j_{05}^{(+)}(0) | \bar{p}_2 \rangle \langle \bar{p}_2 | j_{05}^{(-)}(0) | \bar{p}_2 \rangle e^{i(E\bar{p}_n - E\bar{p}_2)t} + \right. \\ &\quad \left. + \int_{(m+\mu)}^{\infty} dE \varrho(E) \exp[i(E\bar{p}_n - E\bar{p}_2)t] \right\}. \end{aligned} \quad (51)$$

Przy $t \rightarrow \pm \infty$ i przy pewnych (realnych zresztą) założeniach wartość całki dąży do zera na mocy lematu Riemanna—Lebesgue'a, natomiast część dyskretna nie posiada granicy ze względu na oscylujący czynnik (jeśli $E\bar{p}_n \neq E\bar{p}_2$). Zakładamy, że te oscylacje można rozumieć jako znikanie elementów macierzowych pominiętych we wzorze (48).

Wprowadźmy teraz funkcję:

$$F(k) = \int d^4z \theta(-z_0) \langle \bar{p}_1 | [D_5^{(+)}(z), D_5^{(-)}(0)] | \bar{p}_2 \rangle e^{ikz}. \quad (52)$$

Widzimy, że

$$M = -i \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial k_0} F(k). \quad (53)$$

Zauważmy, że jeśli spełniony jest warunek kauzalności

$$[D_5^{(+)}(x), D_5^{(-)}(y)] = 0 \quad \text{dla} \quad (x-y)^2 < 0 \quad (a \cdot b = a_0 b_0 - \bar{a}\bar{b}), \quad (54)$$

wtedy wielkość $\theta(x_0)[D_5^{(+)}(x), D_5^{(-)}(y)]$ znika wszędzie poza stożkiem świetlnym i całkowanie we wzorze (52) ma sens niezmienniczy. Zwróćmy również uwagę, że funkcja $f(k)$ wygląda tak samo jak macierz przejścia dla procesu

$$p_1 + k \rightarrow p_2 + k_2,$$

jeśli wielkości $D_5^{(\pm)}$ interpretować jako prądy cząstek pseudoskalarnych posiadających pędy k, k_2 .

Przypomnijmy sobie, że przy rozpraszaniu cząstek o spinie 0 na cząstkach o spinie 1/2 najogólniejsza postać funkcji $F(k)$ jest następująca:

$$F(k) = \bar{u}_1 \{ a + b \gamma \cdot k \} u_2. \quad (55)$$

Tutaj a, b są funkcjami wielkości skalarnych, które można wybrać np. następująco:

$$p_1^2, p_2^2, \Delta^2 = (p_1 - p_2)^2, k^2, k_2^2, \nu = k \frac{p_1 + p_2}{2m}.$$

Chcąc przy przejściu granicznym (53) pozostawać z rozpraszaniem cząstkami na powłoce masy przyjmujemy, że $k^2 = 0$.

Ustalmy również wartość k_2^2 :

$$k_2^2 = (p_1 + k - p_2)^2 = (\Delta + k)^2 = \Delta^2$$

żądając by było: $\Delta \cdot k = 0$. W ten sposób mamy pełną analogię z rozpraszaniem cząstek i dla funkcji $F(k)$ można wypisać pojedyncze wzory dyspersyjne przy ustalonym transferze pędu. W naszym konkretnym przypadku wystarczy znaleźć funkcję $F(k)$ dla $\Delta^2 = 0$, tzn. dla rozpraszania ku przodowi (ze względu na $\delta(\bar{p}_1 - \bar{p}_2)$ przez którą mnożona jest wielkość M (wzór 48) i w związku z równością $p_1^2 = p_2^2 = m^2$).

Dla rozpraszania ku przodowi mamy tylko jedną funkcję skalarną

$$F(v) = [a(v) + vb(v)]\bar{u}u$$

i związki dyspersyjne dla niej mają postać:

$$F(v) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{A_I(v') dv'}{v' - v} - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{A_{II}(v') dv'}{v' - v}, \quad (56)$$

gdzie

$$A_I(v) = \frac{i}{2} \sum_n (2\pi)^4 \delta(p_1 + k - p_n) \langle p_1 | D_5^{(+)}(0) | n \rangle \langle n | D_5^{(-)}(0) | p_1 \rangle$$

$$A_{II}(v) = \frac{i}{2} \sum_n \delta(p_1 - k - p_n) (2\pi)^4 \langle p_1 | D_5^{(-)}(0) | n \rangle \langle n | D_5^{(+)}(0) | p_1 \rangle.$$

Jednocząstkowy stan pośredni (neutron) prowadzi do pojawienia się wielkości r_A . Z definicji:

$$\langle P | D_5^{(+)} | N \rangle = i(m_p + m_n) \bar{u}_p \gamma_5 u_N r_A. \quad (57)$$

Wkład od stanów wielocząstkowych można ocenić w oparciu o tzw. hipotezę częściowo zachowanego prądu pseudowektorowego (PCAC)

$$D_5^{(+)} = \alpha_\pi \Phi_{\pi^+} \quad (58)$$

gdzie Φ_{π^+} jest znormalizowanym polem pionu.

[Warto zauważyć, że na hipotezie PCAC opiera się większość wyników uzyskanych drogą wykorzystania relacji komutacyjnych pomiędzy prądami]. Korzystając z (58) można napisać

$$\langle P | D_5^{(+)} | n \rangle = i \frac{\alpha_\pi}{m_\pi} T_{\pi^- p \rightarrow n} \quad (|n\rangle - \text{stan wielocząstkowy}). \quad (59)$$

(Tutaj $T_{\pi^- p \rightarrow n}$ jest amplitudą rozpraszania $\pi^- p \rightarrow n$, przy czym masa pionu jest równa zeru).

Stałą $\alpha_\pi = \langle 0 | D_5^{(+)} | \pi \rangle$ wyznacza się z relacji Goldbergera—Treimana:

$$\langle P | D_5^{(+)} | N \rangle = 2m i \bar{u}_p \gamma_5 u_N r_A = i \bar{u}_p \gamma_5 u_N g_{\pi N} \frac{a_\pi}{m_\pi} \sqrt{2} \quad (60)$$

$$\text{lub } a_\pi = \frac{r_A \sqrt{2} m m_\pi^2}{g_{\pi N}} \quad (g_{\pi N} \text{ jest stałą sprzężenia pion-nukleon}).$$

Ostatecznie, biorąc pod uwagę (47), (48), (53) otrzymujemy związek Adlera-Weisbergera

$$r_A^2 = \left\{ 1 + \frac{2m^2}{g_{\pi N}^2} \frac{1}{\pi} \int \frac{d\nu'}{\nu'} [\sigma_{\pi-p}^{\text{tot}}(\nu') - \sigma_{\pi+p}^{\text{tot}}(\nu')] \right\}^{-1}. \quad (61)$$

Obliczona stąd wartość r_A w oparciu o znane z doświadczenia przekroje czynne dla rozpraszania rzeczywistych pionów wynosi 1,16 [19, 20]. Zgodność z danymi eksperymentalnymi [1, 18] jest więc bardzo dobra. Zupełnie podobnie można szacować stosunek G_A/G_V dla innych rozpadów leptonowych ($E \rightarrow E^0 + e + \nu$, $\Sigma^- \rightarrow \Lambda + e + \nu$) [24]. Ciekawe są również, uzyskane przez zastosowanie omówionej metody Fubini'ego i Furlana (lub jej nieznacznych modyfikacji), wnioski dotyczące kąta Cabibbo. Wartość tego kąta została wyliczona przez Cabibbo [3] w oparciu o stosunki prawdopodobieństw rozpadów $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)$ oraz $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu)$ znane z doświadczenia.

Można więc było przypuszczać, że kąt θ jest po prostu fenomenologicznym parametrem, który musimy wprowadzić, żeby uwzględnić renormalizację (nie potrafiliśmy wyliczyć jej teoretycznie) prądu dającego przejścia ze zmianą dziwności. Obecnie wydaje się, że ściśle uwzględnienie silnych oddziaływań nie jest w stanie wytłumaczyć potrzeby wprowadzenia kąta θ , lecz daje jedynie jego niewielką renormalizację. Oznaczmy niezrenormalizowany kąt Cabibbo przez θ_1 . Prawdopodobieństwa rozpadów $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ oraz $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ są związane z wielkością elementów macierzowych:

$$\langle 0 | I_a^{(g)} | \pi^+ \rangle = G \frac{(\cos \theta_1)}{(\sin \theta_1)} \langle 0 | j_{a5}^{(1)} + i j_{a5}^{(2)} | \pi^+ \rangle = G \frac{(\cos \theta)}{(\sin \theta)} p_a^{(\pi^+)} \quad (62)$$

(p_a — składowe czterowektora pędu $\pi^+(K^+)$).

Korzystając z hipotezy PCAC otrzymujemy:

$$\langle 0 | j_{a5}^{(1)} + i j_{a5}^{(2)} | \pi^+ \rangle = \frac{\alpha \frac{(\pi)}{K} p_a^{(\pi^+)}}{m_{\frac{(\pi)}{K}}^2} \langle 0 | \Phi_{\pi^+} | \pi^+ \rangle, \quad (63)$$

gdzie

$$\partial_\mu j_\mu^{K^+} = \alpha_\pi \Phi_{K^+} \pi^+. \quad (64)$$

Wobec tego,

$$(\text{tg } \theta)^2 = \frac{\alpha_K m_\pi^2}{m_K^2 \alpha_\pi} (\text{tg } \theta_1)^2. \quad (65)$$

Wielkość α_K można znaleźć podobnie jak α_n w omówionym powyżej przykładzie [32]. Takie oszacowanie dla α_K nie jest jednak zbyt dokładne ze względu na dużą ilość niepewnych informacji o silnych oddziaływaniach, które trzeba wykorzystać. Dokładniejsze rezultaty można uzyskać korzystając z elementów macierzowych odpowiedniego komutatora pomiędzy stanami mezonów. Otrzymuje się wtedy związek:

$$1 = \frac{\alpha_K^2}{m_K^4} \int_{m_n+m_K}^{\infty} \frac{W dW}{W^2 - m_K^2} [\sigma_{n^+K^+}^{\text{tot}}(W) - \sigma_{\pi^+K^+}^{\text{tot}}(W)]. \quad (66)$$

Przy szacowaniu całki wystarczy uwzględnić tylko niskoenergetyczne stany rezonansowe (na podstawie twierdzenia Pomaranczuka).

W ten sposób otrzymuje się [35, 25] dla θ_1 wartość około 0.20, a więc $\theta_1 < \theta$. Zwróćmy uwagę, że wektorowa stała sprzężenia G_+ dla rozpadu β jest teraz dana wzorem:

$$G_+ = G \cos \theta_1.$$

Nowa wartość θ_1 bardzo dobrze tłumaczy różnicę pomiędzy czasem życia tlenku ^{14}O ($^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^* + p + \nu$) i mezonu μ (wartość znaleziona przez Cabibbo dawała wynik różniący się nieco od doświadczalnego).

Kończąc omawianie osiągnięć związanych z rozpadami leptonowymi warto zwrócić uwagę na prace, w których oblicza się stosunek prawdopodobieństw zajścia procesów $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ oraz $K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu$ i analogicznych rozpadów mezonu π^+ [22, 51].

Algebry prądów znalazły swoje zastosowanie również przy nieleptonowych rozpadach hyperonów [37, 38, 40]. Amplitudę dla nieleptonowych rozpadów można, w oparciu o hipotezę *PCAC*, w granicy, gdy czteropęd pionu dąży do zera (tzn. dla rozpadu na wirtualny pion z masą równą zero) napisać następująco:

$$\lim_{k\pi \rightarrow 0} \langle B^{(n)} \pi^{(k)} | H_{\text{int}}(0) | B^{(m)} \rangle = \text{const} \langle B^{(n)} | [F_{05}^{k}, H_{\text{int}}(0)] | B^{(m)} \rangle. \quad (67)$$

Komutator po prawej stronie wylicza się łatwo korzystając z postulowanych relacji komutacyjnych. Robiąc następnie założenie, że stany barionowe transformują jak wektory nieprzywiedlnej reprezentacji grupy $SU(3)$ i stosując twierdzenie Wignera—Eckarta otrzymuje się trzy niezależne amplitudy przejścia dla siedmiu rozpadów nieleptonowych i cztery następujące związki pomiędzy nimi (ze względu na dokonane przejście graniczne z czteropędem pionu do zera związki te słuszne są tylko dla rozpadów do fali S):

$$\begin{aligned} T(\Lambda \rightarrow p + \pi^-) &= \sqrt{2} T(\Lambda \rightarrow n + \pi^0) \\ T(\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-) &= -\sqrt{2} T(\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0) \\ -\sqrt{2} T(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0) &= T(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) + T(\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-) \\ + 2T(\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-) + T(\Lambda \rightarrow p + \pi^-) &= \sqrt{3/2} \sqrt{2} T(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0) + \\ &+ \sqrt{3/2} T(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+). \end{aligned} \quad (68)$$

Widzimy więc, że otrzymaliśmy relacje, które otrzymano już wcześniej przy założeniu dla rozpadów nieleptonowych reguły wyboru $|\Delta T| = 1/2$. Tym razem założenie to nie zostało zrobione i jest to bezsprzecznym sukcesem obecnej metody. (Reguła wyboru $|\Delta T| = 1/2$ nie miała poprzednio żadnego uzasadnienia teoretycznego).

Omawiane dotychczas osiągnięcia nowego kierunku badań dotyczyły słabych oddziaływań. Rzeczywiście, słabym oddziaływaniom poświęcona jest największa ilość prac, ale algebry prądów (w szczególności metoda Fubinięgo i Furlana) znalazły również zastosowanie przy badaniu oddziaływań elektromagnetycznych [17, 48, 49] (otrzymano np. tak zwane reguły sum, w których momenty magnetyczne są wyrażone przez amplitudę fotoprodukcji) i w mniejszym stopniu silnych [33, 35, 47] (np. analiza oddziaływania pion-pion, oparta na podobnych metodach, wskazuje na silne oddziaływanie pionów w fali S).

Nie został jeszcze zakończony etap stosowania dyskutowanych metod w celu osiągnięcia maksimum informacji o oddziaływaniach cząstek elementarnych. Ilość ukazujących się na ten temat prac jest wciąż duża. Ponadto w omawianych metodach sporo jest jeszcze trudności (związanych częściowo ze znanymi nie od dziś trudnościami teorii pola) i niejasnych punktów czekających na wyjaśnienie. Ich szczegółowa dyskusja wykraczałaby jednak poza ramy niniejszego artykułu. W tej chwili trudno ocenić dalsze perspektywy obecnego kierunku badań. Być może będą po prostu wykorzystywane znane już metody, być może pojawią się nowe pozbawione wyżej wspomnianych wad. Warto jednak na zakończenie przypomnieć jeszcze raz, że jak dotychczas, większość osiągniętych rezultatów pozostaje w bardzo dobrej zgodności z wynikami doświadczalnymi.

Dodane w druku:

Od czasu napisania niniejszego artykułu tj. od marca 1966 r. aż do chwili obecnej obserwuje się dalszy, intensywny rozwój badań nad algebraami prądów.

W zasadzie idą one w dwóch kierunkach, o których wspominałem powyżej:

a) dąży się do uzyskania interesujących reguł sum (tak nazywa się relację Adlera-Weisberga),

b) bada się problem nasycenia relacji komutacyjnych niewielką liczbą stanów pośrednich.

W każdym z tych kierunków pojawiły się jednak pewne nowości. I tak w punkcie (a) korzysta się coraz częściej z relacji komutacyjnych pomiędzy prądami (wielkościami lokalnymi,

np.
$$[j_0^i(\bar{x}, t), j_\mu^j(\bar{y}, t)] = c_k^{ij} \bar{j}_\mu^k(\bar{x}, t) \delta(\bar{x} - \bar{y}), \quad (*)$$

umożliwiającymi uzyskanie pewnych informacji nie tylko o stałych sprzężeniach, lecz również o formifaktorach. Bardzo ogólną metodę maksymalnego wykorzystania relacji (*) podał Fubini [53]. Trzeba jednak dodać, że poprawność relacji (*) jest znacznie mniej pewna niż komutatorów pomiędzy ładunkami. Związane to jest z możliwością pojawienia się w wyniku komutowania prądów również wyrazów proporcjonalnych do gradientu funkcji delta, których istnienie sygnalizował Schwinger [54] w przypadku prądu elektromagnetycznego. Wyrazy takie znikają przy komutowaniu ładunków.

Nowością kierunku (b) jest stosowanie i w tym przypadku metody nieskończonego pędu [55] i badanie przy jej pomocy takich algebr jak kolinearna $U(3) \otimes U(3)$ oraz $[U(6)]_w$.

Current Algebras

Abstract: Recent approaches to the role of higher symmetry groups in the theory of elementary particles usually referred to as algebras generated by currents have been discussed, and some particularly interesting results of this new trend given. These results mainly concern weak interactions.

Literatura

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Rev., **125**, 1067 (1962).
- [2] M. Gell-Mann, Physics, **1**, 63 (1964).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Letters, **10**, 531 (1963).
- [4] M. Gell-Mann, M. Neeman, Ann. Phys. **30**, 360 (1964).
- [5] M. Gell-Mann, Phys. Letters, **8**, 241 (1964).
- [6] R. Feynman, M. Gell-Mann, G. Zweig, Phys. Rev. Letters, **13**, 678 (1964).
- [7] R. Dashen, M. Gell-Mann, Phys. Letters, **17**, 145 (1965).
- [8] E. Sudarshan, Phys. Rev. Letters, **14**, 1083 (1965).
- [9] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letters, **14**, 77 (1965).
- [10] B. Lee, Phys. Rev. Letters, **14**, 676 (1965).
- [11] S. Okubo, UR-875-87, preprint, *Algebra of currents and symmetry*.
- [12] C. Ryan, UR-875-89, preprint, *Algebra of currents and getting SU(6) result from SU(4)*.
- [13] C. Ryan, UR-875-101, preprint, *Implication of the algebra of currents approach to higher symmetries*.
- [14] C. Wu, Rev. Mod. Phys., **36**, 618 (1964).
- [15] S. Fubini, G. Furlan, Physics, **1**, 229 (1965).
- [16] S. Furlan *et al.*, Nuovo Cimento, **40A**, 597 (1965).
- [17] S. Fubini, G. Furlan, C. Rossetti, Nuovo Cimento, **40A**, 1171 (1965).
- [18] S. Okubo, UR-875-97, preprint, *Algebra of currents and a low energy theorem*.
- [19] S. Adler, Phys. Rev. Letters, **14**, 1051 (1965).
- [20] W. Weisberger, Phys. Rev. Letters, **14**, 1047 (1965).
- [21] N. Cabibbo, preprint, *Symmetry and weak interactions*.
- [22] C. Callan, S. Treiman, Phys. Rev. Letters, **16**, 153 (1966).
- [23] G. Guralnik *et al.*, Phys. Letters, **20**, 64 (1966).
- [24] Ch. Chan, Phys. Letters, **20**, 70 (1966).
- [25] B. Renner, Phys. Letters, **20**, 72 (1966).
- [26] R. Oehme, Ann. Phys., **33**, 108 (1965).
- [27] M. Gell-Mann, M. Levy, Nuovo Cimento, **16**, 705 (1960).
- [28] J. Taylor, *Reports on progress in physics*, V. 27 (1964), *The theory of weak interactions*.
- [29] W. Królikowski, IC(66)8, preprint, *Remarks about the Fubini-Furlan method*.
- [30] I. Gerstein, Phys. Rev. Letters, **16**, 114 (1966).
- [31] Ademollo, Gatto, Phys. Rev. Letters, **13**, 264 (1964).
- [32] Pandit, J. Schechter, Phys. Letters, **19**, 56 (1965).
- [33] Muzinich, Nussinov, Phys. Letters, **19**, 248 (1965).
- [34] D. Amati, *et al.*, Phys. Letters, **19**, 59 (1965).
- [35] V. Mathur, L. Pandit, UR-875-103, preprint, *The algebra of currents and low energy interactions*.
- [36] M. Khanna *et al.*, UR-875-96, preprint, *Algebra of currents in non-zero momentum states*.
- [37] M. Suzuki, Phys. Rev. Letters, **15**, 986 (1965).

- [38] M. Sugawara, Phys. Rev. Letters, **15**, 870 (1965).
- [39] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letters, **12**, 155 (1964).
- [40] M. Hara, preprint, *Current commutation relations and nonleptonic decays of hyperons.*
- [41] S. Fubini, preprint, *Equal time commutators and dispersion relations.*
- [42] S. Okubo, IC(66)10, preprint, *Inconsistency of canonical commutation relations among current densities.*
- [43] S. Okubo, UR-875-110, preprint, *Currents algebra and models of elementary particles.*
- [44] P. Narayanaswamy et al., IC(66)3, preprint, *A new approach to algebra of current operators.*
- [45] Fayyazudin et al., preprint, *Vector mesons decays in $U(6)$ current algebra.*
- [46] Mathur, Pandit, Phys. Letters, **20**, 308 (1966).
- [47] V. Mathur, L. Pandit, Phys. Letters, **19**, 523 (1965).
- [48] N. Cabibbo, L. Radicati, Phys. Letters, **19**, 697 (1965)
- [49] M. Gourdin, TH127, preprint, *Some applications of the algebra of currents to electromagnetic interactions.*
- [50] S. Okubo, Phys. Lett., **20**, 195 (1966).
- [51] M. Suzuki, Phys. Rev. Letters, **16**, 212 (1966).
- [52] R. Oehme, Phys. Rev. Letters, **16**, 215 (1966).
- [53] S. Fubini, Nuovo Cimento **43 A**, 475 (1966).
- [54] J. Schwinger, Phys. Rev. Letters, **3**, 296 (1959).
- [55] R. Dashen, M. Gell-Mann, preprint, *Algebra of Current Components at Infinite Momentum*; Phys. Rev. Letters, **17**, 340 (1966).

W. Soszka

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Rozpraszanie jonów średnich energii na powierzchni ciała stałego (cz. I)

1. Wstęp

Ze względu na posiadaną energię, jony możemy ogólnie podzielić na trzy grupy: 1) niskoenergetyczne o energii do 1 keV, 2) średnich energii od 1 keV do 1000 keV i 3) wysokoenergetyczne — powyżej 1 MeV. Powyższy podział jest przeprowadzony z punktu widzenia fizyki atomowej i celowość jego będzie widoczna przy okazji omawiania potencjału oddziaływania (por. rozdział 2).

Badania nad bombardowaniem jonami niskoenergetycznymi ciała stałego są prowadzone już od dawna i doczekały się wielu monografii [1], [2], [3]. Z kolei rozwój fizyki jądrowej, a wraz z nią budowa akceleratorów, przyczynił się do dokładnego poznania efektów towarzyszących bombardowaniu ciała stałego jonami wysokich energii. W oparciu o te prace zostały przez N. Bohra opracowane teoretyczne podstawy oddziaływania cząstek naładowanych z materią [4]. Jedynie badania z udziałem jonów średnich energii podjęto zupełnie niedawno. Być może, wpłynęły na to bardzo duże trudności techniczne przy budowie źródeł monoenergetycznych jonów średnich energii w stosunku do spodziewanych efektów fizycznych.

Dopiero ostatnio rozwój fizyki plazmy i badań termojądrowych (chodzi przede wszystkim o problem chłodzenia plazmy na skutek oddziaływania jonów o energii 10—30 keV z różnego rodzaju „ciężkimi“ domieszkami oraz ze ściankami komory wyładowań), opracowanie metod elektromagnetycznego separowania izotopów i włączenie techniki separacji do badań fizycznych [5], potrzeby kosmonautyki (budowa silników jonowych oraz odpowiednio odpornych na działanie cząstek naładowanych osłon raket), wreszcie czysto fizyczne aspekty problemu zderzeń atomowych, a w szczególności stworzenie potencjału oddziaływania w obszarze średnich energii — wszystko to spowodowało zainteresowanie się wielu badaczy tą tematyką i burzliwą intensyfikację badań w tym zakresie.

Przy padaniu wysokomonoenergetycznej wiązki jonów na powierzchnię ciała stałego, obserwuje się cały szereg procesów, z których najważniejsze to: wtórna emisja jonowo-elektronowa i jonowo-jonowa, rozpylenie katodowe, absorpcja i desorpcja oraz sprężyste i niesprężyste rozproszenie pierwotnych jonów. Wszystkie wyżej wymienione zjawiska — z wyjątkiem rozproszenia — są mniej lub bardziej systematycznie omówione w odpowiednich rozdziałach wspomnianych monografii.

Niniejszy artykuł jest próbą przedstawienia ostatnich badań nad rozproszeniem jonów średnich energii na powierzchni ciała stałego, ze szczególnym uwzględnieniem prac eksperymentalnych prowadzonych w Naukowo-badawczym Instytucie Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Moskiewskiego, w których między innymi uczestniczył autor.

2. Teoria

2.1. Uwagi wstępne

Zgodnie z teorią Bohra oddziaływanie jonów z powierzchnią ciała stałego można traktować jako szereg kolejnych binarnych zderzeń bombardującego jonu z atomami tarczy. Atomy ciała stałego uważa się za niezwiązane, stanowiące swoistego rodzaju „gaz“ o olbrzymiej koncentracji. Rzeczywiście, uwzględniając, że czas zderzenia dla jonów o energii $10 \div 100$ keV jest około 10^{-16} — 10^{-17} sek, natomiast okres drgań w siatce krystalicznej jest rzędu 10^{-13} — 10^{-14} sek oraz fakt, że energia przekazana przy zderzeniu atomom tarczy znacznie przekracza ich energię wiązania ($5 \div 20$ eV), należy oczekiwać zerwania wpływów siatki krystalicznej na poszczególne atomy uczestniczące w zderzeniu, a tym samym ich pełnej izolacji. W ten sposób, z pewnymi poprawkami, można wykorzystać elementy teorii rozpraszania jonów średnich energii na tarczach gazowych [6], [7].

Bardzo mała długość fali de Broglie'a bombardujących jonów (w porównaniu z rozmiarami atomu) pozwala rozpatrywać proces bombardowania powierzchni twardej w przybliżeniu klasycznym. Należy jednak zaznaczyć, że kwantowy różniczkowy przekrój czynny, charakteryzujący rozkład kątowny cząstek rozproszonych, obliczony dla wielu potencjałów różni się od klasycznego, ponieważ dla każdej, nawet najmniejszej długości fali de Broglie'a istnieje pewien kąt graniczny Θ_g (niekoniecznie bliski zeru), poniżej którego zjawiska rozpraszania nie można traktować z punktu widzenia mechaniki klasycznej. Kąt Θ_g , zgodnie z [8], [9], może być określony następująco:

$$\Theta_g \approx \frac{\lambda}{2r_0} = \frac{\pi\hbar}{m_0vr_0}, \quad (1)$$

gdzie λ — długość fali de Broglie'a dla zderzającej się pary cząstek, m_0 — zredukowana masa tych cząstek, v — względna prędkość początkowa, r_0 — odległość największego zbliżenia.

W interesującym nas obszarze energii kwantowe efekty dyfrakcji mogą grać istotną rolę tylko przy bardzo małych kątach ($< 1^\circ$). Praca przy tak małych kątach jest z praktycznego punktu widzenia bardzo trudna, wymaga bowiem analizatorów wiązki rozproszonej o dużej sile światła i jednocześnie olbrzymiej zdolności rozdzielczej. Z tego też względu w praktycznym obszarze kątów klasyczna interpretacja zjawiska rozproszenia jest całkowicie uzasadniona.

Istnienie pewnego kąta granicznego, który w rzeczywistości równy jest kątowej aperturze analizatora Θ_a wprowadza pewną nieokreśloność w wielkość całkowitego przekroju czynnego na rozproszenie na tarczach gazowych i jest przyczyną rozbieżności w danych doświadczalnych u wielu autorów (szczególnie w starszych pracach). Jak wiadomo z klasycznej mechaniki, całkowity przekrój czynny na rozproszenie $S(\Theta_a)$ w szerokim przedziale energii i dla wszystkich kątów przewyższających Θ_a równy jest:

$$S(\Theta_a) = 2\pi \int_{\Theta_a}^{\pi} \sigma(\Theta) \sin\Theta d\Theta, \quad (2)$$

gdzie $\sigma(\Theta)$ — różniczkowy przekrój czynny dla określonej energii. Rzeczywistą wartość $S(\Theta_a)$ otrzymamy przy $\Theta_a \rightarrow 0$. Ponieważ $\sigma(\Theta)$ osiąga największą wartość właśnie w obszarze $\Theta < \Theta_a$, stąd wniosek, że $S(\Theta_a)$ stanowić będzie tylko minimalną część rzeczywistego całkowitego przekroju czynnego $S(0)$. W większości prac eksperymentalnych oblicza się $S(\Theta_a)$ i tym samym osiągane wyniki są trudne do porównania (choć z drugiej strony praca przy $\Theta > \Theta_a$ pozwala na klasyczne przybliżenie). W tym stanie rzeczy bardzo cennymi okazały się prace [6], [7], pokazujące o ile pewniejsze wyniki osiągamy obliczając różniczkowy przekrój czynny.

W obszarze średnich energii, oprócz rozproszenia elastycznego, mamy jeszcze rozproszenie nieelastyczne związane ze wzbudzeniem, z jednokrotną lub wielokrotną jonizacją atomu, wreszcie z wymianą elektronu między zderzającymi się cząstkami (por § 2.3.) Jeśli jednak prędkość bombardujących jonów jest mniejsza od orbitalnej prędkości elektronu (dla atomu wodoru $v_H = e^2/\hbar \approx 2,2 \cdot 10^8$ cm/sek), to straty energii na procesy nieelastyczne są minimalne i można je zaniedbać. Nawet przy głębokim wzajemnym przeniknięciu powłok elektronowych, prędkości orbitalne wewnętrznych elektronów są większe od prędkości zderzających się cząstek i prawdopodobieństwo ich wzbudzenia jest znikome. Również wzbudzenie zewnętrznych elektronów mało wpływa na charakter rozproszenia. Z tego też względu straty energii jonów pierwotnych przy zderzeniu z powierzchnią ciała stałego można traktować jako wynik jedynie zderzeń elastycznych.

2.2. Elastyczne rozpraszanie jonów na powierzchni ciała stałego

Najistotniejszym problemem w fizyce zderzeń atomowych w obszarze średnich energii jest znalezienie odpowiedniego wyrażenia na energię potencjalną oddziaływania. Ogólnie energię tę można uważać jedynie jako funkcję od-

ległości r między jądrami zderzających się cząstek, przy czym widoczne są dwa obszary: 1) obszar blisko działających sił odpychających typu Coulomba i 2) obszar daleko działających sił przyciągania związanych z efektami polaryzacji. Te ostatnie są istotne dla tzw. dalekich zderzeń przy stosunkowo niewielkich energiach. Przykładowo, w wypadku zderzeń neutralnych atomów lub molekuł energię oddziaływania można określić wzorem van der Waalsa:

$$V_w(r) = -\frac{C}{r^6}, \quad (3)$$

gdzie siły van der Waalsa są wynikiem tzw. „dynamicznej polaryzacji“ atomów. Jeśli własności polaryzacyjne atomu scharakteryzować współczynnikiem α , a bombardującą cząstką jest jon z ładunkiem e , to energia oddziaływania równa jest:

$$V_p(r) = -\frac{\alpha e^2}{2r^4}. \quad (4)$$

Wreszcie w przypadku, gdy obie cząstki są jonami, przy dostatecznie dużym r energia potencjalna jest typu kulombowskiego:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}. \quad (5)$$

W ogólnym przypadku należy również uwzględnić wpływ otaczającego ośrodka na zderzające się cząstki, co w rezultacie prowadzi do bardzo złożonej formy potencjału oddziaływania przy niskich energiach. Jak wynika z badań nad efektami radiacyjnymi w kryształach oraz rozpyleniem katodowym, bardzo dużą zgodność danych eksperymentalnych i teoretycznych osiągnięto stosując w obszarze niskich energii potencjał Abrahamsona [10], obliczony z pomocą przybliżenia Thomasa-Fermiego i Thomasa-Fermiego-Diraca.

Potencjalną energię oddziaływania dla blisko działających sił można zasadniczo przedstawić w postaci kilku typów potencjałów: tzw. twardych kul, potencjału Bohra, Borna-Mayera lub Firsowa. Intensywne rozproszenie jonów średnich energii wiąże się przede wszystkim z siłami odpychającymi, które znacznie przewyższają siły przyciągania. Dla tego obszaru energii i w niedużym przedziale kątów rozproszenia Θ_L potencjał oddziaływania cząstek można przedstawić wzorem Bohra [4] dla ekranowanego oddziaływania Coulomba między jądrami Z_1 i Z_2 , otoczonymi wzajemnie przenikającymi powłokami elektronowymi

$$V_B(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left\{-\frac{r}{a}\right\}, \quad \text{gdzie} \quad (6)$$

$a = \frac{a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}}$ parametr zderzenia, $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8}$ cm — promień pierwszej orbity atomu Bohra, $[Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}]$ — rzut przekroju powłoki elektronowej na płaszczyznę. Jeśli oznaczyć przez b odległość największego zbliżenia przy zderzeniu centralnym

$$b = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{m v^2}, \quad (7)$$

przy czym $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — masa zredukowana, v — prędkość bombardującej cząstki, to parametr $p_0 = \frac{b}{a}$ będzie charakteryzował stopień ekranowania i tym samym granice stosowalności potencjału Bohra. W wypadku $\frac{b}{a} \ll 1$ zbliżenie jest dostatecznie duże i rozproszenie można opisać formułą Rutherforda, pomijając wpływ elektronów. Wtedy jak wiadomo prawdopodobieństwo rozproszenia cząstek w jednostkowy kąt bryłowy, w układzie laboratoryjnym (L), równa się:

$$P(\theta_L) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_1 v^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\cos^3 \theta_L}. \quad (8)$$

Warunek $\frac{b}{a} a \gg 1$ pozwala stosować model twardych kul z potencjałem oddziaływania w następującej postaci:

$$V_K(r) = \begin{cases} \infty & \text{przy } r < R, \text{ gdzie } R \text{ — promień kuli} \\ 0 & \text{przy } r > R \end{cases}$$

Mając dany potencjał oddziaływania $V_K(r)$ można łatwo obliczyć różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie, który w układzie L wyraża się następująco:

$$d\sigma(\theta_L) = \frac{\pi R^2}{2} \left[2 \frac{m_1}{m_2} \cos \theta_L + \frac{1 + \frac{m_2^2}{m_1^2} \cos 2\theta_L}{\sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_1^2} \sin^2 \theta_L}} \right] \sin \theta_L d\theta_L \quad (9)$$

przy $m_1 > m_2$ i przy $m_1 < m_2$

$$d\sigma(\theta_L) = \frac{\pi R^2}{2} \frac{1 + \frac{m_2^2}{m_1^2} \cos 2\theta_L}{\sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_1^2} \sin^2 \theta_L}} 2 \sin \theta_L d\theta_L$$

gdzie m_1 — masa cząstek bombardujących, m_2 — masa atomów tarczy. W układzie środka mas formuły (9) znacznie się upraszczają i całkowity przekrój czynny równa się powierzchni przekroju kuli $\sigma_c = \pi R^2$. Rozproszenie jest dokładnie izotropowe.

Everhart [11] przy użyciu maszyny elektronowej obliczył różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie jonów o energii $10 \div 100$ keV na tarczach gazowych w obszarze $0,1 < \frac{b}{a} < 10$ (potencjał Bohra) i wykazał zgodność danych teoretycznych i doświadczalnych dla tych energii. Jednakże przy dużych kątach rozproszenia ($> 50^\circ$) zgodność ta zostaje naruszona i przy kącie $\sim 70^\circ$

występuje już bardzo znaczna rozbieżność. W tym wypadku, tj. dla silnie przenikających wzajemnie powłok elektronowych, bardziej słuszne jest stosowanie potencjału Firsowa [12] obliczonego w oparciu o statystyczny model Thomasa-Fermiego. Zgodnie z [13] przy $r < 10^{-8}$ cm:

$$V_F(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} X\left(\Psi(Z_1, Z_2), \frac{r}{a}\right), \quad (10)$$

gdzie $X(x)$ funkcja ekranowania według modelu Thomasa-Fermiego, Z_1, Z_2 — liczby atomowe zderzających się cząstek, r — odległość między ich jądrami, $a = (9\pi/128 \hbar^2/m_e^2 = 4,7 \cdot 10^{-9}$ cm, $\Psi(Z_1, Z_2) = (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}$.

Potencjał jest sumą oddziaływań jąder zderzających się cząstek oraz zmian energii obłoków elektronowych przy zbliżeniu i wzajemnym przeniknięciu. Jest on określony dla dowolnej zderzającej się pary cząstek, ponieważ oddziaływanie zewnętrznej powłoki elektronowej jest we wszystkich wypadkach jednokowe. Również jonizacja jednej z cząstek przed zderzeniem nie posiada istotnego znaczenia. W przedziale energii 1 ÷ 30 keV odpowiedni różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie w układzie L (potencjał Firsowa) będzie miał następującą postać:

$$\sigma(\Theta_L) = \frac{13,68\pi^2 a_0^2 Z_1 Z_2 (m_1 + m_2)}{m_2 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3} E_0} \cdot \frac{\pi - \vartheta}{(2\pi - \vartheta)^2 \vartheta^2 \sin \vartheta};$$

$$\vartheta = \Theta_L + \arcsin \frac{\sin \Theta_L}{\mu}, \quad (11)$$

gdzie Θ_L — kąt rozproszenia w układzie L , ϑ — kąt rozproszenia w układzie środka mas, E_0 — energia początkowa jonu, $\mu = \frac{m_2}{m_1}$ — stosunek masy atomu tarczy (m_2) do masy jonu (m_1).

Odpowiadający kątowi Θ_L parametr zderzenia $p(E_0, \Theta_L)$ równy jest:

$$p(E_0, \Theta_L) = \frac{a_0 (13,68 Z_1 Z_2)^{1/2} (m_1 + m_2)^{1/2}}{m_2^{1/2} (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{1/3} E_0^{1/2}} \cdot \frac{\pi - \vartheta}{[(2\pi - \vartheta)\vartheta]^{1/2}}. \quad (12)$$

Energia $E(E_0, \Theta_2)$ jaką zatrzyma jon po jednokrotnym sprężystym rozproszeniu pod kątem Θ_L :

$$E_1'(E_0, \Theta_L) = \frac{E_0}{(1 + \mu)^2} (\cos \Theta_L \pm \sqrt{\mu^2 - \sin^2 \Theta_L})^2 = \frac{E_0}{(1 + \mu)^2} \cdot F^2(\mu, \Theta_2). \quad (13)$$

Maksymalna energia $E_m(E_0)$ przekazana atomom tarczy w procesie zderzenia określona jest wyrażeniem:

$$E_m(E_0) = \left[\frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \right] E_0. \quad (14)$$

Energia uzyskana przez atom tarczy zależy od kąta rozproszenia Θ_L następująco:

$$E_1''(E_0, \Theta_L) = E_m \cos^2 \Theta_L. \quad (15)$$

Zarówno E'_1 , jak i E'_2 są obliczone zasadniczo tylko z ogólnych zasad zachowania energii i pędu i nie zależą od rodzaju potencjału. Należy jednak pamiętać, że cząstka może być rozproszona pod danym kątem Θ_L również w rezultacie dwóch kolejnych zderzeń z dwoma atomami tarczy (o ustalonym położeniu) i w tym wypadku energia cząstki rozproszonej dwukrotnie:

$$E'_2(E_0, \Theta_L, \Theta_{L1}) = \frac{E_0}{(1+\mu)^4} F^2(\Theta_{L1}) F^2(\Theta_{L2}) \quad (16)$$

zależy od rodzaju potencjału [14], ponieważ wielkości kątów Θ_{L1} , Θ_{L2} są określone równaniem zawierającym parametr p (rozproszenie jednokrotne i dwukrotne odbywa się w tej samej płaszczyźnie):

$$\sin(\psi - \Theta_{L1}) = \frac{p_1(E_0, \Theta_{L1}) - p_2(E'(\Theta_{L1}), \Theta_{L2})}{d}; \quad \Theta_{1L} + \Theta_{2L} = \Theta_L, \quad (17)$$

gdzie ψ — kąt pomiędzy początkowym kierunkiem ruchu jonu i linią łączącą środki atomów (kąt padania), d — odległość między atomami.

Charakter oraz istotę rozproszenia można wyjaśnić badając energetyczny i katowy skład jonów rozproszonych oraz całkowity współczynnik odbicia [15]. Z tego też względu należy te zagadnienia rozpatrzyć bliżej.

2.2.1. Rozkład energetyczny jonów odbitych.

Zderzenia jednokrotne i wielokrotne

Najbardziej prawdopodobne odbicie padającego jonu pod kątem Θ_L jest rezultatem tylko jednego zderzenia z atomem tarczy. Zderzenia wielokrotne prowadzące również do odbicia pod kątem Θ_L są mniej prawdopodobne, chociaż, jak będzie widoczne dalej, wpływ uporządkowanej budowy tarczy może to prawdopodobieństwo znacznie zwiększyć. Pojęcie „wiązka odbita“ zamiast „rozproszona“ jest bardziej ogólne, ponieważ określa wiązkę jonów uzyskaną w wyniku wielu procesów, a nie tylko w rezultacie czystego rozproszenia.

Prawdopodobieństwo wylotu jonu odbitego pod kątem Θ_L [16] na skutek jednokrotnego zderzenia można wyrazić następująco:

$$P_1(E'_1, \Theta_L) = \sigma(E_0, \Theta_L) C(\Theta_L, \psi, \beta) \lambda(E_0) N \quad (18)$$

gdzie $\sigma(E_0, \Theta_L)$ — różniczkowy przekrój czynny obliczony dla potencjału Firsowa (11), $C(\Theta_L, \psi, \beta)$ — czynnik zawierający zależność od kąta padania ψ i wylotu β oraz uwzględniający przezroczystość warstw atomów tarczy dla padającej i odbitej wiązki. Zgodnie z [17] natężenie zarówno padającej, jak i odbitej wiązki na głębokości x wewnątrz polikrystalicznej tarczy maleje eksponentalnie $\left(\exp \left\{ -\frac{x}{\lambda(E_0) \sin \psi} \right\} \right)$ dla padającej i $\left(\exp \left\{ -\frac{x}{\lambda(E'_1) \sin \beta} \right\} \right)$ dla wiązki odbitej; $\lambda(E_0)$ i $\lambda(E'_1)$ — są to odpowiednio długości drogi wiązki padającej i odbitej w materiale tarczy N — liczba atomów w 1 cm^3 ciała stałego.

Konieczność wprowadzenia parametru $C(\Theta_L, \psi, \beta)$ stanowi zasadniczą różnicę w interpretacji rozproszenia na tarczach gazowych i na powierzchni ciała stałego, które z tego względu bardziej celowe jest nazywać odbiciem. W rozkładzie energetycznym wiązki odbitej przy $E = E'_1(E_0, \Theta_L)$ powinno wystąpić maksimum, którego wielkość jest określona wzorem (18) [16]. Wyjątek stanowi przypadek $m_1 > m_2$, kiedy to (por. (13)) w układzie L istnieje kąt graniczny Θ_{gr} , wyżej którego rozproszenie jednokrotne jest niemożliwe

$$\Theta_{gr} = \arcsin \mu. \quad (19)$$

Dla kątów $\Theta_L < \Theta_{gr}$ w rozkładzie energetycznym powinny wystąpić dwa maksima odpowiadające dwom znakom we wzorze (13). Ich natężenia są proporcjonalne do $\sigma(\vartheta_1)$ i $\sigma(\vartheta_2)$, gdzie ϑ_1 i ϑ_2 są kątami odpowiadającymi obydwu znakom w wyrażeniu:

$$\cos \vartheta_1, \vartheta_2 = -\frac{1}{\mu} (\sin^2 \Theta \pm \cos \Theta \sqrt{\mu^2 - \sin^2 \Theta}). \quad (20)$$

Przy $\Theta \rightarrow \Theta_{gr}$ maksima zблиżają się do siebie. Pomiar natężeń tych pików powinien określić głębokość wyjścia jonów z ciała stałego.

Istnieje też ograniczenie na kąt padania ψ_{gr} , niżej którego rozproszenie jest niemożliwe ze względu na przesłonięcie atomu uczestniczącego w zderzeniu sąsiednimi atomami tarczy.

Duża gęstość ciała stałego w porównaniu z gazem powoduje, że większość jonów ulega nie jednokrotnym, a wielokrotnym zderzeniom. W wypadku rozproszenia na tarczach gazowych odpowiednim dobraniem ciśnienia gazu można prawie całkowicie wyeliminować zderzenia wielokrotne. Dla ciała stałego jest to oczywiście niemożliwe i dlatego dla pełnego obrazu procesu odbicia należy ocenić również rolę zderzeń wielokrotnych. Wpływ tych zderzeń spowoduje, że w rozkładzie energetycznym zamiast wąskiej linii odpowiadającej jednokrotnemu zderzeniu otrzymamy silnie od dołu rozmyte maksimum leżące również w obszarze energii $E > E'_1(E_0, \Theta_L)$. Jest to szczególnie interesujący fakt i po raz pierwszy zaobserwowany był w pracy [18]. Dla ułatwienia dalszej interpretacji widm energetycznych jonów odbitych będziemy, jako obszar wysokoenergetyczny uważać część widma, dla którego $E > E'_1(E_0, \Theta_L)$ i niskoenergetyczny dla $E < E'_1(E_0, \Theta_L)$. Występowanie wysokoenergetycznej części widma można wyjaśnić, jeśli uwzględnić, że suma strat energii przy dwukrotnym sprężystym zderzeniu z odchyleniem pod małymi kątami Θ_{1L} i Θ_{2L} (a zgodnie z formułą Rutherforda właśnie rozproszenie pod małymi kątami jest najbardziej prawdopodobne) może okazać się mniejsza od straty energii przy jednokrotnym zderzeniu z odchyleniem o kąt $\Theta_L = \Theta_{1L} + \Theta_{2L}$.

Prawdopodobieństwo rozproszenia jonu o energii $E'_2(E_0, \Theta_L)$ pod kątem Θ_L w rezultacie dwukrotnego zderzenia równe jest [16]:

$$P_2(E, \Theta_L) = \sum \sigma(E_0, \Theta_{1L}) \sigma(E'_1, \Theta_{2L}) C(\Theta_{1L}, \psi, \Theta_{1L} - \psi) C(\Theta_{2L}, \psi - \Theta_{1L}, \beta) \times \\ \times \lambda(E_0) \lambda(E'_1) N^2. \quad (21)$$

Sumowanie odbywa się po powierzchniach stożkowych równych energii $E_2(E_0, \Theta_L) = \kappa^2 E_0$. Kąty Θ_{1L} i Θ_{2L} związane są ze sobą następującym wyrażeniem:

$$\cos \Theta_{2L} = \cos \Theta_{1L} \cos \Theta_L + \sin \Theta_{1L} \sin \Theta_L \cos \varphi_1, \quad (22)$$

gdzie w ogólnym wypadku φ_1 — kąt azymutalny wynikający z tego, że wiązka padająca i dwukrotnie rozproszona niekoniecznie muszą leżeć w jednej płaszczyźnie. Dla danego Θ_L para kątów Θ_{1L} i φ_1 określa wielkość energii E .

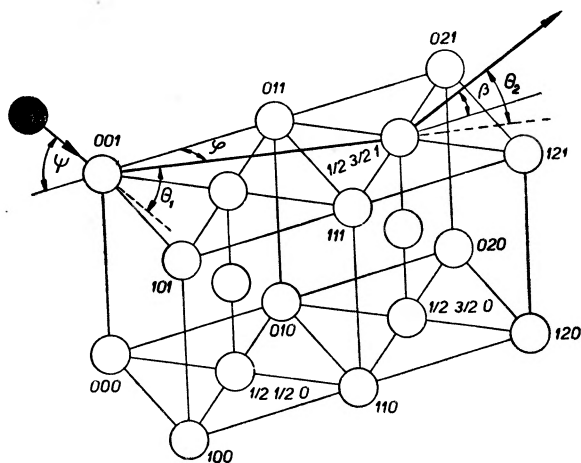
Dla zderzeń wielokrotnych dających końcowe wartości energii $E = E_i(E_0, \Theta_L)$ mamy:

$$P(E, \Theta) = \sum P_i(E_i, \Theta), \quad (23)$$

gdzie sumowanie prowadzi się również po wszystkich możliwych kombinacjach kątów przejściowych, dających w rezultacie Θ_L . W ciałach polikrystalicznych wszystkie przejściowe rozproszenia są realizowane z jednakowym prawdopodobieństwem i sumowanie można zamienić całkowaniem, co w rezultacie powinno dać płynny rozkład energetyczny [20].

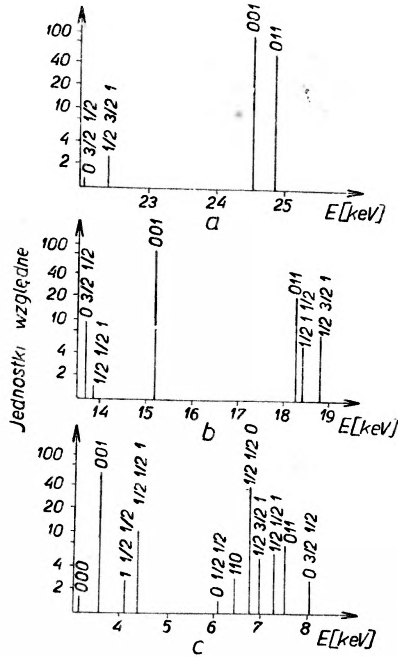
Zupełnie inaczej wygląda widmo energetyczne jonów odbitych od powierzchni ciała stałego o budowie krystalicznej. Tutaj kąty przejściowe Θ_{1L} i φ_1 mogą przyjąć tylko określone dyskretne wartości. Obserwowane w tym przypadku widmo energetyczne posiada strukturę subtelną, która dzięki dużej zdolności rozdzielczej analizatora użytego w pracy [19] została stwierdzona doświadczalnie i znajduje się w dużej zgodności z obliczeniami teoretycznymi.

Przykładowo można przytoczyć prace Parilisa [21], gdzie obliczona jest struktura widma energetycznego jonów Ar^+ o energii 30 keV odbitych od płaszczyzny {001} monokryształu miedzi w wyniku jednokrotnych i dwukrotnych



Rys. 1. Schemat odbicia jonu od powierzchni {001}. Pominięto atomy na ścianach bocznych (Parilis [21])

zderzeń. Wiązka jonów pada na powierzchnię $\{001\}$ pod kątem ψ równoległe do płaszczyzny $\{100\}$ (rys. 1). W tej samej płaszczyźnie rejestrowana jest wiązka odbita pod kątem β do powierzchni $\{001\}$. Przy jednokrotnym zderzeniu jon Ar^+ jest rozproszony pod kątem $\Theta_L = \varphi + \beta$, natomiast przy dwukrotnym rozproszeniu pierwsze zderzenie kieruje jon w stronę jednego z atomów siatki i jest określone kątem rozproszenia Θ_{1L} oraz kątem azymutalnym φ , drugie rozproszenie pod kątem Θ_{2L} określonym z wzoru (22). Widmo energetyczne dla wyżej wspomnianego wypadku przedstawia rys. 2. Na osi Y oznaczone jest w pół-



Rys. 2. Widmo energetyczne jonów argonu o energii $E_0 = 25$ keV odbitych od powierzchni $\{001\}$ monokryształu miedzi: a) $\psi = 4^\circ$, $\beta = 6^\circ$, b) $\psi = 10^\circ$, $\beta = 40^\circ$, c) $\psi = 70^\circ$, $\beta = 40^\circ$ (Parilis [21])

logarytmicznej skali prawdopodobieństwo rozproszenia, na osi X — energia. Indeksy przy poszczególnych liniach oznaczają atom, z którym nastąpiło ostatnie zderzenie. Ruch jonu między pierwszym i drugim zderzeniem odbywa się wzdłuż otwartych kanałów w siatce, bez rozproszenia. Przy określaniu takich kanałów rozmiary atomów siatki wzięto jako równe całkowitemu przekrojowi czynnemu na elastyczne rozproszenie $\sigma_{\text{całk.}}(E)$. Prawdopodobnie na skutek istnienia skończonej apertury katodowej analizatora, a także odbicia od głębiej położonych warstw atomów, eksperymentalny obraz widma energetycznego jonów odbitych powinien być bogatszy w porównaniu z przedstawionym na rys. 2. Jednakże w eksperymencie na przeszkodzie temu stoją

defekty siatki, powierzchniowe zanieczyszczenia oraz drgania cieplne atomów tarczy.

Bombardowanie złożonych związków o budowie uporządkowanej powinno doprowadzić do rozszczepienia głównych pików, podobnie jak to ma miejsce, gdy materiał tarczy składa się z kilku izotopów [22]. Zagadnienie to zostanie jaśniej naświetlone przy omawianiu wyników doświadczalnych (por. cz. II).

Szerokość połówkowa linii w rozkładzie energetycznym związana jest z drganiami cieplnymi atomów siatki, uczestniczących w zderzeniu. Jeśli drgania odbywają się w płaszczyźnie prostopadłej do linii łączącej środki atomów, to szerokość połówkowa może być wyrażona następująco:

$$\Delta E'_2(\Theta_{1L}, \Theta_{2L}) = \frac{4E'_2}{d} \sqrt{\frac{\ln 4}{\gamma}} \left| \frac{d}{d\Theta_{1L}} \ln F(\Theta_{1L}) - \frac{d}{d\Theta_{2L}} \ln F(\Theta_{2L}) \right|, \quad (24)$$

gdzie γ — parametr rozkładu Gaussa drgań izotropowych w węźle siatki — zgodnie z [23] $1/\gamma \approx 0,01 a^2(T/T_m)$; T — temperatura absolutna, T_m — temperatura topnienia, a — odległość między najbliższymi atomami w siatce.

Dzięki różnicy pochodnych w wyrażeniu (24) najbardziej wąskie piki powinniśmy otrzymać w wypadku, gdy kąty Θ_{1L} i Θ_{2L} są w przybliżeniu sobie równe. Szerokość połówkowa linii zależy również od defektów struktury krystalicznej ciała użytego w charakterze tarczy.

Drgania cieplne atomów w kierunku równoległym do linii łączącej dwa atomy zwiększają natężenie wiązki rozproszonej dwukrotnie o wielkość:

$$\Delta P_2 = P_2 \frac{3}{\gamma d^2} \approx 0,03 \frac{a^2}{d^2} \frac{T}{T_m}. \quad (25)$$

W temperaturach pokojowych jest ona nieznaczna i wynosi $1 \div 2\%$. Z pracy [24] wynika że, podniesienie temperatury tarczy, którą w tym wypadku jest monokryształ niklu, może całkowicie zamknąć niektóre kanały w siatce i wyraźnie zmniejszyć ilość jonów rozproszonych dwukrotnie.

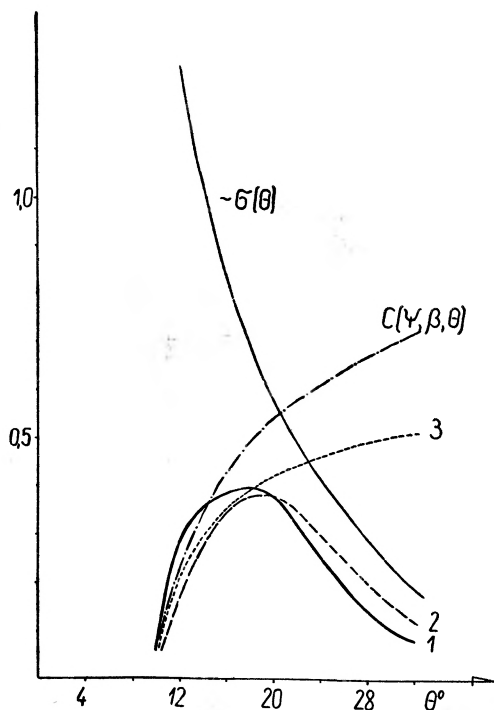
[2.2.2. Rozkład kątowy

Zasadniczo zależność natężenia wiązki odbitej od kąta Θ_L może być określona z wzoru:

$$P(\Theta_L, \psi) = \int P(E, \Theta_L, \psi) dE. \quad (26)$$

W rzeczywistości, co potwierdzają prace eksperymentalne [25], [26], [20], otrzymamy zależność opadającą monotonicznie nie tylko w stronę dużych kątów, ale i małych również. Wpływają na to następujące czynniki:

1. Bruzdowatość powierzchni rozpraszającej. Wyraża się ona wprowadzeniem do wyrażenia $P(\Theta_L, \psi)$ pewnego czynnika $f(\psi, \beta)$, uzależnionego od pro-



Rys. 3. Rozkład kątowy jonów Ar^+ , odbitych od powierzchni polikrystalicznej miedzi, $\psi = 10^\circ$, $E_0 = 25 \text{ keV}$. 1 — teoria $P_1(E_0, \Theta_L)$, 2 — krzywa doświadczalna z pracy [25], 3 — rozkład dla potencjału twardych kul

filu bruzdy. W najprostszym przypadku powierzchnię ciała stałego w przekroju poprzecznym można sobie wyobrazić jako ciąg powtarzających się periodycznie prostokątnych zębów, o następujących wymiarach: a — szerokość, h — wysokość, c — odległość między kolejnymi zębami. Wtedy czynnik $f(\psi, \beta)$ może przybrać następującą postać

$$f(\psi, \beta) = \frac{a}{a+c} + \begin{cases} \frac{c-h(\text{ctg}\psi + \text{ctg}\beta)}{a+c} & \text{dla } \text{ctg}\psi + \text{ctg}\beta < \frac{c}{h} \\ 0 & \text{dla } \text{ctg}\psi + \text{ctg}\beta \geq \frac{c}{h} \end{cases} \quad (27)$$

$f(\psi, \beta)$ zmienia się w granicach od $\frac{a}{a+c}$ do 1 dla kątów $\Theta_L < \psi$, $\beta < \frac{\pi}{2}$. Rzeczywisty profil jest oczywiście znacznie bardziej złożony i tym samym trudny do teoretycznego obliczenia.

2. Przy małych kątach droga przebyta przez cząstkę w powierzchniowych warstwach tarczy wzrasta i nawet przy idealnie gładkiej powierzchni czynnik $C(\Theta_L, \psi, \beta)$ w wyrażeniu (18) zmierza do zera przy $\beta \rightarrow 0$.

3. W przypadku monokryształów dodatkowym czynnikiem będzie ekranujące działanie ze strony atomów leżących w łańcuchu równoległym do kierunku

rozchodzenia się wiązki odbitej. Atomy te będą powodować obowiązkowo dodatkowe rozproszenie pod kątem Θ_{2L} odpowiadającym parametrowi p_2

$$p_2(E'_1(\Theta_{1L}), \Theta_{2L}) = p_1(E_0, \Theta_{1L}) + d \sin(\Theta_{1L} - \psi), \quad (28)$$

w wyniku czego kąt wylotu $\beta = \Theta_{1L} + \Theta_{2L}$ nie tylko nie zdąża do zera przy $\Theta_{1L} \rightarrow \varphi$, a wręcz przeciwnie, poczynając od pewnego β_{\min} zaczyna wzrastać.

Effekt opisany w podpunkcie trzecim w mniejszym stopniu występuje dla polikrystalicznych powierzchni, chociaż i tutaj możliwe jest występowanie kierunków gęstego upakowania atomów. Rozproszenie na leżących w przodzie atomach prowadzi do zmniejszenia intensywności wiązki odbitej w przedziale kątów $\beta \geq \beta_{\min}$, czym można objaśnić opadającą część krzywej w rozkładzie kątowym w obszarze małych kątów (rys. 3).

Istotny wpływ na rozkład kątowy jonów odbitych posiada także kąt padania ψ wchodzący w czynnik $C(\Theta_L, \psi, \beta)$. Przy $\psi \rightarrow 0$ następuje wyraźne zmniejszenie natężenia wiązki odbitej (por. pracę [18]), co można wytłumaczyć następująco:

- 1) na skutek ograniczenia ilości jonów odchylonych o duże kąty,
- 2) na skutek ekranującego działania atomów powierzchniowych.

Rozważmy punkt 1 i 2 dokładniej. Przy ciągłym zmniejszaniu kąta ψ atomy powierzchniowe znajdują się w coraz większym cieniu rzucanym przez atomy sąsiednie i rozproszenie w stronę tarczy staje się niemożliwe. Udział zderzeń wielokrotnych ulega wyraźnemu zmniejszeniu (praca [18]). Przy dalszym zmniejszaniu kąta ψ również odbicie pod dużymi kątami staje się niemożliwe i przy pewnym Θ_{\max} gwałtownie się urywa. Θ_{\max} określone jest równaniem:

$$p_2(E'_1(\Theta_{1L}), \Theta_{\max}) = (R - d \sin \psi) \cos \psi, \quad (29)$$

gdzie $R = 2,2 \left(\frac{db^2}{\mu + 1} \right)^{1/3}$ — jest wzięty z pracy [27] promieniem obszaru zacienionego w odległości d od atomu. Θ_{1L} — odpowiadający R kąt rozproszenia określony parametrem:

$$p_1(E_0, \Theta_{1L}) = \left(\frac{\pi d^2 \cos \psi b^2}{1 + \mu} \right)^{1/3}, \quad (30)$$

gdzie b — odległość największego zbliżenia przy zderzeniu centralnym.

W ten sposób kąt wylotu wiązki odbitej ograniczony jest od góry kątem $\beta = \Theta_{\max} - \psi$, a od dołu $\beta = \beta_{\min}$. Przy ψ malejącym wiązka ulega zwięźeniu i odbicie podobne jest do „lustrzanego“, obserwowanego w większości prac eksperymentalnych [28]. Podobnie jak dla warstw powierzchniowych, istnienie pewnego minimalnego kąta rozproszenia oraz kąta Θ_{\max} zaznacza się również dla głębiej położonych warstw atomów. Praktycznie zacienianie tych warstw przez wyżej położone atomy jest tak silne, że wspomniane efekty spowodowane są prawie do zera, szczególnie jeśli tarczą jest monokryształ, a kierunek wylotu zbliża się do kąta α , od linii gęsto upakowanych atomów. Równanie dla α jest analogiczne do (29) i (30).

2.2.3. Całkowity współczynnik odbicia

Całkowity współczynnik odbicia można obliczyć wprowadzając pewne ograniczenia, a mianowicie:

1) uwzględniamy tylko wysokoenergetyczną część widma (jednokrotne, dwukrotne, n -krotne zderzenia).

2) pomijamy dyfuzję.

Przy tych założeniach — całkując funkcję rozkładu kąтового — otrzymamy współczynnik całkowitego odbicia:

$$P_c(E_0, \psi) = 2\pi \int_0^\pi P(E_0, \Theta_L, \psi) \sin \Theta_L d\Theta_L. \quad (31)$$

Całkujemy od 0 do π , ponieważ $C(\Theta_L, \psi, \beta) = 0$ przy $\beta \leq 0$.

Najbardziej interesująca jest niewątpliwie zależność energetyczna $P_c(E_0, \psi)$, zależna z kolei od rodzaju użytego potencjału. Dla potencjału twardych kul P_c od energii nie zależy, również dla potencjału Bohra, jak widać z prac Roosa [29] obserwuje się słabą zależność, ale być może jest to wynikiem zastosowania przybliżenia Borna i kilku innych uproszczeń. Z (11), (12), (23) wynika, że zależność $P_c(E_0)$ można przedstawić w następującej postaci:

$$P_c(E_0) = P_{c1} + P_{c2} + P_{c3} + \dots + P_{cn}, \quad (32)$$

gdzie $P_{cn}(E_0)$ — całkowity współczynnik odbicia w wyniku n -krotnego zderzenia ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Oczywiście

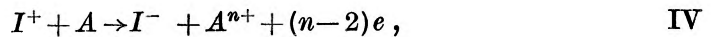
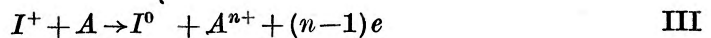
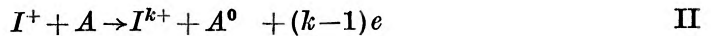
$$P_{c1}(E_0, \psi) = 2\pi \int_0^\pi P_1(E_0, \Theta_L) \sin \Theta_L d\Theta_L. \quad (33)$$

Ponieważ każdy następny człon w wyrażeniu (32) jest mniejszy od poprzedniego w przybliżeniu o rząd wielkości, funkcję $P_c(E_0)$ można zasadniczo określić pierwszym przybliżeniem proporcjonalnym do mierzonego I/E_0 . Gdy jednokrotne rozproszenie jest niemożliwe ($m_1 > m_2$), $P_c(E_0)$ określa się następującymi członami w wyrażeniu (32).

2.3. Straty nieelastyczne energii przy rozproszeniu jonów średnich energii

Analiza widm energetycznych i rozkładu kąтового jonów odbitych, oprócz wyrażenia na energię potencjalną oddziaływania, daje możliwość ocenić straty nieelastyczne energii w procesie rozproszenia. Jak już było powiedziane, w obszarze średnich energii udział procesów nieelastycznych jest pomijany. Mimo że ze wzrostem energii jonów pierwotnych i ze wzrostem kąta rozproszenia rola nieelastycznych zderzeń (w tej liczbie tzw. rozproszenie z „odarciem“

jonów bombardujących) również wzrasta, to jednak straty nieelastyczne energii w porównaniu z energią kinetyczną ruchu względnego cząstek są nadal bardzo małe. Stwarza to poważne trudności dla doświadczalnej rejestracji tych efektów i wymaga użycia analizatorów o dużej zdolności rozdzielczej. Zderzenie jonu (I^+) z atomami tarczy (A) może doprowadzić do wzbudzenia lub jonizacji obu partnerów zderzenia, przy czym możliwe są następujące procesy:



gdzie n i k określają stan ładunków elektrycznych po zderzeniu. Proces I można nazywać „czystą“ jonizacją. Procesy grupy II związane z wyrwaniem jednego lub wielu elektronów z powłoki bombardującego jonu otrzymały nazwę procesów „odarcia“ [20]. Wreszcie III i IV proces jonizacji z pochwytem jednego lub kilku elektronów. W wyniku tych procesów powstają zarówno jony ujemne, jak neutralne atomy. Zasadniczo nie istnieje teoria wielokrotnej jonizacji przy zderzeniach w obszarze średnich energii, w związku z tym i ocena strat energii $\xi(E_0, \Theta_L)$ na wyżej wspomniane procesy może być jedynie orientacyjna. Oczywiście próby w kierunku stworzenia określonego modelu jonizacji wielokrotnej były czynione i na uwagę zasługuje przede wszystkim model quasi-molekuły Russeka [30] i model Firsowa [31]. (Quasi-molekuła jest to twór powstały w momencie maksymalnego wzajemnego przeniknięcia powłok elektronowych zderzających się cząstek).

Zgodnie z [30], zderzenie rozpatruje się jako proces dwustopniowy. W pierwszym etapie część energii kinetycznej ruchu względnego cząstek, na skutek swobodnego rodzaju „tarcia“ przy wzajemnym przenikaniu powłok elektronowych, przechodzi w energię wzbudzenia. W drugim etapie, energia ta analogicznie jak energia „nagrzewania“ zostaje statystycznie rozdzielona pomiędzy elektronami powłok, powodując z kolei „wyparowanie“ któregoś z nich. Prawdopodobieństwo powstania różnych stanów naładowania zderzających się cząstek jest funkcją parametru zderzenia. Niestety, jak podkreśla sam autor, w teorii tej niektóre parametry były wybrane dowolnie dla lepszej zgodności z danymi doświadczalnymi Everharta [11] dla $Ar^+ \rightarrow Ar$ i nie wiadomo czy przy innych Z_1 i Z_2 można uzyskać równie zadowalające wyniki.

Teoria Firsowa [31] daje możliwość obliczania przekroju czynnego na jonizację różnych typów bez wprowadzania dowolnych parametrów. Tutaj również wprowadza się pojęcie quasi-molekuły, ale z określonymi poziomami, które z założenia są jednak na tyle blisko siebie położone, że nawet przy niskich energiach w procesie zderzenia nie są spełnione warunki adiabatyżności. Część energii kinetycznej przechodzi w energię wzbudzenia na skutek przenoszenia pędów przez elektrony od jednej cząstki do drugiej w obszarze wzajemnego

przenikania. Wielkość tej energii zależy od parametru zderzenia i określa prawdopodobieństwo jonizacji. Przekrój czynny na jonizację wyraża się następująco:

$$\sigma_j = \sigma_z \left[\left(\frac{v}{v_z} \right)^{1/5} - 1 \right]^2 \quad (34)$$

i jak widać jest funkcją względnej prędkości zderzających się cząstek. Dla σ_z i v_z mamy:

$$\sigma_z = \frac{32,7}{(Z_1 + Z_2)^{2/3}} \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2; \quad v_z = \frac{23,3 E_i}{(Z_1 + Z_2)^{2/3}} \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}, \quad (35)$$

gdzie Z_1 — ładunek jonu, Z_2 — ładunek jądra atomu (tarczy), E_i — pierwszy potencjał jonizacji atomu.

Straty energii na procesy nieelastyczne można obliczyć orientacyjnie ze wzoru Firsowa [31]:

$$\varepsilon(E_0, \theta_L) = \frac{(Z_1 + Z_2)^{5/3} \cdot 4,3 \cdot 10^{-8} v_0}{[1 + 3,1(Z_1 + Z_2)^{1/3} \cdot 10^7 r_0(\theta_L)]^5}, \quad (36)$$

gdzie $r_0(\theta_L)$ — odległość największego zbliżenia, odpowiadająca rozproszeniu pod kątem θ_L , v_0 — prędkość bombardującego jonu.

Jest to na razie jedyne ogólne wyrażenie, według którego można obliczyć straty energii przy braku danych eksperymentalnych. Straty energii przypadające na jeden jon (zgodnie z [32]) będą odpowiednio równe:

$$\varepsilon_1(E_0, \theta_L) = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \varepsilon(E_0, \theta_L). \quad (37)$$

W wypadku bombardowania jonami ciał stałych dodatkową trudność stanowi fakt, że ruchowi jonu w pobliżu powierzchni tarczy towarzyszy rezonansowa neutralizacja oraz neutralizacja Augera, procesy również trudne do obliczenia [38].

2.4. Wtórna emisja jonowo-jonowa

Jakkolwiek temat niniejszego artykułu obejmuje zasadniczo tylko procesy związane z rozproszeniem, to jednak ze względu na trudność wydzielenia w wiązce odbitej jonów wtórnych, procesy rozproszenia i emisji wtórnej należy rozpatrywać jednocześnie. Jeśli analizować widmo energetyczne jonów, to szczególnie bogata okazuje się część niskoenergetyczna widma. Pochodzenie jej wiąże się przede wszystkim z wtórną, jednokrotną lub sztafetową emisją jonową, rozproszeniem wielokrotnym jonów pierwotnych oraz tzw. rozproszeniem „miękkim“. W związku z tym, celowe wydaje się wprowadzenie współczynnika odbicia (P) [15] oraz niezależnie, współczynnika emisji wtórnej (R). Niestety, przez wielu autorów, właśnie na skutek trudności w identyfikacji jonów, pojęcia te są utożsamiane (szczególnie w pracach, gdzie do rejestracji jonów stosowano jedynie metody kolektorowe). Wiadomo, że jeśli w wyniku zderze-

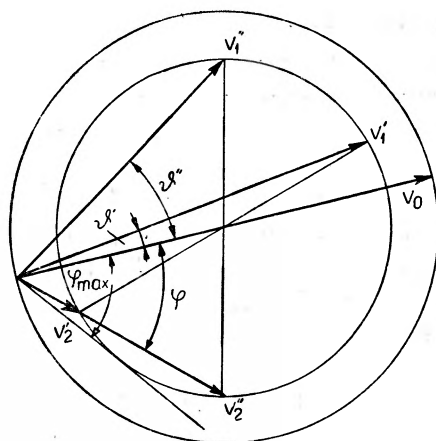
nia atomy tarczy otrzymają energię większą od pracy wyjścia, to mogą ją opuścić w postaci jonów (wtórna emisja jonowa) lub atomów (rozpylenie katodowe). Tu również możliwe są jednokrotne albo wielokrotne zderzenia wylatującej cząstki z atomami tarczy lub atomami zanieczyszczeń powierzchniowych. Ilość zderzeń zależna jest od Θ_L , μ , Z_1 , Z_2 i E_0 . Energia, jaką uzyska atom tarczy w procesie zderzenia, określona jest formułami (14) i (15). Jeśli atom zostanie odrzucony w stronę tarczy, to ulegnie wielokrotnym zderzeniom, powodując powstanie całego obszaru aktywnych atomów. Z kolei jeśli energia uzyskana przez atomy uczestniczące w sztafecie zderzeń przekracza pracę wyjścia, to od dołu widmo energetyczne ograniczone jest lokalnym maksimum leżącym właśnie w obszarze energii równej pracy wyjścia. Ponieważ praca wyjścia atomów powierzchniowych oraz atomów głębiej położonych, a także atomów różnego rodzaju zanieczyszczeń jest niejednakowa, w rzeczywistości lokalne maksimum jest rozmyte, a czasem zupełnie niemożliwe do rejestracji (źle oczyszczona powierzchnia rozprasająca). Energię, którą otrzyma cząstka n w wyniku sztafetowego przekazywania energii można wyrazić następująco [33]:

$$(E'_1)_n = E_0 K_{12} \cos^2 \Theta_{12} \cdot K_{23} \cos^2 \Theta_{23} \dots K_{n, n+1} \cos^2 \Theta_{n, n+1}, \quad (38)$$

gdzie $K_{n, n+1} = \frac{4m_n m_{n+1}}{(m_n + m_{n+1})^2}$; $\Theta_{n, n+1}$ — kąt między wektorami prędkości atomów o masie m_n przed zderzeniem i masą m_{n+1} po zderzeniu. Oczywiście (38) jest do przyjęcia, o ile zaniedbać odległość między atomami m_n i m_{n+1} przed zderzeniem (jest to możliwe, ponieważ odległość ta jest znacznie mniejsza od odległości pomiędzy tarczą i analizatorem). Dokładnie te procesy tłumaczy teoria rozpylenia katodowego, które dzięki pracom Wehnera [34], Vineyarda [35] oraz Thomsona i Nelsona [36] przekształciły się w samodzielną dziedzinę fizyki zderzeń atomowych.

Powstanie niskoenergetycznych jonów wtórnych w wyniku tylko jednego zderzenia jest możliwe na skutek wyżej wspomnianego rozproszenia „miękiego“, mającego miejsce przy zderzeniach nieelastycznych. Jak wiadomo, w tym wypadku istnieje w układzie L pewna niejednoznaczność, analogiczna do niejednoznaczności występującej przy rozproszeniu jonu pierwotnego o masie m_1 większej od m_2 masy atomu tarczy (por. wyrażenie (20)). Prawo zachowania energii oraz pędu wiąże nam osiem wielkości: m_1 , m_2 , v_0 , v_1 , v_2 , Θ , φ i ξ , gdzie

- m_1 — masa jonu,
- m_2 — masa atomu,
- v_0 — prędkość początkowa cząstki bombardującej (lub prędkość względna ruchu, jeśli druga cząstka, atom tarczy, do zderzenia jest w stanie spoczynku),
- v_1 i Θ — prędkość i kąt odchylenia pierwszej cząstki po zderzeniu,
- v_2 i φ — prędkość i kąt wylotu wtórnej cząstki,
- ξ — nieelastyczne straty energii.



Rys. 4. Wykres prędkości dla nieelastycznego zderzenia dwóch cząstek o tej samej masie

Na rys. 4 przedstawiony jest wykres prędkości cząstek przy zderzeniu nieelastycznym w przypadku, gdy $(m_1 = m_2)$. Dla tego typu zderzenia prędkość ruchu względnego v zmniejsza się i kąt wylotu cząstki wtórnej ograniczony jest pewnym kątem granicznym φ_{gr} :

$$\varphi_{gr} = \arccos \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_2} \cdot \frac{\varepsilon}{E_0}}. \quad (39)$$

Z rysunku wynika, że przy $\varphi < \varphi_{gr}$ jednej i tej samej wartości φ odpowiadają dwie wartości prędkości cząstki wtórnej v_2' i v_2'' , z których z kolei każda odpowiada określonej wielkości prędkości v_1' i v_1'' oraz kątowi odchylenia α' i α'' cząstki pierwotnej. Tak więc w rozkładzie kątowym jonów wtórnych, powstałych w wyniku jednokrotnych zderzeń nieelastycznych należy oczekiwać występowania dwóch różnych grup energetycznych. W miarę zmniejszania się kąta φ różnica w energiach tych grup oczywiście wzrasta.

Wyżej omówiona teoria w oparciu o prosty model jednokrotnych i wielokrotnych kolejnych binarnych zderzeń jest w stanie wyjaśnić wiele własności procesu bombardowania jonami średnich energii poli- i monokrystalicznych powierzchni oraz, jak to będzie widoczne w części eksperymentalnej, jest w dużej zgodności z nagromadzonym dotychczas materiałem doświadczalnym.

Scattering of Moderate Energy Ions on the Surface of a Solid

Abstract: The theory of scattering of moderate energy ions on the surface of a solid given in this article has been worked out by E. S. Parilis and presented at the VII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Beograd, August 1965. It has been shown that on the basis of a simple model, given by N. Bohr, of single and multiple collisions of unbound

particles and using the Firsov potential one can explain the scattering phenomena and in particular the existence of fine structure of the energy spectrum of ions scattered on polycrystalline surfaces. The theory is in good agreement with the results of experimental papers which will be discussed in the second part of the present article.

Literatura

- [1] H. S. Massey, E. H. Burhop, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Oxford 1952.
- [2] J. B. Hasted, *Physics of Atomic Collisions*, London 1964.
- [3] M. Kaminsky, *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces*, Berlin—New York 1965.
- [4] N. Bor, *Prochoźdzenie atomnych czastec czwieroz wieszcziestwo*, I. Ł. Moskwa 1962.
- [5] W. Żuk, *Postępy Fizyki*, **16**, 681 (1965).
- [6] E. N. Fuls, P. R. Jones, F. P. Ziemba, E. Everhart, *Phys. Rev.*, **107**, 704 (1957).
- [7] N. W. Fiedorienko, *Uspekhi Fiz. Nauk*, **68**, 481 (1959).
- [8] H. S. Massey, C. B. Mohr, *Proc. Roy. Soc., A* **141**, 434 (1933).
- [9] H. S. Massey, C. B. Mohr, *Proc. Roy. Soc., A* **144**, 188 (1934).
- [10] A. Abrahamson, R. Hatcher, G. Vineyard, *Phys. Rev.*, **121**, 159 (1961).
- [11] G. H. Lane, E. Everhart, *Phys. Rev.*, **120**, 2064 (1960).
- [12] O. B. Firsov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **32**, 696 (1957).
- [13] O. B. Firsov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 447 (1958).
- [14] E. S. Parilis, *VII Intern. Conf. on Phenomena in Ioniz. Gases*, Beograd, August 1965
- [15] H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* **96**, 336 (1954).
- [16] E. S. Parilis, N. Ju. Turajew, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **161**, 84 (1965).
- [17] A. I. Erofiejew, *Inżyniernyj Żurnal*, **4**, 36 (1964).
- [18] W. A. Mołczanow, W. Soszka, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **155**, 70 (1964).
- [19] E. S. Mashkova, V. A. Molchanov, E. S. Parilis, N. Yu. Turaev, *Phys. Letters*, **18**, Nr 1, 7 (1965).
- [20] E. S. Maszkowa, W. A. Mołczanow, W. Soszka, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **161**, 313 (1965).
- [21] E. S. Parilis, N. Ju. Turajew, *Dokl. Akad. Nauk USSR*, Nr **12**, 16 (1964).
- [22] S. Datz, C. Snoek, *Phys. Rev.*, **134**, 347 (1964).
- [23] G. Leibfried, *Handbuch der Physik*, **7**, 263 (1955).
- [24] V. A. Molchanov, V. Soshka, *Phys. Status Solidi*, (w druku).
- [25] E. S. Maszkowa, W. A. Mołczanow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **146**, 558 (1962).
- [26] J. M. Fluit, J. Kistemaker, C. Snoek, *Physica*, **30**, 870 (1964).
- [27] Ju. W. Martynienko, *Fiz. Twiordogo Tielu*, **6**, 2003 (1964); *ibid*, **6**, 3529 (1964).
- [28] M. A. Eriemiejew, M. W. Zubezanikow, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **12**, 9, 359 (1942).
- [29] O. von Roos, *Z. Phys.*, **147**, 184 (1957).
- [30] A. Russek, T. Thomas, *Phys. Rev.*, **109**, 2015 (1958).
- [31] O. B. Firsov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **36**, 1517 (1959).
- [32] Ł. G. Filippienko, *Zh. Tekh. Fiz.*, **32**, 356 (1962).
- [33] B. W. Panin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **42**, 313 (1962).
- [34] G. K. Wehner, *Phys. Rev.*, **112**, 1120 (1958).
- [35] Dż. Dins, Dż. Winijard, *Radiacionnyje efekty w twierdych tielach* I. Ł. Moskwa 1960.
- [36] R. S. Nelson, M. W. Thompson, *Proc. Roy. Soc., A* **259**, 458 (1961).
- [37] U. A. Arifow, A. H. Ajuchanow, A. A. Alijew, *I zw. Akad. Nauk. SSSR, Ser. fiz.* **26**, 1440 (1962).
- [38] V. A. Molchanov, V. Soshka, E. S. Mashkova, *VII Intern. Conf. on Phenomena in Ioniz. Gases*, p. 11, Beograd, August 1965.

Józef Szpilecki

Politechnika Śląska

Związki chemiczne gazów szlachetnych

1. Wstęp

W roku 1963 ukazała się książka [1], w której zebrano 68 prac, poświęconych badaniu własności związków chemicznych gazów szlachetnych, referowanych w kwietniu 1963 r. na sympozjum w Argońskim Narodowym Laboratorium w stanie Illinois. Są to przeważnie prace wykonane w tym laboratorium. Niektóre były wykonane w innych laboratoriach amerykańskich lub europejskich.

Pierwszym odkrytym przez G. G. Claassena i współpracowników w argońskim laboratorium w sierpniu 1962 r., był XeF_4 . Po nim odkryto inne związki, jak XeF_2 , XeF_6 , XeO_3 , XeOF_4 , niektóre fluorki kryptonu KrF_4 i radonu. Przez rozpuszczenie XeF_4 w zasadowych roztworach otrzymano $\text{Na}_2\text{XeO}_4 \cdot x \text{H}_2\text{O}$, pochodną kwasu H_2XeO_4 , przez rozpuszczenie XeF_6 w analogicznych roztworach Na_4XeO_6 pochodną kwasu H_4XeO_6 itd. Odkrycie było równie sensacyjne, jak przed około siedemdziesięciu laty odkrycie gazów szlachetnych.

Warto przypomnieć, jacy uczeni i na podstawie jakich badań zbudowali wiedzę o gazach szlachetnych. Odkrycie pierwszego z gazów szlachetnych argonu ($\alpha'\epsilon\rho\rho\nu$) zawdzięczamy fizykowi Lordowi Rayleighowi, który w roku 1882 rozpoczął pracę nad wyznaczeniem względnych gęstości gazów w celu sprawdzenia prawa Prousta i wykrył ten gaz jako domieszkę azotu atmosferycznego, oraz chemikowi Ramsayowi, który rozpoczął swe badania w roku 1893. Gdy było już pewne, że nowy gaz istnieje, poproszono o pomoc Crookesa i Schustera w celu dokonania badań spektroskopowych. Wspólna zgodność wyników tych uczonych była poważnym sukcesem. W celu zbadania własności nowo odkrytego ciała w niskich temperaturach poproszono o pomoc Olszewskiego z uniwersytetu krakowskiego.

Wyniki badań tych uczonych były referowane dnia 31 stycznia 1895 r. przed szerokim audytorium w londyńskim uniwersytecie, budząc szerokie zainteresowanie nie tylko uczonych, ale również i prasy.

Oparto się na następujących faktach:

Jednoatomowość gazu wynikała z wyznaczenia stosunku c_p/c_v metodą pomiaru prędkości głosu. Także wnioski, jakie wysnuł na podstawie swoich badań Olszewski, potwierdzały prostą strukturę argonu (temperatura wrzenia — 186,9°C, przy ciśnieniu 1 atmosfery, gęstość w tej temperaturze 1,5 g/cm³, temperatura krzepnięcia — 189,6°C, temperatura i ciśnienie krytyczne odpowiednio — 121°C i 50,6 atm).

Zreferowano próby otrzymania związków chemicznych z takimi ciałami, jak tlen, wodór, chlor, fosfor, siarka, bar, sól, soda kaustyczna, azotan potasu, woda królewska, woda bromowa, mieszanina nadmanganianu potasu i kwasu solnego, czerń platynowa i wiele innych. Lord Rayleigh, który zawsze ostrożnie formułował swoje wnioski, powiedział: *Nie twierdzimy, że wypróbowaliśmy wszystkie możliwe odczynniki, ale gaz zasługuje na nazwę „argon“, bo jest najbardziej obojętnym ciałem ... Byłoby ciekawe zbadać, czy nie reagowałby z fluorem, ale to doświadczenie na razie musi być odłożone z powodu trudności, jakie nastrecza praca z fluorem.*

Specjalnie ożywioną dyskusję wywołała jednoatomowość gazu. W tym czasie jedynym znanym gazem, który tworzył w temperaturze 800°C drobinę jednoatomową była rtęć. W dyskusji brało udział szereg uczonych, jak Armstrong, Rücker, Mendelejew, Fitzgerald, lord Kelwin, Stoney, Brauner i inni. Nawet odkrywca układu periodycznego nie mógł sobie poradzić z nowo odkrytym gazem i przyjmował, że jest to jakaś allotropowa odmiana azotu, prawdopodobnie N₃.

Jeżeli chodzi o związki chemiczne gazów szlachetnych, sławny chemik francuski, Berthelot zakomunikował w marcu 1895 r. o wykryciu reakcji z parami benzenu, ale Ramsay mimo długotrwałych prób nie potrafił potwierdzić tych wyników.

Z kolei zostały wykryte dalsze gazy szlachetne i do roku 1898 były już wszystkie znane.

W okresie prawie siedemdziesięcioletnim do roku 1962 było kilkakrotnie sygnalizowane wykrycie związków chemicznych gazów szlachetnych, wyniki te były jednak każdorazowo kwestionowane.

Odkrycie związków z fluorem poprzedziło badanie związków zwanych klatratami i kryptonatami. Pierwsze powstają w ten sposób, że na przykład Xe tworzy z wodą hydraty, przy czym atom gazu szlachetnego jest utrzymywany między drobinami wody siłami van der Waalsa. Drugie związki powstają przez bombardowanie powierzchni metali gazami szlachetnymi, przy czym gazy wnikają do wnętrza i są tam bardzo silnie przytrzymywane.

Z kolei zbadano złożone związki Xe z PtF₆ o postaci Xe (PtF₆)_n i podobnych z RhF₆. Przy sposobności badania własności chemicznych tych związków wykryto możliwość istnienia fluorków.

2. Własności nowo odkrytych związków

Opis metod otrzymywania nowych związków oraz badania ich własności nie są w wymienionej wyżej książce jeszcze uporządkowane. Pewne wyniki są jeszcze kontrowersyjne. Niemniej fakt wykrycia tych nowych ciał i wyniki badań całym arsenałem nowoczesnych środków nie nasuwają żadnych wątpliwości co do ich istnienia. Dla orientacji podajemy niektóre dane, dotyczące otrzymywania nowych związków. Autorowie podkreślają, że nie wymagają one specjalnych środków i doświadczenia z nimi można przeprowadzić w każdym laboratorium.

Czterofluorek ksenonu otrzymano w sierpniu 1962 r. w naczyniu niklowym o objętości 90 ml, przy czym w pokojowej temperaturze wprowadzono Xe pod ciśnieniem 1,06 atm i fluor pod ciśnieniem 9,6 atm. Reakcję przeprowadzono przy temperaturze 400°C. XeF₄ zarówno w postaci stałej, jak gazowej jest bezbarwny. Jego temperatura topnienia wynosi około 114°C, przy temperaturze 25°C ciśnienie pary wynosi 3 mm Hg, ciepło parowania wyznaczono na 15,3 kcal/mol.

XeF₂ otrzymano w naczyniu niklowym przez naświetlanie mieszaniny obu gazów promieniowaniem ultrafioletowym przez okienko szafirowe. Jest on również w postaci stałej i gazowej bezbarwny. Posiada temperaturę topnienia 140°C, przy 25°C ciśnienie pary wynosi 3,8 mm Hg, jego ciepło parowania wynosi 12,3 kcal/mol. Ciepło reakcji w temperaturze 250°C pod ciśnieniem 1 atmosfery wynosi -19 400 cal/mol.

XeF₆ w stanie stałym jest bezbarwny, jako gaz posiada zabarwienie żółto-zielone. Otrzymano go nagrzewając ksenon z nadmiarem fluoru do temperatury 300°C przez 16 godzin pod ciśnieniem 60 atm. Posiada on punkt topnienia 46°C. W temperaturze 25°C ciśnienie wynosi 29 mm Hg. Ciepło parowania wynosi 9,0 kcal/mol.

Z kolei wykryto możliwość powstawania w temperaturze 600°C XeOF₄, ciała bezbarwnego, krzepnącego w temperaturze -41°C. Przez działanie wilgoci powietrza na XeOF₄ powstaje XeO₃, substancja silnie wybuchowa.

Do wytwarzania związków chemicznych gazów szlachetnych stosowano różne metody:

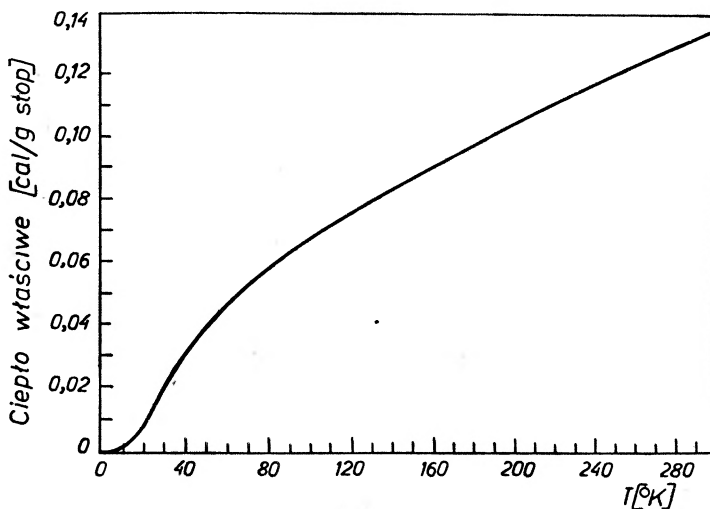
1. podwyższanie temperatury,
2. rozładowanie elektryczne,
3. działanie katalityczne promieniowania jonizującego (ultrafiolet, gamma, elektrony z liniowego akceleratora).

Jeżeli można łatwo otrzymać związki Xe, to reakcje przebiegają trudniej w przypadku Kr i Rn, przy czym każdy związek wymaga opracowania specjalnej metody.

W wymienionej wyżej [1] monografii najwięcej mówi się o związkach ksenonu. Praca ze związkami Xe jest niebezpieczna z powodu ich tendencji do wybuchowego rozkładu. Na pierwszym miejscu należy tu wymienić XeO₃. Toteż opracowano specjalne przepisy bezpieczeństwa przy pracy z tymi cia-

Tablica I

Tempera- tura °K	c_p cal	C_p cal	Tempera- tura °K	c_p cal	C_p cal
	(g stop)	(mol·st.)		(g·st.)	(mol·st.)
10	0,0012	0,259	170	0,0947	19,640
20	0,0093	1,933	180	0,0982	20,366
30	0,0217	4,494	190	0,1016	21,068
40	0,0318	6,600	200	0,1051	21,782
50	0,0403	8,361	210	0,1082	22,435
60	0,0474	9,826	220	0,1116	23,125
70	0,0532	11,033	230	0,1147	23,778
80	0,0583	12,092	240	0,1181	24,479
90	0,0631	13,089	250	0,1213	25,145
100	0,0676	14,025	260	0,1247	25,859
110	0,0719	14,899	270	0,1279	26,523
120	0,0760	15,761	280	0,1312	27,200
130	0,0800	16,574	290	0,1342	27,829
140	0,0838	17,362	298,16	0,1367	28,334
150	0,0874	18,125	300	0,1373	28,457
160	0,0912	18,901			

Rys. 1. Zależność ciepła właściwego XeF_4 od temperatury

łami, kierując się głównie własnościami trójtlenku jako najmniejbezpieczniejszego. I tak ilość substancji w próbce nie może przekraczać 25 mg, naczynia szklane muszą być wykonane ze specjalnego szkła, uszy należy chronić tamponami, ręce rękawiczkami. Doświadczenia należy przeprowadzać za przezroczystym ekranem. Odpadki należy rozkładać, nie wolno związków tych przewozić.

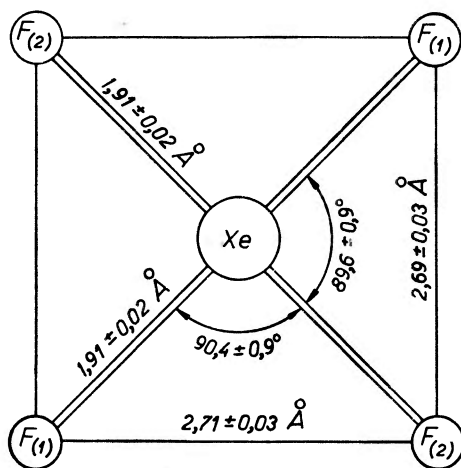
Na podstawie badania ciepła rozpuszczenia w wodzie wyznaczono energie wiązania na jeden fluor, dla XeF_6 — 31,5 kcal, dla XeF_4 — 32,0 kcal, zaś dla XeO_3 znacznie mniejszą od powyższych liczb. Były robione również pomiary efektów cieplnych, związanych z tworzeniem się hydratów, dysocjacją. Badania zależności ciepła właściwego i molarnego XeF_4 od temperatury w szerokich granicach od 10°K do 300°K przedstawia tablica I i rys. 1.

Wyznaczano również entropię tworzenia się poszczególnych związków i energię swobodną.

3. Badania strukturalne

Zagadnienia struktury, symetrii, rodzaju wiązań itd. badano bardzo wieloma metodami, jak dyfrakcja, promienie Rentgena ($K_{\alpha\text{I}}$ molibdenu), neutronów (długość fali rzędu 1 \AA) i elektronów. Stosowano również paramagnetyczny rezonans jądrowy i elektronowy, spektroskopię podczerwoną, rozproszenie interkombinacyjne, efekt Mössbauera.

Badania te pozwoliły wyrobić sobie pogląd na strukturę niektórych otrzymanych związków. Płaską strukturę drobin XeF_4 bez poprawki na oscylacje cieplne przedstawia rys. 2. Każdy atom fluoru ma tu jako najbliższych sąsia-



Rys. 2. Model drobin XeF_4 (bez cieplnych poprawek)

dów 8 atomów fluoru innych drobin w średniej odległości $3,13$ i $3,15 \text{ \AA}$ i jeden atom Xe drugiej molekule w odległości tego samego rzędu. Drobinę tę zaliczono do klasy symetrii C_{2h}^5 . Dane charakteryzujące komórkę elementarną $a = 5,050 \pm 0,003 \text{ \AA}$, $b = (5,922 \pm 0,003) \text{ \AA}$, $c = (5,771 \pm 0,003) \text{ \AA}$, $\beta = (99,6 \pm \pm 0,1)^\circ$, $V = 170,2 \text{ \AA}^3$, $z = 2$. Masa molekularna $207,30$, gęstość rentgenograficzna $4,04 \text{ g/cm}^3$. Rysunek 3 przedstawia rozmieszczenie przestrzenne drobin.

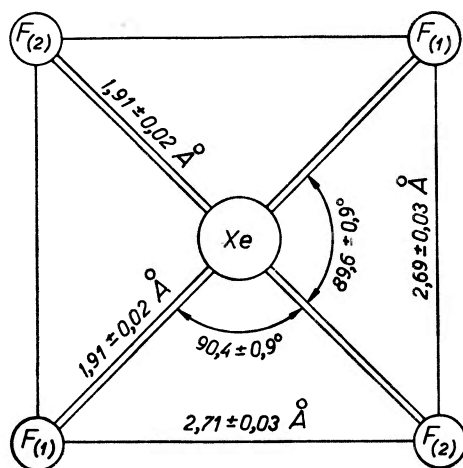
Na podstawie badania ciepła rozpuszczenia w wodzie wyznaczono energie wiązania na jeden fluor, dla XeF_6 — 31,5 kcal, dla XeF_4 — 32,0 kcal, zaś dla XeO_3 znacznie mniejszą od powyższych liczb. Były robione również pomiary efektów cieplnych, związanych z tworzeniem się hydratów, dysocjacją. Badania zależności ciepła właściwego i molarnego XeF_4 od temperatury w szerokich granicach od 10°K do 300°K przedstawia tablica I i rys. 1.

Wyznaczano również entropię tworzenia się poszczególnych związków i energię swobodną.

3. Badania strukturalne

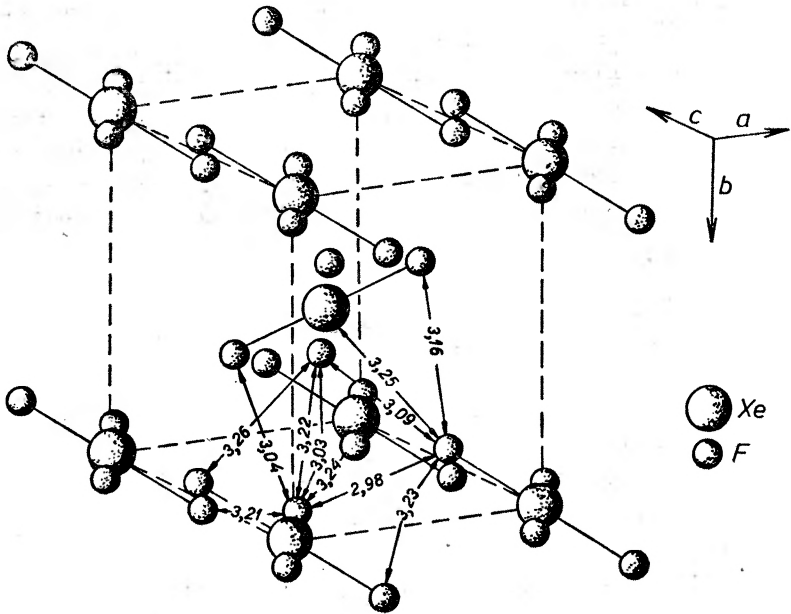
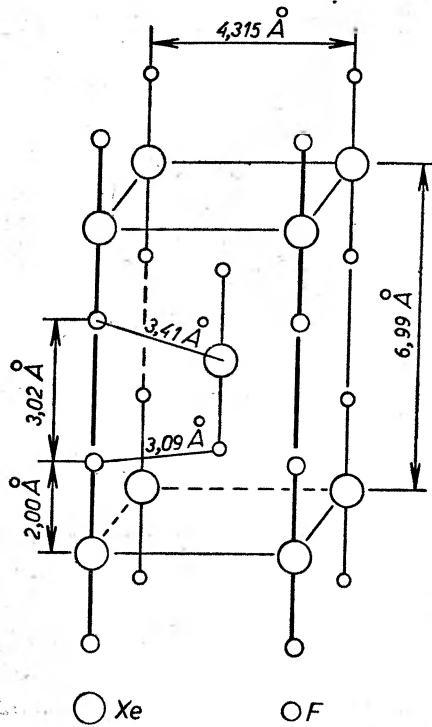
Zagadnienia struktury, symetrii, rodzaju wiązań itd. badano bardzo wieloma metodami, jak dyfrakcja, promienie Rentgena (K_{alfa} molibdenu), neutronów (długość fali rzędu 1 \AA) i elektronów. Stosowano również paramagnetyczny rezonans jądrowy i elektronowy, spektroskopię podczerwoną, rozproszenie interkombinacyjne, efekt Mössbauera.

Badania te pozwoliły wyrobić sobie pogląd na strukturę niektórych otrzymanych związków. Płaską strukturę drobin XeF_4 bez poprawki na oscylacje cieplne przedstawia rys. 2. Każdy atom fluoru ma tu jako najbliższych sąsia-



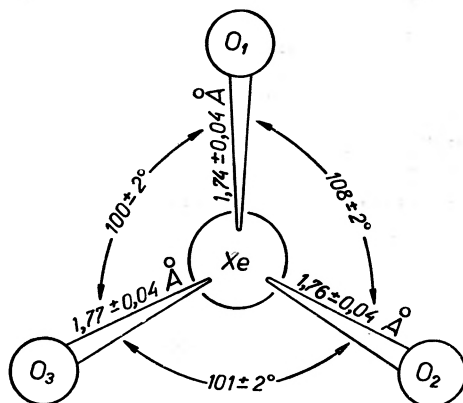
Rys. 2. Model drobin XeF_4 (bez cieplnych poprawek)

dów 8 atomów fluoru innych drobin w średniej odległości $3,13$ i $3,15 \text{ \AA}$ i jeden atom Xe drugiej molekule w odległości tego samego rzędu. Drobinę tę zaliczono do klasy symetrii C_{2h} ⁵. Dane charakteryzujące komórkę elementarną $a = 5,050 \pm 0,003 \text{ \AA}$, $b = (5,922 \pm 0,003) \text{ \AA}$, $c = (5,771 \pm 0,003) \text{ \AA}$, $\beta = (99,6 \pm \pm 0,1)^\circ$, $V = 170,2 \text{ \AA}^3$, $z = 2$. Masa molekularna $207,30$, gęstość rentgenograficzna $4,04 \text{ g/cm}^3$. Rysunek 3 przedstawia rozmieszczenie przestrzenne drobin.

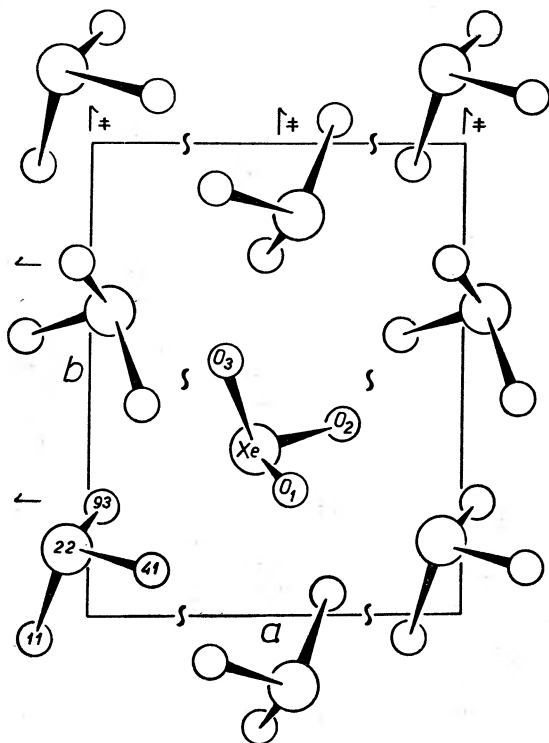
Rys. 3. Struktura przestrzenna XeF₄Rys. 4. Struktura przestrzenna XeF₂

Dla XeF_2 otrzymano strukturę przedstawioną na rys. 4. Wymiary komórki elementarnej są następujące: $a = 4,315 \text{ \AA}$, $c = 6,990 \text{ \AA}$.

Dla XeO_3 otrzymano strukturę ortorombową (D_2^4) o następujących danych charakteryzujących komórkę elementarną: $a = (6,163 \pm 0,008) \text{ \AA}$, $b = (8,115 \pm 0,010) \text{ \AA}$, $c = (5,234 \pm 0,008) \text{ \AA}$. Z innych stałych: $z = 4$, $V = 261,8 \text{ \AA}^3$, masa molekularna 179,30, gęstość rentgenograficzna $4,55 \text{ g/cm}^3$. Budowę drobin i przestrzenne jej położenie w siatce krystalicznej przedstawiono na rys. 5 i 6.



Rys. 5. Model drobiny XeO_3



Rys. 6. Struktura przestrzenna XeO_3

Dzisiejszy stan techniki pomiarowej i chemii kwantowej pozwala otrzymać pewne dane dotyczące wiązań w drobinie. Z chwilą wykrycia związków chemicznych gazów szlachetnych chemia kwantowa posiadała już opanowane szereg metod, pozwalających na wytłumaczenie pewnych obserwowanych właściwości drobin. Nasuwają się tu następujące zagadnienia: dlaczego związki Xe otrzymuje się najłatwiej? Jaki należy stworzyć model drobinę związku gazu szlachetnego, aby pozwolił wytłumaczyć znane z doświadczenia fakty, więc np. kształt drobin XeF_4 , XeF_2 , XeO_3 , wreszcie przepowiedzieć możliwość istnienia i własności nowych nieznanych dotąd związków. Książka [1] zawiera dużo materiału teoretycznego.

Głównym celem prac teoretycznych jest opis elektronowej struktury połączeń gazów szlachetnych. W niektórych pracach za podstawę bierze się niższe stany elektronowe molekuł dla wyjaśnienia roli elektronów w tworzeniu geometrii molekuł dla wyjaśnienia roli elektronów w tworzeniu geometrii molekuł lub w specjalnych przypadkach w tworzeniu konfiguracji jądrowej. Należą tu prace L. C. Allena, G. G. Michelsa, R. J. Gillespie, L. C. Lohra W. N. Lipscomb'a.

Allen dyskutuje kilka modeli struktury XeF_2 , biorąc za podstawę teorię wiązań walencyjnych z ewentualnym uwzględnieniem struktur jonowych i metodę orbit molekularnych. Molekuły ksenonu rozpatruje jako zagadnienie czterech elektronów walencyjnych. Wpływ pozostałych 68 elektronów drobinę XeF_2 uwzględnia wprowadzając efektywny potencjał. Z badań wynika możliwość istnienia takich związków jak XeO_2 , XeN_2 i XeF . Wszystkie teorie wyjaśniają liniową strukturę XeF_2 i płaską kwadratową XeF_4 .

Gillespie zakładając, że atom Xe jest ośmiowartościowy rozpatruje 19 różnych konfiguracji związków tego atomu. W schemat ten wchodzi jako szczególne przypadki z wykrytych XeF_2 , XeF_4 , XeF_6 , XePtF_6 , $\text{Xe}(\text{PtF}_6)_2$, $\text{Xe}(\text{PtF}_5)_2$ itd.

Lohr i Lipscomb stosowali metodę liniowych kombinacji orbit atomowych (LCAO) w celu wyznaczenia orbit molekularnych Xe, Kr i Ar. Inna grupa prac ma raczej empiryczny charakter, wychodząc z pewnych konfiguracji jąder jako faktu doświadczalnego. Należą tu prace Boudreaux, J. Ginze i K. S. Pitzera, J. Jortnera, E. G. Wilsona i S. A. Rice. W pracach tych otrzymuje się informacje o elektronowej strukturze molekuły za pomocą badania ilości energii potrzebnej do przejścia molekuły z niższego poziomu energetycznego do wyższego wzbudzonego.

Boudreaux wyprowadza własności XeF_6 , zakładając symetrię oktaedryczną drobinę. Na podstawie tych badań istnieje możliwość uporządkowania elektronów według orbit i orbit według energii. Przyjmuje on po 8 elektronów walencyjnych dla ksenonu i po 5 dla atomu fluoru.

Badacze zdają sobie sprawę, że ich teorie nie tłumaczą jeszcze wszystkiego, ale ponieważ prace są prowadzone w szybkim tempie, istnieje podstawa do przyjęcia, że niedługo zostanie opracowana teoria zupełnie zadowolająca.

Literatura

- [1] *Noble gas compounds*, wyd. H. H. Hyman, Univ. Chicago Press 1963, przekł. ros., Atom Izd. M. 1965.

Chemical Compounds of Noble Gases

Abstract: The article deals with the discovery of compounds of noble gases, in particular of compounds of xenon with fluorine, oxygen *etc.* These investigations were initiated mainly in the United States laboratories after the discovery of XeF_4 in 1962. These discoveries are compared with the discovery of noble gases in 1895. The article also compares the experimental methods which were the basis for both discoveries. In spite of careful and elaborate investigations (from the point of view of the experimental technique at that time), it was necessary to wait seventy years for the discovery of chemical compounds of noble gases. The main reason for this was inadequate technology of fluorine. The article also deals with the main properties of the compounds, in particular of XeF_2 , XeF_4 , XeF_6 , XeO_3 , *etc.* It also contains a short discussion of some problems connected with the structure of these compounds and the theories explaining their properties.

Zofia Mizgier

Biblioteka
Instytutu Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Fizyka w Szkole Głównej Warszawskiej (1862—1869)

Od czasu zamknięcia uniwersytetów w Warszawie i w Wilnie po powstaniu listopadowym zabór rosyjski przez lat przeszło 30 pozbawiony był wyższej uczelni. Otwarcie w roku 1857 w Warszawie (ze względów czysto praktycznych) Akademii Medyko-Chirurgicznej braku tego nie mogło zapęścić.

Powstanie nowej uczelni akademickiej stało się możliwe dopiero w okresie reform Wielopolskiego. Utworzona w r. 1861 Komisja Rządowa Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego opracowała projekt organizacji szkoły wyższej, nazwanej Szkołą Główną Warszawską, w ramach ustawy o wychowaniu publicznym w Królestwie Polskim. Dzięki osobistym staraniom Wielopolskiego, jako dyrektora Komisji, cesarz Aleksander II zatwierdził projekt w maju 1862 r.

Uroczyste otwarcie Szkoły nastąpiło w dn. 25 listopada tegoż roku, lecz niestety istniała ona tylko do końca r. akad. 1868/9 po czym została zamknięta, a na jej miejsce otworzono rosyjski Uniwersytet Cesarski.

Na czele Szkoły stał przez całe to siedmioletnie, uczeń Jędrzeja Śniadeckiego, rektor Józef Mianowski wraz z Radą Ogólną. Profesorowie dzielili się na zwyczajnych i nadzwyczajnych. Grono pedagogiczne uzupełniali adiunkci, docenci, lektorzy i tymczasowo wykładający. Do Rad Wydziałowych wchodził wszyscy profesorowie danego Wydziału oraz adiunkci pod przewodnictwem dziekana. Docenci mogli być powoływani na posiedzenia, ale tylko z głosem doradczym. Wydziałów było 4: Lekarski, Prawa i Administracji, Filologiczno-Historyczny oraz Matematyczno-Fizyczny. Na trzech ostatnich Wydziałach poczęły funkcjonować w r. 1862 tylko pierwsze kursy. Jedynie Wydział Lekarski, przekształcony z Akademii Medyko-Chirurgicznej, liczył od razu pełne pięć kursów. Na innych wydziałach nauka miała trwać 4 lata.

Wobec niewystarczającego przygotowania kandydatów na studia w Szkole Głównej w zakresie wykształcenia średniego otworzono jesienią r. 1861 kursy

przygotowawcze, które trwały do sierpnia 1862 r.; kursy te zastąpiono później tzw. klasą przygotowawczą.

Program Wydziału Mat.-Fiz. obejmował znacznie szerszy zakres nauk, niż to wskazywała jego nazwa. Oprócz nauk matematyczno-fizycznych wykładano bowiem chemię, mineralogię, botanikę, zoologię i anatomię. Do Wydziału należały jako zakłady pomocnicze: Obserwatorium Astronomiczne, Ogród Botaniczny, Gabinet i Pracownia Anatomii Porównawczej, Gabinet Zoologiczny, Pracownia Chemiczna, Gabinet Fizyczny i Gabinet Mineralogiczny.

Tak wielka różnorodność przedmiotów wymagała podziału na sekcje. Początkowo miały one skupiać: a) matematyków, fizyków i astronomów, b) chemików i mineralogów, c) zoologów i botaników. Wskutek jednak szczupłych możliwości finansowych Szkoły i braku specjalistów z różnych dziedzin wprowadzenie w życie tego podziału natrafiało na ogromne trudności. Wykłady wielu przedmiotów trzeba było przesunąć na dalsze lata. Ostatecznie więc w r. 1866/7 zdecydowano ograniczyć podział tylko do 2 sekcji: matematyczno-fizycznej i przyrodniczej.

Projekt podziału przedmiotów na sekcji mat.-fiz. (z r. 1863) był następujący:

Kurs I. Algebra wyższa, geometria analityczna, geometria wykreślna, kosmografia, fizyka eksperymentalna, chemia ogólna, logika i psychologia.

Kurs II. Rachunek różniczkowy, integralny i wariacyjny, teoria liczb, astronomia sferyczna, optyka, jako dalszy ciąg fizyki eksperymentalnej, chemia analityczna, mineralogia.

Kurs III. Mechanika analityczna i praktyczna, geodezja i miernictwo, astronomia teoretyczna, geografia fizyczna i meteorologia, fizyka matematyczna.

Kurs IV. Mechanika analityczna i praktyczna, mechanika niebieska, fizyka matematyczna, praktyczne zajęcia w gabinecie fizycznym i obserwatorium astronomicznym.

W późniejszych latach (r. szk. 1867/8) wprowadzony został jeszcze wykład języka rosyjskiego i historii Rosji. Obydwu tych przedmiotów należało wysłuchać w ciągu pierwszych 2 lat pobytu w Szkole.

Pierwszym zadaniem powstającej uczelni było obsadzenie możliwie największej liczby katedr jak najlepszymi — w danych warunkach — siłami naukowymi. Realizacja dalszych zadań — stworzenia atmosfery potrzebnej do samodzielnej pracy twórczej i nawiązania kontaktu z pracą badawczą zagranicą — mogła tylko nastąpić stopniowo, w miarę normalnego rozwoju Szkoły.

W dziedzinie nauk przyrodniczych dobór kadr profesorskich był szczególnie trudny, po zniesieniu bowiem Uniwersytetu pozostały w Królestwie dwa zaledwie ośrodki, gdzie uprawiano te nauki: Instytut Agronomiczny w Marymoncie i 8-klasowa Szkoła Realna w Warszawie (Instytut Politechniczny w Puławach powstał dopiero w r. 1861). W chwili otwarcia Szkoły Głównej nie było więc w kraju prawie wcale kandydatów odpowiednio przygotowanych do objęcia katedr na Wydziale Mat.-Fizycznym.

Katedrę fizyki matematycznej proponowano w r. 1862 Wojciechowi Urbanowskiemu, wieloletniemu docentowi tego przedmiotu na Uniwersytecie Lwowskim, wykłady te jednak nie doszły do skutku.

Wykłady fizyki doświadczalnej powierzono — w charakterze adiunkta — Adamowi Prażmowskiemu (1821—1885), dotychczasowemu profesorowi Akademii Medyko-Chirurgicznej i pomocnikowi dyrektora Obserwatorium Astronomicznego w Warszawie. Był on doskonałym eksperymentatorem i pod tym względem, choć „wymowę miał ciężką“ dobrze zapisał się w pamięci słuchaczy.

Prażmowski — to ciekawy typ naukowca-samouka. Wkrótce po ukończeniu dwuletnich kursów nauczycielskich zostaje pracownikiem Obserwatorium Astronomicznego, a z czasem st. adiunktem. Szlifuje soczewki jak pierwszorzędny robotnik wykwalifikowany w tym fachu, ulepsza, a nawet buduje nowe, doskonałe przyrządy jak termometry, higrometry, zegar elektryczny. Bierze udział w różnych pracach polowych przy pomiarach geodezyjnych, kieruje ekspedycją na Wołyniu, Podolu i w Besarabii dla pomiaru południka przechodzącego przez Petersburg. Wyniki ogłoszone w Petersburgu zyskują mu opinię „pierwszorzednego i pomysłowego obserwatora“.

Wkrótce potem ukazuje się w *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences* w Paryżu jego praca o sposobie wyznaczania, za pomocą instalacji elektrycznej, błędów osobistych obserwatora, popełnianych w czasie obserwacji przejścia gwiazd przez nitki w polu widzenia lunety. Podaną przez niego metodę zastosowano później w Obserwatorium Paryskim.

Najważniejsze odkrycie Prażmowskiego dotyczyło natury słońca. W ówczesnej nauce dla wytłumaczenia zjawiska plam słonecznych przyjmowano teorię Herschla, że bryła słoneczna posiada jądro ciemne i zimne, otoczone jaśniejszą promieniującą powłoką.

Obserwując koronę słoneczną podczas widocznego w Polsce zaćmienia słońca w r. 1851, powziął Prażmowski projekt zbadania słuszności teorii Herschla za pomocą polaryskopu. W myśl bowiem tej teorii światło powłoki słonecznej, jako samodzielnego źródła promieniowania, powinno być niespolaryzowane. Gdyby przeciwnie wewnątrz słońca było bryłą rozpaloną i silnie świecąca, a otaczająca ją powłoka wysyłała światło odbite, to światło korony obserwowane w czasie zaćmień powinno być spolaryzowane.

Dla rozstrzygnięcia tego zagadnienia przedsięwziął Prażmowski podróż do Hiszpanii, gdzie w miejscowości Briviesco podczas całkowitego zaćmienia (18. VII. 1860) dokonał obserwacji korony słonecznej za pomocą 2 lunet ziemskich, zaopatrzonych w polaryskopy własnej konstrukcji. Wynik potwierdził jego przypuszczenia. Światło korony okazało się istotnie spolaryzowane, co w parę lat później z okazji obserwacji innego zaćmienia potwierdziły badania uczonych francuskich i amerykańskich.

Odkrycie Prażmowskiego, zreferowane wkrótce w Paryskiej Akademii Nauk przez Leverriera, utrwaliło więc w nauce pogląd, że wewnątrz słońca ma temperaturę znacznie wyższą niż otaczająca je atmosfera. Było to dla

ówczesnej astronomii odkrycie znacznej doniosłości, dopiero bowiem w następnym roku — 1861 — ukazały się prace Kirchhoffa i Bunsena z dziedziny analizy spektralnej, która umożliwiła doskonalsze i subtelniejsze badania natury słońca.

W chwili obejmowania zajęć w Szkole Głównej był więc Prażmowski w pełni swych twórczych możliwości. Niestety, wypadki r. 1863 w parę miesięcy później przerywają jego pracę dydaktyczną. Wskutek udziału w powstaniu zmuszony jest emigrować i, nie mogąc znaleźć pracy w Obserwatorium Paryskim, zostaje mechanikiem w wytwórni narzędzi optycznych, a z czasem — właścicielem tej firmy. Wsławia się produkcją lunet. Poza pracami z dziedziny szkieł optycznych zajmuje się jeszcze astrofizyką, wykrywa polaryzację światła warkoczy komet. Jest czynnym członkiem emigracyjnego „Towarzystwa Nauk Ścisłych“ w Paryżu, a pod koniec życia zostaje jego prezesem.

W r. 1863/4 wykłady fizyki w Szkole Głównej objęli po Prażmowskim: Tytus Babczyński — fizykę ogólną (doświadczalną) na I kursie i Nikodem Pęczarski — optykę na II kursie. Pęczarski (†1877) kandydat filozofii, b. nauczyciel gimnazjalny, był kolejno profesorem nadzwyczajnym, a potem p. o. profesora zwyczajnego i sekretarzem Rady Wydziału Mat.-Fiz. Specjalnością jego była geometria analityczna i wykreślna. Wykłady fizyki prowadził przez 3 lata, do lata 1866 r. Był to pedagog rutynowany i sumienny, nie umiał jednak postawić swego przedmiotu na poziomie wyższej uczelni i pobudzić słuchaczy do bardziej samodzielnej pracy.

Podniecię do samodzielniejszych zajęć znajdowali studenci w wykładach młodego profesora, Tytusa Babczyńskiego (1830—1910). Studiował on w Petersburgu i tam uzyskał stopień kandydata, a następnie magistra fizyki. W Warszawie był profesorem matematyki i mechaniki w Szkole Sztuk Pięknych. W Szkole Głównej wykładał chwilowo fizykę doświadczalną — tylko statykę i dynamikę w r. 1863/4, a przez 4 lata (1865—1869) fizykę matematyczną na wyższych kursach Szkoły, ponadto różne działy matematyki. W r. 1866 zajmował stanowisko sekretarza Rady Ogólnej. W Uniwersytecie Cesarskim pozostał do r. 1887.

W r. 1865 ogłoszono konkurs na objęcie katedry fizyki, wakującej od czasu opuszczenia jej przez Prażmowskiego. Wobec ciągłych pogłosek o spodziewanym zamknięciu uczelni kandydaci prawdopodobnie nie zgłaszali się. Ostatecznie katedrę fizyki ogólnej objął w r. 1866, w charakterze profesora zwyczajnego, Stanisław Przysański (1820—1887), kandydat filozofii, poprzednio profesor fizyki w Akademii Med.-Chirurgicznej (przed Prażmowskim), później dyrektor Instytutu Gospodarstwa Wiejskiego i Leśnego w Marymoncie, ostatnio wicedyrektor Komisji Oświecenia Publicznego, bardzo zasłużony na tym stanowisku. „Nauczyciel wymowny, sumienny i pracowity, ale niebadacz i nieuczony. Człowiek to był zaenry, na licznych stanowiskach, które przedtem i potem zajmował, bardzo ceniony i wielce pożyteczny“ (z mowy Edmunda Jankowskiego na 40-lecie otwarcia Szkoły Głównej).

Był autorem podręcznika trygonometrii, tłumaczem *Geometrii* Clairauta

oraz inicjatorem przekładu podręcznika Ganota *Traité élémentaire de physique*, który pod tytułem *Wykład początków fizyki doświadczalnej i stosowanej oraz meteorologii* ukazał się w r. 1860.

Z jego własnych prac zachowała się w Bibliotece Uniwersyteckiej w Warszawie rozprawa *O akustyce sal przeznaczonych na liczne zebrania*, Warszawa 1861.

Dobry organizator i administrator był ostatnim dziekanem Wydziału Mat.-Fiz. w latach 1866/7—1868/9. O jego zasługach przy kompletowaniu i porządkowaniu Gabinetu Fizycznego będzie mowa na innym miejscu.

Z innych profesorów Wydziału, wykładających poszczególne gałęzie fizyki, należy jeszcze wymienić:

Władysława Zajączkowskiego (1837—1898) dra fil., profesora nadzwyczajnego, który poza przedmiotami matematycznymi wykładał od II półrocza 1864/5 do r. 1868/9 włącznie mechanikę analityczną,

Kazimierza Kopytowskiego dra fil., nauczyciela Instytutu Politechnicznego w Puławach, oddelegowanego do Szkoły Głównej w charakterze wykładowcy mechaniki praktycznej w latach 1866/7—1868/9,

Władysława Kwietniewskiego (1837—1902) kand. fil., który jako docent wykładał hydrostatykę i hydrodynamikę w II półroczu 1866/7, a cynematykę (kinematykę) i foronomię (naukę o ruchu ciał) w r. 1867/8. Wykłady jego odznaczały się wykończeniem i uwzględniały najnowsze postępy wiedzy. Później został on kierownikiem Centralnej Stacji Meteorologicznej w Warszawie.

Zakładem pomocniczym przy katedrze fizyki był Gabinet Fizyczny Szkoły Głównej. Powstał głównie ze zbioru narzędzi i przyrządów stanowiących ostatnio własność Akademii Med.-Chirurgicznej, a wybranych z Gabinetu Głównego Fizycznego b. Uniwersytetu Warszawskiego.

Z gabinetu tego Akademia Med.-Chirurgiczna otrzymała:

do statyki i dynamiki	przyrządów	22
„ hydrostatyki i hydrauliki	„	14
„ aerostatyki	„	31
„ nauki o ciepłe	„	28
„ hydrometrii i meteorologii	„	5
„ akustyki	„	6
„ elektryczności	„	46
„ magnetyzmu	„	3
„ optyki	„	33

razem przyrządów 188
wartości 1105 rubli i 40 kopiejek

Na wniosek prof. Przysiańskiego (wówczas jeszcze wykładającego w Akademii Med.-Chir.) zbiór ten został w 1858 r. znacznie powiększony przez zakupienie sporej ilości przyrządów, głównie do nauki o galwanizmie, za sumę około 2500 rubli. W następnych latach gabinet otrzymywał dalsze dotacje, tak, że ostatnio łączna wartość nabytych przyrządów, aparatów i narzędzi wynosiła 6930 rubli 67 kop.

Po przejściu gabinetu na własność Szkoły Głównej przyrost ten musiał ulec zahamowaniu, skoro przy końcu r. 1866 wkrótce po objęciu katedry przez Przystańskiego, ogólna wartość przedmiotów wg inwentarza wynosiła 8438 rubli 6 kop. Zaraz w roku następnym, z inicjatywy profesora, zbiory zostały starannie przejrzane i na nowo zinwentaryzowane przez jego asystenta, absolwenta Szkoły Głównej, Eugeniusza Dziewulskiego. Skreślono z inwentarza wiele przedmiotów zniszczonych lub niezdatnych do użytku, natomiast włączono do zbiorów wiele kosztownych przyrządów, sprowadzonych w swoim czasie z zagranicy dla projektowanego Instytutu Politechnicznego w Łodzi, a przekazanych obecnie Szkole Głównej. Były to aparaty Regnaulta, Silbermanna i Favre'a oraz Delaroche'a i Berarda do oznaczania ciepła właściwego, pantelegraf Casselli'ego i przyrządy Wertheima do oznaczania sprężystości ciał. W r. 1868 ogólna wartość zbiorów wynosiła około 11000 rubli.

Fakt sprowadzenia z zagranicy ciekawszych aparatów podawano do wiadomości publicznej. Z Kurierze Warszawskim zachował się obszerny opis nowo nabytego urządzenia akustycznego do analizy dźwięków za pomocą czułego płomyka i zwierciadła. Opisowi towarzyszyła zapowiedź rychłej prelekcji publicznej na ten temat, połączonej z pokazem. Było to już w ostatnich miesiącach istnienia Szkoły...

W pracowni przy gabinecie asystent Dziewulski wykonywał niekiedy pewne prace zlecone, jak np. w r. 1867 wyznaczanie cech fizycznych różnych produktów, nadesłanych na Wystawę Rolniczą. Studenci nie odbywali właściwych ćwiczeń w pracowni fizycznej, powtarzali tylko doświadczenia, demonstrowane na wykładach.

Preparatorem gabinetu był zdolny mechanik Karol Berendt, który nie tylko naprawiał i ulepszał różne aparaty fizyczne, ale nierzadko sam wykonywał nowe przyrządy.

Uposażenie roczne gabinetu, przewidziane etatem Szkoły Głównej, było bardzo skromne w porównaniu z dotacjami dla mineralogii i zoologii. Szkoła nawiązywała tu niestety do starych tradycji b. Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie w swoim czasie prof. fizyki Karol Skrodzki w ten sposób apelował do rektora o fundusze na zakup przyrządów fizycznych: *pożyteczniej byłoby, żeby powierzona mi katedra wakowała, a pensja do niej przywiązana na zbiór fizyczny była obracana. Zrzekam się jej chętnie: dobro publiczne w wyższym jest u mnie względzie niż własny interes.*

W Akademii Med.-Chirurgicznej uposażenie roczne gabinetu fizycznego wynosiło 300 rubli, w Szkole Głównej 450 rubli, uposażenie preparatora — tyleż samo. Profesor zwyczajny pobierał 1500 rubli rocznie, profesor nadzwyczajny — 1000 rubli zaś adiunkt 700 rubli; dla docenta ustawa przewidywała do 600 rubli rocznie. Eugeniusz Dziewulski w latach 1866—1868 pełnił funkcje asystenta honorowo i dopiero na r. 1868/9 otrzymał etat preparatora.

W pierwszych latach istnienia Szkoły zarówno gabinet fizyczny, jak i cały Wydział Mat.-Fizyczny otrzymał pomieszczenie w Pałacu Staszica, zajmowanym poprzednio przez Akademię Medyko-Chirurgiczną. Wkrótce jednak

ROZKŁAD TYGODNIOWY W WYDZIALE MATEMATYCZNO-FIZYCZNYM.

(półroczno letnie r. n. 1887/8.)

	Dzień	Godziny	K u r s I.	K u r s II.
PONIEDZIAŁEK		8-9	Dr. Dybowski. Zoologia szczególna.	
		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria wykreslna.	
		10-11	Mag. Babeżyński. Algebra wyższa.	Kand. Jurkiewicz. Systematyka mineralogiczna.
		11-12		} Dr. Frączkiewicz. Rachunek różniczko. i integral.
		12-1		
		1-2		Kand. Pęczarski. Optyka.
	5-6	Mag. Natanson. Chemja organiczna.		
WTOREK		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria analityczna.	
		10-11	Mag. Baranowski. Kosmografia.	Mag. Natanson. Chemja analityczna.
		11-12	Mag. Babeżyński. Fizyka.	
		12-1		Kand. Jurkiewicz. Systematyka mineralogiczna.
		1-2	Mag. Alexandrowicz. Botanika.	
		5-6	Mag. Natanson. Chemja organiczna.	
ŚRODA		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria wykreslna.	
		10-11	Mag. Babeżyński. Algebra wyższa.	Mag. Baranowski. Astronomja sferyczna.
		11-12		} Dr. Frączkiewicz. Rachunek różniczko. i integral.
		12-1		
		1-2	Mag. Alexandrowicz. Botanika.	
	5-6	Mag. Natanson. Chemja organiczna.		
CZWARTEK		8-9	Dr. Dybowski. Zoologia szczególna.	
		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria analityczna.	
		10-11	Mag. Baranowski. Kosmografia.	Mag. Natanson. Chemja analityczna.
		11-12	Mag. Babeżyński. Fizyka.	
		12-1		Kand. Jurkiewicz. Systematyka mineralogiczna.
		1-2	Mag. Alexandrowicz. Botanika.	
		5-6	Mag. Natanson. Chemja organiczna.	
PIĄTEK		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria wykreslna.	
		10-11	Mag. Babeżyński. Algebra wyższa.	Mag. Baranowski. Astronomja sferyczna.
		11-12		} Dr. Frączkiewicz. Rachunek różniczko. i integral.
		12-1		
		1-2		Kand. Jurkiewicz. Systematyka mineralogiczna.
		5-6	Mag. Alexandrowicz. Demonstracja Botaniczne.	
		6-7		
SOBOTA		9-10	Kand. Pęczarski. Geometria analityczna.	
		10-11	Mag. Babeżyński. Algebra wyższa.	Kand. Pęczarski. Optyka.
		11-12		} Dr. Frączkiewicz. Rachunek różniczko. i integral.
		12-1		
		1-2	Mag. Alexandrowicz. Botanika.	

ROZKŁAD TYGODNIOWY W WYDZIALE MATEMATYCZNO-FIZYCZNYM

(połrocznikowa z r. 1867/8)

Dzień	Godziny	Kurs I	Kurs II	Kurs III	Kurs IV	Seminarjum Pedagogiczne	
PONIĘDZIAEK	9-10	K. Pęczarski. Geom. Wykreś.		Dr. Zajczkowski. Mechanika.	Dudrewicz. Chemia		
	10-11	K. Przystański. Fizyka.	K. Jurkiewicz. Mineralogia.	Zubiński. Technologia.	M. Bayer. Rach. prawdopodob. Zubiński. Technologia.		
	11-12	K. Pęczarski. Geometria analityczna.		M. Baranowski. Astron. K. Jurkiewicz. Mineralogia.			
	12-1	K. Wrzesniowski. Zoologia systematyczna	Dr. Langer. Chemia		Dr. Frąckiewicz. Rach. wyż.		
	1-2	Mag. Alexandrowicz. Botanika szczegółowa.					
	2-3						K. Pęczarski. Matemat.
WTOREK	9-10	M. Babezyński. Algebra i rachunek różniczkowy.		K. Pęczarski. Teoria perspektywy.			
	10-11	Dr. Wawnkiewicz. Chemia	K. Przystański. Fizyka specjalna.				
	11-12	M. Baranowski. Kosmografia		M. Bayer. Teoria liczb.	Dr. Kopytowski. Mech. pra.		
	12-1	K. Pęczarski. Geometria analityczna.		M. Bayer. Rach. prawdopo.	M. Babezyński. Fizyka mate. K. Jurkiewicz. Geognozja.		
	1-2	M. Alexandrowicz. Botanika ogólna.		K. Wrzesniowski. Anatomia porównawcza.			
	2-3						M. Alexandrowicz. His. nat.
ŚRODA	9-10	M. Babezyński. Algebra i rachunek różniczkowy		K. Wrzesniowski. Historia naturalna zwierząt ssących			
	10-11	K. Przystański. Fizyka.	K. Jurkiewicz. Mineralogia.	Dr. Zajczkowski. Mechanika.			
	11-12		M. Baranowski. Astronomia	M. Bayer. Rachunek prawdopodobięstwa	Dr. Frąckiewicz. Rachunek wyższy.		
	12-1	K. Wrzesniowski. Zoologia	Dr. Langer. Chemia.	M. Baranowski. Astron.			
	1-2	M. Alexandrowicz. Botanika					
CZWARTEK	9-10	M. Babezyński. Algebra i rachunek różniczkowy		K. Pęczarski. Teoria perspektywy.			
	10-11	Dr. Wawnkiewicz. Chemia	K. Przystański. Fizyka specjalna.				
	11-12	Mag. Baranowski. Kosmografia		Zubiński. Technologia. M. Bayer. Teoria liczb.	Dr. Kopytowski. Mechanika praktyczna.		
	12-1	K. Pęczarski. Geom. wykres.			K. Jurkiewicz. Geognozja		
	1-2	K. Wrzesniowski. Anatomia porównawcza					
PIĄTEK	9-10	M. Babezyński. Algebra i rachunek różniczkowy		Dr. Zajczkowski. Rach. cal.	Dudrewicz. Chemia		
	10-11	K. Przystański. Fizyka. Dr. Wawnkiewicz. Chemia	K. Jurkiewicz. Mineralo.		M. Bayer. Rach. prawo.		
	11-12		M. Baranowski. Astronomia	K. Jurkiewicz. Geologia M. Bayer. Rach. praw.	Dr. Frąckiewicz. Rachun. wyższy.		
	12-1	K. Wrzesniowski. Zoologia	Dr. Langer. Chemia				
	1-2	M. Alexandrowicz. Botanika szczegółowa.					
	2-3						K. Pęczarski. Matematyka
SOBOTA	9-10	K. Pęczarski. Geometria wykresowa		Dr. Zajczkowski. Mechanika. Zubiński. Technologia.			
	10-11		K. Jurkiewicz. Mineralogia.				
	11-12	Dr. Wawnkiewicz. Chemia	M. Bayer. Teoria liczb.		M. Baranowski. Astron.		
	12-1	K. Pęczarski. Geometria analityczna. Dr. Langer. Chemia					
	1-2	M. Alexandrowicz. Botanika.					

wyrestaurowano na terenie Pałacu Kazimierzowskiego od strony ulicy Oboźnej dwupiętrowy budynek, w którym mieściły się niegdyś gabinety fizyczny i mineralogiczny b. Uniwersytetu i oddano na użytek tychże gabinetów Szkoły Głównej. W następnym nowo wzniesionym budynku urządzono laboratorium chemiczne.

Wykłady fizyki doświadczalnej, przeznaczone dla studentów I roku wszystkich sekcji Wydziału Mat.-Fiz., oraz I roku medycyny i farmacji, stanowiły przeważnie jeden wspólny kurs. W rezultacie ujęcie przedmiotu musiało być dość popularne. Rezygnowano z rozważań teoretycznych, jako zbyt trudnych dla części słuchaczy. Przy wykładach opierano się przeważnie na podręcznikach francuskich, jak *Cours de physique* Jamina oraz na przestarzałym już wówczas *Traité élémentaire de physique théorique et expérimentale* Daguina.

Pęczarski podzielił swój wykład fizyki na 2 części: na kurs ogólny w ilości 4 godzin tygodniowo, obejmujący całokształt fizyki doświadczalnej (według małego podręcznika Lenza) na poziomie nie przekraczającym właściwie ram gimnazjum — dla wszystkich studentów I roku, obowiązanych do słuchania tego przedmiotu, oraz na wykład specjalny (2 godz. tyg.) wyłącznie dla studentów wyższych kursów sekcji mat.-fiz. Wykład ten, rozłożony na 3 lata, miał obejmować światło, elektryczność i ciepło.

Przystański również podzielił swój przedmiot na fizykę ogólną i specjalną, lecz w nieco innym układzie, uwzględniającym potrzeby chemików i przyrodników. Wykład fizyki ogólnej obejmował tu statykę i dynamikę oraz na przemian: ciepło lub akustykę, w ilości 3 godzin tygodniowo dla studentów I roku całego Wydziału Mat.-Fiz., zaś wykład fizyki specjalnej, poświęcony na przemian elektryczności lub optyce (2 godz. tygodniowo) — przeznaczony był dla studentów II i III kursu wszystkich sekcji tegoż Wydziału. Na oba powyższe wykłady uczęszczali również medycy I kursu i farmaceuci. Podział ten zapewniał szerszy wykład fizyki dla chemików i przyrodników, miał jednak tę wadę, że nigdy nie dawał słuchaczom całości przedmiotu.

Przy wykładach fizyki specjalnej stosowano oprócz wyżej wspomnianych już podręczników również dzieła Desainsa i de la Rive'a.

Geofizyki jako osobnego przedmiotu nie wykładano, uwzględniając tylko niektóre działy meteorologii przy fizyce doświadczalnej.

Kurs fizyki matematycznej Babezyńskiego (na ogół 2 godz. tygodniowo) obejmował jedynie teorię sprężystości ciał stałych według podręcznika Lamégo i teorię przewodnictwa ciepła z pominięciem tak ważnych działów, jak: teoria mechaniczna ciepła, teoria dynamiczna gazów, teoria światła, nauka o potencjale i jego zastosowaniach do magnetyzmu i elektryczności.

Przy egzaminach większość profesorów wymagała jednak znajomości całego przedmiotu, a nie tylko treści swoich wykładów. Słuchacze przed przystąpieniem do egzaminu obowiązani byli przestudiować co najmniej jeden podręcznik z danej dziedziny.

Egzaminy były dwojakiego rodzaju: tzw. „środkowe“ po ukończeniu II kursu studiów i „końcowe“ — ostateczne. Na egzaminach „środkowych“ odsiew był

znaczny. Zdarzało się, że przekraczał 50% zdających. Do egzaminów ostatecznych studenci zgłaszali się na ogół dobrze przygotowani. W niektórych latach odsiew był minimalny.

Ogółem na Wydziale Mat.-Fiz. wydano 66 dyplomów magisterskich, 2 doktorskie — w tym jeden otrzymał Władysław Zajączkowski po przedstawieniu pracy pt. *Teoria równań różniczkowych o cząstkowych pochodnych rzędu I*. Cztery osoby habilitowano na docentów. Kandydat, ubiegający się o habilitację, składał rozprawę *pro venia legendi* i bronił jej na posiedzeniu Wydziału. Decyzję Rady Ogólnej Szkoły o przyznaniu godności docenta przedstawiano jeszcze władzy wyższej do zatwierdzenia. Tą drogą habilitował się Władysław Kwietniewski, kand. fil., po obronie pracy pt. *Twierdzenia Hamiltona o równaniach różniczkowych ruchu*.

Stopień magistra przyznawano po zdaniu przez absolwenta egzaminów ostatecznych i złożeniu przychylnie ocenionej rozprawy. Oto kilka tematów prac magisterskich z fizyki: *O diamagnetyzmie, Teoria magnetyzmu ziemskiego, Teoria zjawisk włoskowatości, Analityczny sposób oznaczania współczynników sprężystości w ciałach krystalicznych*. Niektóre z tych prac dyplomowych były zaczątkiem dalszego dorobku naukowego absolwentów — już po skasowaniu Szkoły Głównej.

Niestykanie ciężkie warunki rozwoju uczelni — okres powstania 1863 r. i ucisku po jego stłumieniu — odbiły się niewątpliwie na jej atmosferze naukowej. W dziedzinie pogłębiania wiedzy Szkoła Główna niewielkie położyła zasługi. Przyczyniły się do tego i ograniczone fundusze i trudności właściwego doboru kadry profesorskiej, najważniejszą jednak przyczyną było to, iż nowo powstałej placówce nie dano się należycie rozwinąć.

Siedem lat istnienia stanowiło okres zbyt krótki, aby uczelnia, po przezwyciężeniu pierwszych trudności organizacyjnych, zdołała stworzyć warunki sprzyjające samodzielnyim studiom.

Chociaż jednak Szkoła Główna w niewielkim stopniu przyczyniła się do rozwoju nauki, jej działalność dydaktyczna zasługuje ze wszelkich miar na uznanie.

W dziedzinie fizyki z powodu częstych zmian osób wykładających i braku ćwiczeń praktycznych dla studentów nauczanie nie osiągnęło pożądanego poziomu, a jednak z Wydziału Mat.-Fizycznego wyszli, oprócz astronoma Baranieckiego i matematyka Dicksteina, dwaj jeszcze inni profesorowie: Franciszek Skiba (1843—1886), profesor fizyki teoretycznej Uniw. Jagiellońskiego i Oskar Fabian (1846—1899), fizyk i matematyk, prof. Uniwersytetu Lwowskiego i docent Politechniki we Lwowie, autor podręcznika mechaniki analitycznej.

Wydział ten ukończył również Władysław Gosiewski, odznaczony w czasie studiów złotym medalem za rozprawę z matematyki, później sekretarz Tow. Nauk Ścisłych w Paryżu i członek-korespondent Akademii Umiejętności w Krakowie, autor kilkudziesięciu prac z matematyki i fizyki matematycznej, dalej — wspomniany już Eugeniusz Dziewulski, zasłużony redaktor *Wszechświata* i Stanisław Kramsztyk, nauczyciel szkół prywatnych w Warszawie, autor

znaczny. Zdarzało się, że przekraczał 50% zdających. Do egzaminów ostatecznych studenci zgłaszali się na ogół dobrze przygotowani. W niektórych latach odsiew był minimalny.

Ogółem na Wydziale Mat.-Fiz. wydano 66 dyplomów magisterskich, 2 doktorskie — w tym jeden otrzymał Władysław Zajęczkowski po przedstawieniu pracy pt. *Teoria równań różniczkowych o cząstkowych pochodnych rzędu I*. Cztery osoby habilitowano na docentów. Kandydat, ubiegający się o habilitację, składał rozprawę *pro venia legendi* i bronił jej na posiedzeniu Wydziału. Decyzję Rady Ogólnej Szkoły o przyznaniu godności docenta przedstawiano jeszcze władzy wyższej do zatwierdzenia. Tą drogą habilitował się Władysław Kwietniewski, kand. fil., po obronie pracy pt. *Twierdzenia Hamiltona o równaniach różniczkowych ruchu*.

Stopień magistra przyznawano po zdaniu przez absolwenta egzaminów ostatecznych i złożeniu przychylnie ocenionej rozprawy. Oto kilka tematów prac magisterskich z fizyki: *O diamagnetyzmie, Teoria magnetyzmu ziemskiego, Teoria zjawisk włoskowatości, Analityczny sposób oznaczania współczynników sprężystości w ciałach krystalicznych*. Niektóre z tych prac dyplomowych były zaczątkiem dalszego dorobku naukowego absolwentów — już po skasowaniu Szkoły Głównej.

Niesłychanie ciężkie warunki rozwoju uczelni — okres powstania 1863 r. i ucisku po jego stłumieniu — odbiły się niewątpliwie na jej atmosferze naukowej. W dziedzinie pogłębiania wiedzy Szkoła Główna niewielkie położyła zasługi. Przyczyniły się do tego i ograniczone fundusze i trudności właściwego doboru kadry profesorskiej, najważniejszą jednak przyczyną było to, iż nowo powstałej placówce nie dano się należycie rozwinąć.

Siedem lat istnienia stanowiło okres zbyt krótki, aby uczelnia, po przewyciężeniu pierwszych trudności organizacyjnych, zdołała stworzyć warunki sprzyjające samodzielnym studiom.

Chociaż jednak Szkoła Główna w niewielkim stopniu przyczyniła się do rozwoju nauki, jej działalność dydaktyczna zasługuje ze wszelkich miar na uznanie.

W dziedzinie fizyki z powodu częstych zmian osób wykładających i braku ćwiczeń praktycznych dla studentów nauczanie nie osiągnęło pożądanego poziomu, a jednak z Wydziału Mat.-Fizycznego wyszli, oprócz astronoma Baranieckiego i matematyka Dicksteina, dwaj jeszcze inni profesorowie: Franciszek Skiba (1843—1886), profesor fizyki teoretycznej Uniw. Jagiellońskiego i Oskar Fabian (1846—1899), fizyk i matematyk, prof. Uniwersytetu Lwowskiego i docent Politechniki we Lwowie, autor podręcznika mechaniki analitycznej.

Wydział ten ukończył również Władysław Gosiewski, odznaczony w czasie studiów złotym medalem za rozprawę z matematyki, później sekretarz Tow. Nauk Ścisłych w Paryżu i członek-korespondent Akademii Umiejętności w Krakowie, autor kilkudziesięciu prac z matematyki i fizyki matematycznej, dalej — wspomniany już Eugeniusz Dziewulski, zasłużony redaktor *Wszechświata* i Stanisław Kramsztyk, nauczyciel szkół prywatnych w Warszawie, autor

mnóstwa artykułów popularno-naukowych z fizyki i astronomii, drukowanych w prasie periodycznej i zasłużony tłumacz. Przystwoił on literaturze polskiej *Zasady meteorologii* Mohna, *Mechanikę doświadczalną* Balla, *Odczyty popularno-naukowe* Macha, rozprawę Helmholtza *O związku nauk przyrodniczych z innymi gałęziami wiedzy* i inne.

W artykule *Znaczenie Szkoły Głównej Warszawskiej w dziejach umysłowości i nauki polskiej* Bolesław Chlebowski wylicza następujące wydawnictwa, założone przez b. wychowanków Szkoły Głównej, a w znacznej części poświęcone naukom ścisłym i ich popularyzacji: *Przyroda i Przemysł; Wszechświat* — pod redakcją E. Dziewulskiego; *Pamiętnik Fizjograficzny* — gromadzący materiały do poznania naukowego przyrody ojczystej — tu drukował swe prace Wł. Kwietniewski; *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych* w Paryżu 1870—1882; *Prace Matematyczno-Fizyczne* od r. 1888 (twórcy: Wł. Gosiewski, Edw. Natanson, S. Dickstein); *Wiadomości Matematyczne* od r. 1897; *Biblioteka Matematyczno-Fizyczna* zapoczątkowana przez M. Baranieckiego.

Z inicjatywy dawnych profesorów (Jakuba Natansona) i wychowanków Szkoły Głównej powstaje Muzeum Przemysłu i Rolnictwa z pracowniami naukowymi: geologiczną, chemiczną i fizyczną oraz stacją meteorologiczną, powstaje Kasa im. Mianowskiego, udzielająca zapomóg dla osób pracujących na polu naukowym i wreszcie w r. 1907 — Towarzystwo Naukowe Warszawskie, również z inicjatywy i przy współdziałaniu b. wychowanków Szkoły Głównej.

Wydawnictwa te i instytucje, z wyjątkiem *Pamiętnika Towarzystwa Nauk Ścisłych* były związane z Warszawą. Przyczyniły się one do rozwoju naszego słownictwa naukowego, a skupiając wokół siebie wielu pracowników młodszego pokolenia utrzymywały ciągłość wiedzy na terenie b. Królestwa Polskiego.

Physics in the Warsaw Main School 1862—1869

Abstract: The article presents a brief outline of the conditions and level of teaching university physics in the Department of Physics and Mathematics of the Warsaw Main School. It includes a description of the scientific activities of Adam Prażmowski and Stanisław Przyszyński Professors of Experimental Physics as well as some of the other physicists who graduated from the School. In spite of the rather small scientific achievements of the School which was doomed because of the uprising of 1863 to be closed before it had time to develop, its didactic attainments exerted a considerable influence on the level of the exact sciences in the Congress Kingdom of Poland for approximately the next forty years.

Literatura

- Spis wykładów w Szkole Głównej Warszawskiej [Nr 1] Letnie półrocze r. 1863/4.
Wykazy Szkoły Głównej Warszawskiej [Nr 2] — Nr 10 od półrocza zimowego 1864/5 do półrocza zim. 1868/9 włącznie.
Kurier Codzienny Nr 196, s. 2, 1867.
Kruier Warszawski Nr 30, s. 2, 1869.

- 000
- Dickstein S., *Wydział fizyko-matematyczny*. Kurier Codzienny Nr 321, 1887.
- Dziwulski E., *Ze wspomnień o Szkole Głównej. Siedmiolecie Wydziału Matematycznego b. Szkoły Głównej w Warszawie*. Przegląd Literacki — dodatek do „Kraju” Nr 28—33, Petersburg 1890.
- Bartkiewicz Br., *Szkola Główna Warszawska 1862—69*. T. II Ces.-Król. Warsz. Chir. Akademia i Wydz. Lek. Szkoły Gł. Warsz., Kraków 1901.
- Kramsztyk St., *Adam Prażmowski 1821—1885. Album biograficznie zasłużonych Polaków i Polek wieku XIX*, T. II, s. 95—97, Warszawa 1903.
- Księga pamiątkowa Zjazdu b. Wychowañców b. Szkoły Głównej Warszawskiej rocznicę jej założenia, Warszawa 1905.
- Szperl L., *Materiały do historii Szkoły Głównej Warszawskiej. Rada Wydziału Matematyko-Fizyczny. Pracownia chemiczna*, Warszawa 1913.
- Księga pamiątkowa Zjazdu b. wychowañców b. Szkoły Głównej Warszawskiej w 50 rocznicę jej założenia, Warszawa 1914.
- Polski Słownik Biograficzny Kraków PAU Litery A—H.
- Borowski St., *Szkola Główna Warszawska*, Warszawa 1937.
- Piech T., *Zarys historii fizyki w Polsce*, Kraków 1948.
- Gadomski J., *Adam Prażmowski, pierwszy astrofizyk polski*. Urania 27, s. 97

Dickstein S., *Wydział fizyko-matematyczny*. Kurier Codzienny Nr 321, 1887.

Dziwulski E., *Ze wspomnień o Szkole Głównej. Siedmioletnie Wydziału Matematyczno-Fizycznego b. Szkoły Głównej w Warszawie*. Przegląd Literacki — dodatek do „Kraju“ t. 17, Nr 28—33, Petersburg 1890.

Bartkiewicz Br., *Szkola Główna Warszawska 1862—69*. T. II Ces.-Król. Warsz. Med. Chir. Akademia i Wydz. Lek. Szkoły Gł. Warsz., Kraków 1901.

Kramsztyk St., *Adam Prażmowski 1821—1885. Album biograficznie zasłużonych Polaków i Polek wieku XIX*, T. II, s. 95—97, Warszawa 1903.

Księga pamiątkowa Zjazdu b. Wychowañców b. Szkoły Głównej Warszawskiej w 40 rocznicę jej założenia, Warszawa 1905.

Szperl L., *Materiały do historii Szkoły Głównej Warszawskiej. Rada Wydziału Mat.-Fiz., Chemicy. Pracownia chemiczna*, Warszawa 1913.

Księga pamiątkowa Zjazdu b. wychowañców b. Szkoły Głównej Warszawskiej w 50 rocznicę jej założenia, Warszawa 1914.

Polski Słownik Biograficzny Kraków PAU Litery A—H.

Borowski St., *Szkola Główna Warszawska*, Warszawa 1937.

Piech T., *Zarys historii fizyki w Polsce*, Kraków 1948.

Gadomski J., *Adam Prażmowski, pierwszy astrofizyk polski*. Urania 27, s. 97 (1956).

Mieczysław Jeżewski

W sprawie interpretowania symboli w równaniach fizyki

Na temat poruszony w niniejszym artykule napisano już wiele artykułów i książek. Mimo to nie przestał on być nadal aktualny, szczególnie przy nauczaniu fizyki. Chodzi mianowicie o interpretację symboli literowych we wzorach wyrażających definicje wielkości lub prawa fizyki. Jak wiadomo, w fizyce mamy wciąż do czynienia ze związkami między wielkościami fizycznymi. Co to jest wielkość fizyczna, to oczywiście wszyscy fizycy dobrze wiedzą. Jednak przytaczane w różnych książkach definicje nieco różnią się, przede wszystkim ścisłością. Najprostszą może, lecz i najmniej dokładną jest: wielkością nazywamy wszystko to, co można zmierzyć [1, 16]. W wykładach dla studentów Akademii Górniczo-Hutniczej posługiwałem się zwykle następującym określeniem: „Wielkościami nazywamy takie własności ciał lub zjawisk, które można porównywać ilościowo z takimi samymi własnościami innych ciał lub zjawisk“ [11]. W słowniku Polskich Wyrazów Technicznych, Dział 11, Matematyka [14] znajdujemy następujące określenie wielkości: „Wielkość — każdy element takiego zbioru nieskończonego, w którym dla dowolnych dwóch jego elementów A i B umówione zostało w pewien sposób znaczenie zdań następujących:

- A jest mniejsze od B ($A < B$)
- A jest równe B ($A = B$)
- A jest większe od B ($A > B$)

i w którym można zawsze znaleźć dowolną liczbę elementów tego rodzaju, żeby żadne dwa nie były sobie równe“.

Lecz mówiąc np. „długość“ mogę mieć na myśli ogólne pojęcie długości jako właściwości wszystkich ciał, albo też mogę mieć na uwadze długość pewnego konkretnego przedmiotu. Mówiąc „prędkość“ mogę mieć na myśli ogólną cechę wszelkich możliwych ruchów albo też możemy mówić o prędkości danego ruchu. W odnośnej niemieckiej literaturze odróżniają często te dwa pojęcia. Pierwsze nazywają „rodzajem wielkości“ (*Größenart*), drugie — wprost „wielkością“ (*Grösse*).

W powyżej wspomnianym Słowniku Matematycznym znajdujemy również definicję miary albo wartości liczbowej wielkości. Jest ona następująca: „Miara wielkości — liczba, którą można podporządkować jednoznacznie każdemu elementowi zbioru wszystkich wielkości pewnego rodzaju, obierając jedną z nich za jednostkę, aby były spełnione warunki następujące:

1) jeśli a jest miarą wielkości A , gdy wielkość U obrano za jednostkową, zaś a' i u' są miarami elementów A i U , gdy wielkość U' obrano za jednostkową, to

$$a' = au'$$

2) związkom

$$A < B, \quad A = B, \quad A > B$$

między wielkościami dowolnymi A i B , należącymi do danego zbioru, odpowiadają własności

$$a < b, \quad a = b, \quad a > b$$

miar a i b tych elementów.

3) miara sumy dwóch wielkości należących do danego zbioru, równa się sumie miar tych wielkości”.

Zależnie od reguły, jak dodajemy wielkości mamy do czynienia z wielkościami skalarnymi, wektorowymi lub tensorowymi.

Można by tu dodać uwagę, że nie zawsze można dodawać wielkości tego samego rodzaju. Możemy dodawać długości, masy, ciężary, prędkości, ale nie miałyby sensu dodawanie ciężarów właściwych lub oporów właściwych.

W doskonałym *Kursie Matematyki Wyższej* Smirnowa [2] znajduje się następujące określenie wielkości i jej miary:

„Jednym z podstawowych pojęć jest pojęcie o wielkości i jej pomiarze. Charakterystyczna właściwość wielkości zawarta jest w tym, że może ona być zmierzona, tj. tą lub inną drogą porównana z pewną określoną wielkością tego samego rodzaju, którą przyjmuje się za jednostkę miary. Sam proces porównania zależy od właściwości badanej wielkości i nazywa się pomiarem. W wyniku pomiaru otrzymuje się *liczbę oderwaną* wyrażającą stosunek rozpatrywanej wielkości do wielkości przyjętej za jednostkę.

Każde prawo natury daje nam stosunek między wielkościami, dokładniej *między liczbami* wyrażającymi te wielkości.

Przedmiotem badania matematyki są właściwie liczby i rozmaite między nimi stosunki, niezależnie od konkretnego znaczenia tych wielkości lub praw, które doprowadziły nas do tych liczb lub stosunków“.

Termin „miara“ jest niestety używany w rozmaitych znaczeniach. Toteż będę w dalszym ciągu przeważnie używał terminu „wartość liczbowa“. Tam gdzie cytuję niektóre wypowiedzi innych autorów, oczywiście muszę pisać tak jak oni „miara“. Termin ten będzie używany wyłącznie w znaczeniu „wartość liczbowa“.

Jak wiadomo, pewną liczbę wielkości obiera się za podstawowe i ustala się umownie ich jednostki. Różni fizycy wyrażają różne zdania co do tego, jaka powinna być liczba wielkości podstawowych. Na Generalnej Konferencji Miar w r. 1960 uchwalono przyjęcie sześciu wielkości za podstawowe. Są to: długość (jednostka metr), masa (jednostka kilogram), czas (jedn. sekunda), natężenie prądu elektrycznego (jednostka amper), temperatura termodynamiczna (jedn. stopień Kelvina) i światłość (jedn. kandela). Wszystkie pozostałe wielkości są wielkościami pochodnymi, definiowanymi w zależności od wielkości podstawowych, a ich jednostki są określane również w zależności od jednostek wielkości podstawowych. System oparty na sześciu powyższych jednostkach wielkości podstawowych otrzymuje nazwę Systemu Międzynarodowego Jednostek (*Système International d'Unités*, skrót międzynarodowy „SI“).

Wielkości podstawowych nie definiuje się, lecz podaje się możliwie dokładne określenia ich jednostek. Sposoby pomiaru należą do metrologii.

Jak wiadomo, prawa natury wyrażone są w postaci wzorów matematycznych wyrażających związki między różnymi wielkościami fizycznymi, występującymi w tych wzorach pod postacią symboli. Ponieważ wszelkie działania takie jak dodawanie, mnożenie, dzielenie, potęgowanie itd. są określone dla liczb, rozumiano zwykle pod symbolami występującymi we wzorach liczby będące miarami wielkości fizycznych, tak jak to rozumie Smirnow w przytoczonym powyżej zdaniu.

Lecz przed przeszło 40 laty Wallot [17], odpowiadając na pewne zarzuty pod adresem fizyków podniesione przez Ehrenfest-Afanasjewą [5, 6], wystąpił z poglądem, że pod symbolami we wzorach należy rozumieć wielkości fizyczne a nie ich wartości liczbowe. Ogłosił na ten temat szereg artykułów [17, 19], a następnie książkę pod tytułem: *Grössengleichungen, Einheiten und Dimensionen* [18], w której przedstawia swoje poglądy. W przedmowie do swojej książki pisze Wallot, że przed niewiele dziesiątkami lat rachowano tylko wartościami liczbowymi i że wszelkie trudności z jednostkami pochodzą z pomieszania wielkości fizycznych z ich wartościami liczbowymi oraz przyjmowania dowolnych związków między jednostkami.

Głównie chodzi Wallotowi, tak samo jak i jego późniejszym zwolennikom o tzw. wzory definicyjne, określające pochodne wielkości fizyczne, a więc takie np. jak

$$\text{kąt } \varphi = \frac{b}{r}, \text{ prędkość } v = \frac{ds}{dt}, \text{ przyśpieszenie } a = \frac{dv}{dt}$$

$$\text{siła } F = ma, \text{ moc } P = \frac{dW}{dt}, \text{ opór elektryczny } R = \frac{U}{I} \text{ itp.}$$

Chciałbym przytoczyć tu parę przykładów jego rozumowań, które są bardzo charakterystyczne. Tak np. po krótkim omówieniu pojęcia długości w § 2 bardzo szeroko omawia sprawę kąta na płaszczyźnie. Chce, jak pisze, ustalić równanie definicyjne dla kąta (*Definitionsgleichung*). Pisze tak: „Co jest kątem, o tym laik ma więcej lub mniej jasne wyobrażenie. Gdy z jednego punktu poprowadzimy dwie nieskończenie długie półproste, to między nimi leży to, co naiwnie nazywamy kątem. Jeżeli z wierzchołka kąta zatoczmy okrąg o promieniu r , to kąt jest tym większy, im dłuższy jest odcinek tego okręgu znajdujący się między jego ramionami. Najprostszym założeniem tu jest że kąty są proporcjonalne do łuków

$$\varphi_1 : \varphi_2 = b_1 : b_2 \quad (2.1)$$

przy stałym r .

Możemy więc napisać

$$\varphi = k'b. \quad (2.2)$$

Zależność współczynnika k' od promienia możemy łatwo wyznaczyć. Gdy przy niezmiennym kącie zakreśliśmy różnymi promieniami okręgi, to ich łuki zawarte między ramionami kąta są proporcjonalne do promienia r :

$$b_1 : b_2 = r_1 : r_2 \quad (2.3)$$

przy stałym kącie φ , albo

$$b = k''r. \quad (2.4)$$

Z (2.2) i (2.4) wynika

$$\varphi = k \frac{b}{r}, \quad (2.5)$$

gdyż przy stałym r mamy $\frac{k}{r} = k'$, zaś przy stałym φ — $\frac{\varphi}{k} = k''$. Zależność kąta od wielkości fizycznych jest całkowicie wyrażona przez iloraz $\frac{b}{r}$; stały czynnik k może być tylko liczbą oderwaną (niekoniecznie, *przyp. mój*). Wartość jego jest w zasadzie dowolna. Kładziemy $k = 1$ i wobec tego definiujemy kąt jako stosunek łuku b do promienia r

$$\varphi = \frac{b}{r}. \quad (2.6)$$

Taka definicja jest najkrótsza i najprostsza.

Pisze dalej: „Przez równanie $\varphi = \frac{b}{r}$ zdefiniowany jest kąt jako wielkość pochodna. Być może jednak niektórzy z moich czytelników z tym się nie zgodzą. Powiedzą oni: że stosunek $\frac{b}{r}$ jest *miarą* kąta, na to się zgadzamy, ale nigdy się nie zgodzimy, aby $\frac{b}{r}$ było tym samym co kąt; co najwyżej moglibyśmy napisać

$$\varphi = k \frac{b}{r}$$

gdzie k jest czynnikiem, którym możemy rozporządzać“.

Pisze dalej Wallot, że „nie może uważać tej krytyki za chybioną“. Przyznaje, że wprowadzić można byłoby inaczej definiować kąt, ale następnie w dość zawyłych wywodach wykazuje, że byłoby to kłopotliwe i byłyby przy tym różne trudności, wobec czego przyjmujemy definicję (2.6) jako najprostszą.

W § 5 wyprowadza w podobny sposób pojęcie prędkości. Jeżeli pisze, dwa ciała w czasie t przebywają drogi s_1 i s_2 , to według naiwnego¹ wyobrażenia ich średnie prędkości mają się jak przebyte drogi:

$$v_1 : v_2 = s_1 : s_2 . \quad (5.1)$$

Jeżeli te dwa ciała przebywają jednakową drogę s w czasach t_1 i t_2 , to według naiwnych wyobrażeń ich średnie prędkości mają się odwrotnie do czasów:

$$v_1 : v_2 = t_2 : t_1 . \quad (5.2)$$

Zatem otrzymujemy definicję

$$v = k \frac{s}{t} \quad (5.3)$$

gdzie k jest stałą. Ze związku (5.3) wynikają właśnie związki (5.1) i (5.2). Dalej żądamy odpowiednio do naiwnych wyobrażeń, żeby proporcje (5.1) i (5.2) w zupełności wyrażały zależność prędkości od wymienionych fizycznych wielkości. W takim razie k musi być liczbą oderwaną (nie widząc takiej konieczności, *przyp. mój*), którą ze względu na prostotę kładziemy równą 1 i otrzymujemy

$$v = \frac{s}{t} . \quad (5.4)$$

Równanie to uważamy za definicję średniej prędkości. Nazywamy to równanie „podstawowym równaniem wielkościowym“ (*Grund-Grössengleichung*), ponieważ litery v , s i t oznaczają wielkości.

Pisze dalej, że musi się stałe, szczególnie na początku przypominać drogę, którą doszliśmy do równania (5.4). Następnie pisze, cytując: „Nie powinniśmy ulegać pokusie, aby postawić pytanie: co to znaczy dzielić drogę przez czas? Przecież równanie (5.4) jest streszczeniem proporcji (5.1) i (5.2), w których porównujemy wielkości tylko tego samego rodzaju. Dopiero, gdy sens równań wielkościowych w ten sposób sobie wyjaśnimy, nie będziemy już widzieli trudności, aby do wielkości fizycznych stosować reguły matematyki, tak samo bez zastrzeżeń, jak do czystych liczb“.

Podkreśla Wallot, że równania powyższe są niezależne od wyboru jednostek wielkości v , s i t . To samo zachodzi dla wszystkich wielkościowych równań fizyki; nie mają one nic do czynienia z wyborem jednostek dla wielkości w nich występujących.

Wallot uważa za bardzo ważne, że żąda tylko porównywania wielkości a nie ich mierzenia.

Aby niektóre rozumowania autorów przytoczone w dalszym ciągu były zrozumiałe, musimy jeszcze na chwilę zatrzymać się na sprawie jednostek różnych wielkości fizycznych.

Jak dobrze wiadomo, prócz wielkości podstawowych używamy w fizyce bardzo wielu wielkości pochodnych. Między wielkościami pochodnymi i podstawowymi, jak również między różnymi wielkościami pochodnymi istnieją związki prostej lub odwrotnej proporcjonalności. A więc prędkość jest proporcjonalna do przyrostu drogi, a odwrotnie proporcjonalna do czasu jej przebycia, przyspieszenie jest proporcjonalne do przyrostu prędkości a odwrotnie proporcjonalne do czasu, w którym obserwowany jest ten przyrost itd. Jednostki wielkości pochodnych w zasadzie moglibyśmy obrać zupełnie niezależnie, np. moglibyśmy za jednostkę prędkości przyjąć prędkość punktu na równiku przy obrocie Ziemi wokół osi, za jednostkę przyspieszenia, np. przyspieszenie siły ciężkości itd. Musielibyśmy wtedy we wszystkich wzorach określających te wielkości dodać współczynniki proporcjonalności. Mielibyśmy wtedy następujące wzory dla wielkości pochodnych: prędkość $v = k_1 \frac{ds}{dt}$, przyspieszenie $a = k_2 \frac{dv}{dt}$, siła $F = k_3 ma$ pęd $p = k_4 mv$, praca $W = k_5 (F \cdot s)$, moc $P = k_6 \frac{dW}{dt}$, natężenie pola elektrycznego $E = k_7 \frac{dF}{dQ}$, opór elektryczny $R = k_8 \frac{dU}{dI}$, pojemność elektryczna $C = k_9 \frac{dQ}{dU}$ itd.

¹ Wallot zastrzega się, że słowa „naiwny“ nie używa w znaczeniu przygany.

Jeżeli przyjmiemy, że wszystkie te współczynniki proporcjonalności są czystymi liczbami równymi jedności, wówczas jednostki tych wszystkich wielkości pochodnych będą zależne od jednostek wielkości podstawowych. Będą należeć do jednego układu jednostek. Taki układ Wallot, Fischer i inni nazywają układem „spójnym“ (*kohärent*)². O ile mi wiadomo termin ten używany jest tylko przez techników (Wallot, Fischer, Oberdorfer są inżynierami). Fizycy chyba nigdy nie używali takiej nazwy. W nowym Kohlrauschu, w którym znajduje się duży rozdział o wielkościach i jednostkach używanych w fizyce, pisany wyraźnie pod wpływem Wallota, Fischera, Fleischmanna (są tam zresztą cytowani) nie znalazłem takiego terminu. A więc takie jednostki, jak metr, kilogram, sekunda, metr na sekundę, m/sec², niuton = kg m sec⁻² dżul = kg m² sec⁻², wat = kg m² sec⁻³ itd. byłyby jednostkami „spójnymi“, albo, jakby powiedzieli fizycy „należącymi do jednego układu jednostek“. Podobnie jednostki układu CGS. Natomiast takie jednostki jak metr, kilometr, centymetr, angstrom, kilogramometr, koń mechaniczny, amper, ersted itp. nie będą jednostkami „spójnymi“. Oczywiście należą one do rozmaitych układów jednostek. Jeżeli się chce w jednym równaniu jednocześnie użyć jednostek „niespójnych“, to wystąpią w nich współczynniki liczbowe, jak to będzie można stwierdzić na przykładach przytoczonych w dalszym ciągu.

Fischer [7] pojmuje podobnie jak Wallot wielkości fizyczne oraz związki między nimi. W swojej książce *Größen und Einheiten der Elektrizitätslehre* pisze, że możemy mówić o wielkościach fizycznych nie dopiero wtedy, gdy zostaną ustalone między nimi ilościowe stosunki, ale wtedy już, gdy jest pewne, że to jest możliwe. Konieczną cechą pojęcia „wielkości fizycznej“ według niego jest porównywalność. Stąd wynika ważny fakt, że o wielkościach można mówić przed tym, nim zostaną ustanowione jednostki. Dowolnie wybrane porównywalne wielkości i ustanowiona stała jednostka to są dwa różne pojęcia. Pojęcie wielkości fizycznej nie ma zatem jako założenia pojęcia jednostka.

Dalej pisze: jednostki są ustanawiane konwencjonalnie. Nie określają żadnych praw natury. Ponieważ wielkości i jednostka są wielkościami tego samego rodzaju, zatem ich stosunek jest czystą (niemianowaną) liczbą, którą nazywamy wartością liczbową:

$$\frac{\text{wielkość}}{\text{jednostka}} = \text{wartość liczbowa}.$$

skąd otrzymuje się

$$\text{wielkość} = \text{jednostka} \times \text{wartość liczbowa},$$

Zwraca uwagę Fischer, że nie należy uważać tego związku za definicję. Wyrażenie to jest przepisem rachowania a nie definicją. Można ten związek napisać symbolicznie

$$G = \{G\} \cdot [G],$$

gdzie $\{G\}$ oznacza wartość liczbową, a $[G]$ — jednostkę. Podkreśla, że równanie to jest niezmiennicze względem zmiany jednostki, gdyż, jeżeli wybierzemy p razy większą jednostkę, to wartość liczbową zmniejszy się p razy.

Równania fizyki rozumie jako równania wielkościowe. Aby rachować równaniami wielkościowymi, należy za symbole, które oznaczają wielkości podstawić iloczyny: wartość liczbową razy jednostka. Jeżeli wielkość X jest wyrażona jako iloczyn potęgowy:

$$X = G_1^{a_1} \cdot G_2^{a_2} \cdot G_3^{a_3} \dots \cdot G_n^{a_n}$$

to otrzymamy wielkość X jako iloczyn wartości liczbowej przez odpowiednią jednostkę, jeżeli pozostałe wielkości zostaną wyrażone jako takie iloczyny.

Równania, jakie spotyka się w fizyce i w naukach technicznych, dzieli na cztery kategorie:

1. Ogólne równania wielkościowe. Wyrażają one związki między wielkościami bez uwzględnienia jakiegokolwiek jednostek. Z wielkości wynikają wartości liczbowe poprzez jednostki.

² Jak twierdzi Stille [15] słowo „coherent“ było w tym znaczeniu użyte już w roku 1863 w *Report of British Association for the Advancement of Science*.

Jeżeli któreś z takich równań zawiera jakiś czynnik liczbowy, jest to skutek operacji matematycznej (np. $E_k = \frac{mv^2}{2}$), albo też definicji. Nie mogą one zawierać empirycznego czynnika liczbowego.

Równania definicyjne są zawsze ogólnymi równaniami wielkościami.

2. Równania przystosowane (*Zugeschnittene Grössengleichungen*). Przy rachowaniu za pomocą równań wielkościovych jednostka wyrachowywanej wielkości wynika z jednostek innych wielkości. Musi ona być czasem przerachowana na inną pożądaną jednostkę. Zamiast tego możemy samo równanie wielkościovie odpowiednio przekształcić. Podaje przykład, jak można to zrobić. Bierze pod uwagę równanie wielkościovie

$$v = \frac{s}{t}.$$

Dzieli je przez tożsamość $\text{km/h} = \frac{\text{km}}{\text{h}}$ i otrzymuje

$$\frac{v}{\text{km/h}} = \frac{s/\text{km}}{t/\text{h}}.$$

Jeżeli teraz podzielimy to równanie przez równanie jednostkowe

$$\text{cm/sec} = 0,036 \text{ km/h}$$

to otrzymamy

$$\frac{v}{\text{cm/sec}} = 27,8 \frac{s/\text{km}}{t/\text{h}}.$$

Równania przystosowane są użyteczne wtedy, gdy zadane jednostki nie są „spójne“ (tzn. nie należą do jednego układu jednostek), albo, gdy trzeba coś często z danego równania wyrachowywać.

3. Równania między jednostkami (*Einheitgleichungen*). Dodaje tu Fischer uwagę, że są to również równania wielkościovie, ponieważ jednostki są również wielkościami. Równania jednostkowe zawierają czynniki liczbowe. Jednostki nazywają się „spójnymi“ (*kohärent*), gdy w równaniach je związujących czynnik liczbowy równa się 1 (np. $1 \text{ N} = 1 \text{ kgm/sec}^2$).

4. Równania liczbowe (*Zahlenwertgleichungen*) są równaniami, w których symbole oznaczają wartości liczbowe, czyli stosunki wielkości do jednostki. Uzyskują dopiero wtedy określone znaczenie, gdy zostaną podane użyte jednostki.

W równaniu liczbowym symbole oznaczają wartości liczbowe, w równaniu wielkościovym — wielkości. Można więc, zależnie od okoliczności, nadawać im jedno lub drugie znaczenie.

Oberdorfer [13] interpretuje równania fizyki podobnie jak Fischer. Pisze, że zjawiska fizyczne można przedstawić za pomocą symboli literowych, które są nazywane wielkościami fizycznymi albo krótko wielkościami i które składają się z dwóch czynników: wartości liczbowej i jednostki. Rozróżnia również równania wielkościovie, liczbowe i jednostkowe (między jednostkami). Utrzymuje, że równanie wielkościovie zachowuje swoją formę niezależnie od wyboru układu jednostek, ponieważ w razie występujących w nich niewygodnych jednostek może być przekształcone łatwo za pomocą równań między jednostkami. Przytacza jako przykład równanie wielkościovie (droga w ruchu jednostajnie przyspieszonym):

$$s = \frac{1}{2} at^2,$$

które ma być wykorzystane przy następujących danych:

$$a = 4 \text{ m sec}^{-2} \quad t = 3 \text{ h (godziny)}.$$

Rozwiązuje je tak:

$$s = \frac{1}{2} \cdot 4 \cdot 9 \text{ m sec}^{-2} \text{h}^2.$$

Jeżeli któreś z takich równań zawiera jakiś czynnik liczbowy, jest to skutek operacji matematycznej (np. $E_k = \frac{mv^2}{2}$), albo też definicji. Nie mogą one zawierać empirycznego czynnika liczbowego.

Równania definicyjne są zawsze ogólnymi równaniami wielkościowymi.

2. Równania przystosowane (*Zugeschnittene Grössengleichungen*). Przy rachowaniu za pomocą równań wielkościowych jednostka wyrachowywanej wielkości wynika z jednostek innych wielkości. Musi ona być czasem przerachowana na inną pożądaną jednostkę. Zamiast tego możemy samo równanie wielkościowe odpowiednio przekształcić. Podaje przykład, jak można to zrobić. Bierze pod uwagę równanie wielkościowe

$$v = \frac{s}{t}.$$

Dzieli je przez tożsamość $\frac{\text{km}}{\text{h}} = \frac{\text{km}}{\text{h}}$ i otrzymuje

$$\frac{v}{\text{km/h}} = \frac{s/\text{km}}{t/\text{h}}.$$

Jeżeli teraz podzielimy to równanie przez równanie jednostkowe

$$\text{cm/sec} = 0,036 \text{ km/h}$$

to otrzymamy

$$\frac{v}{\text{cm/sec}} = 27,8 \frac{s/\text{km}}{t/\text{h}}.$$

Równania przystosowane są użyteczne wtedy, gdy zadane jednostki nie są „spójne“ (tzn. nie należą do jednego układu jednostek), albo, gdy trzeba coś często z danego równania wyrachowywać.

3. Równania między jednostkami (*Einheitengleichungen*). Dodaje tu Fischer uwagę, że są to również równania wielkościowe, ponieważ jednostki są również wielkościami. Równania jednostkowe zawierają czynniki liczbowe. Jednostki nazywają się „spójnymi“ (*kohärent*), gdy w równaniach je związujących czynnik liczbowy równa się 1 (np. $1 \text{ N} = 1 \text{ kgm/sec}^2$).

4. Równania liczbowe (*Zahlenwertgleichungen*) są równaniami, w których symbole oznaczają wartości liczbowe, czyli stosunki wielkości do jednostki. Uzyskują dopiero wtedy określone znaczenie, gdy zostaną podane użyte jednostki.

W równaniu liczbowym symbole oznaczają wartości liczbowe, w równaniu wielkościowym — wielkości. Można więc, zależnie od okoliczności, nadawać im jedno lub drugie znaczenie.

Oberdorfer [13] interpretuje równania fizyki podobnie jak Fischer. Píše, że zjawiska fizyczne można przedstawić za pomocą symboli literowych, które są nazywane wielkościami fizycznymi albo krótko wielkościami i które składają się z dwóch czynników: wartości liczbowej i jednostki. Rozróżnia również równania wielkościowe, liczbowe i jednostkowe (między jednostkami). Utrzymuje, że równanie wielkościowe zachowuje swoją formę niezależnie od wyboru układu jednostek, ponieważ w razie występujących w nich niewygodnych jednostek może być przekształcone łatwo za pomocą równań między jednostkami. Przytacza jako przykład równanie wielkościowe (droga w ruchu jednostajnie przyspieszonym):

$$s = \frac{1}{2} at^2,$$

które ma być wykorzystane przy następujących danych:

$$a = 4 \text{ m sec}^{-2} \quad t = 3 \text{ h (godziny)}.$$

Rozwiązuje je tak:

$$s = \frac{1}{2} \cdot 4 \cdot 9 \text{ m sec}^{-2} \text{h}^2.$$

Skąd za pomocą równań między jednostkami

$$1 \text{ h} = 3600 \text{ sec} \quad 1 \text{ m} = 10^{-3} \text{ km}$$

otrzymuje

$$s = 18 \cdot (3600)^2 \text{ m sec}^{-2} \text{ sec}^2 = 233,28 \cdot 10^8 \text{ m} = 233280 \text{ km} .$$

Pisze, że gdybyśmy w tym przypadku chcieli napisać równanie liczbowe, to byłoby ono następujące

$$s = 6480 \text{ at}^2$$

jeżeli byśmy chcieli wyrazić a w m/sec^2 , t w godzinach, a na drogę chcielibyśmy otrzymać wynik w kilometrach.

Muszę powiedzieć, że, pomijając już nierealność tego przykładu, sposób rachowania nie jest bardzo pouczający. W każdym razie nie pozwolilibym studentom rachować w ten sposób, żeby do jednego równania wstawiać najrozmaitsze jednostki nie należące do jednego układu, czyli jak mówią specjaliści „niespójne“.

Wprawdzie czasami (bardzo rzadko) używamy w fizyce wzorów, w których stosujemy jednostki różnych układów jeżeli chodzi o to, aby często szybko coś wyrachowywać. Takim jest np. wzór na prędkość elektronów od napięcia, którym są rozprędzane:

$$v = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U}$$

z którego otrzymujemy prędkość w cm/sec , jeżeli U wyrazimy w woltach. Podobnie używa się czasami wzoru na pojemność kondensatora płaskiego

$$C = 8,854 \frac{S}{d},$$

z którego otrzymujemy pojemność w pikofaradach, gdy pole okładek S i odległość ich d wyrazimy odpowiednio w m^2 i w m . Zazwyczaj jednak używa się tylko jednostek należących do jednego układu.

Wszyscy wyżej wymienieni autorowie podkreślają jako swoje najważniejsze twierdzenie (uważane przez nich niemal za odkrycie) „niezmienniczość wielkości względem zmiany jednostki“ pisząc, że wielkość $A = \{A\} \cdot [A]$, czyli równa się wartości liczbowej $\{A\}$ pomnożonej przez jednostkę $[A]$. Dla fizyków jest to rzecz zupełnie oczywista. Gdy mówię np. o długości stołu, to mogę tę długość wyrazić w rozmaitych jednostkach, powiedzmy

$$l = 2 \text{ m} = 200 \text{ cm} = 20 \text{ dm} = 0,002 \text{ km} ,$$

ale jest to zawsze ta sama długość. Myśląc o długości tego stołu mogę w ogóle nie wiązać z nią żadnej liczby. Tak samo rzeczy się mają z pojęciem prędkości. Weyssenhoff [20] w swojej książce: *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej* pisze: „Gdy fizyk mówi na przykład, że prędkość pociągu względem Ziemi wynosi v , wówczas ma niemal zawsze na myśli jednoznacznie określoną wielkość fizyczną zwaną prędkością, a nie „liczbę wyrażającą prędkość“, która staje się określona dopiero po podaniu układu jednostek“. Podobnie jest z innymi wielkościami fizycznymi. Możemy z nimi nie wiązać żadnych określonych liczb. Tak, ale co począć, gdy między nimi istnieją związki wyrażone działaniami matematycznymi, gdy np. musimy mnożyć długość przez długość aby obliczyć pole, albo dzielić przyrost długości przez czas itp.?

Toteż Landolt [12], a następnie Fleischmann [8, 9] zrobili dalszy logiczny krok: starali się mianowicie stworzyć zasady wykonywania działań nad abstrakcyjnymi pojęciami. Chciałbym tu po krótko przedstawić rozumowanie Fleischmanna, którego artykuł [8] znajduje się w łatwo dostępnym czasopiśmie.

Fleischmann odróżnia przede wszystkim „wielkości“ (*Größen*) i „rodzaje wielkości“ (*Größenarten*). Wielkości rozumie jako iloczyn wartości liczbowej (nie mianowanej, czystej liczby) i mianowanej jednostki. Określoną długość, określony czas czy prędkość nazywa wielkościami. A więc np. „prędkość światła w próżni“ albo $3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$ albo „ $10,8 \cdot 10^8 \text{ km/go}$ “

dżinę“, to jest to ta sama wielkość fizyczna. Natomiast *ogólne pojęcie*, jak „długość“ „czas“, „prędkość“ nazywa „rodzajami wielkości“.

Wszystkie występujące w fizyce związki pojęć (definicje mianowanych rodzajów wielkości) można przedstawić w postaci $A \cdot B = C$ (względnie $A/B = C$). A więc następujące związki zawierają definicje:

prędkości — $s = vt$, przyspieszenia — $v = at$, impulsu — $p = Ft$, działania — $S = Et$, mocy — $E = Pt$, ciśnienia — $F = pA$, natężenia prądu elektrycznego — $Q = It$, oporu — $U = RI$ itd.

Zatem definiuje, co powinno być rozumiane jako iloczyn lub iloraz dwóch „rodzajów wielkości“. Pisze: „Przechodzimy teraz od rachowania określonymi „wielkościami“ (np. określoną długością, określonym czasem, określoną prędkością) do rachowania „rodzajami wielkości“ (np. takimi, jak długość, czas, prędkość itd., to znaczy określonym rodzajem pojęć fizycznych). Zdefiniujemy, co należy rozumieć pod nazwą iloczyn lub iloraz dwóch „rodzajów wielkości“. Nasz punkt wyjścia jest następujący: można utworzyć stosunek „wielkości“ (wielkości mianowanej) do wielkości tego samego rodzaju (tego samego miana). Stosunek ten jest czystą (niemianowaną) liczbą λ . Zatem każdą wielkość można uważać za λ -wielokrotność dowolnie wybranej wielkości tego samego rodzaju, którą możemy uważać za jednostkę.

Aby przejść do rachowania „rodzajami wielkości“, wyjdziemy z dwóch różnych „wielkości“ tego samego „rodzaju wielkości“ (np. dwóch energii) a i a' i dwóch wielkości innego „rodzaju wielkości“ (np. dwóch czasów) b i b' . Niech będzie przy tym $a' = \lambda a$ i $b' = \mu b$, gdzie λ i μ są czystymi liczbami. Bierzymy pod uwagę parę wielkości a i b (różnych rodzajów lub tego samego rodzaju). Możemy określić nową wielkość (a, b) jako funkcję a i b przez żądanie, aby zawsze był spełniony związek $(a', b') = \lambda\mu(a, b)$. Jeżeli to jest spełnione, to nazywamy (a, b) iloczynem a i b i będziemy ten iloczyn pisać $a \cdot b$. Na „rodzaj wielkości“ $a \cdot b$ możemy wprowadzić nową nazwę (np. działanie, gdy rodzaje wielkości a i b są energią i czasem).

Rodzaj wielkości, do którego należą a i a' oznaczymy przez A i analogicznie B dla wielkości b i b' . Rodzaj wielkości $a \cdot b$ będziemy oznaczać $A \cdot B$.

Weźmy pod uwagę jeszcze raz dwie wielkości a i b . Możemy następną wielkość $[a, b]$ zdefiniować jako funkcję a i b , żądając aby zawsze istniał związek $\mu[a', b'] = \lambda[a, b]$. $[a, b]$ nazywamy ilorzadem wielkości a i b i będziemy go pisać w postaci $a:b$ albo a/b . Oczywiście zakładamy, że $b, b' \neq 0$. Na nowy rodzaj wielkości można wprowadzić nową nazwę (np. moc). Będziemy ten nowy „rodzaj wielkości“ oznaczać przez A/B .

Na podstawie tych definicji możemy od rachowania wielkościami (oznaczanymi małymi literami) przejść do rachowania „rodzajami wielkości“ (oznaczanymi dużymi literami). Rodzaje wielkości mogą być traktowane jako *ogólne* (rozmaicie mianowane) wielkości. W ten sposób objaśniliśmy, co należy rozumieć jako mnożenie i dzielenie jednego rodzaju wielkości przez drugi. Czyste liczby jako rodzaj wielkości otrzymywanych ze stosunku A/A będziemy oznaczać (1).

Zatem obok wielkości mianowanych a, b, c możemy również dopuścić czyste liczby jako rodzaj wielkości. Znaczenie $C^{-1} = 1/C$ objaśnia się w analogiczny sposób.

Na podstawie powyższych definicji i objaśnień możemy powiedzieć: rodzaj wielkości „prędkość“ v możemy zdefiniować jako iloraz rodzaju wielkości „długość“ przez rodzaj wielkości „czas“. W taki sposób możemy rozumieć wszystkie równania definicyjne.

Rachowanie rozmaitymi mianowanymi „wielkościami fizycznymi“ i ich uogólnieniem „rodzajami wielkości“ opiera się na następujących twierdzeniach:

1. $A \cdot B = C$, tzn. dla każdej pary wielkości A i B istnieje zawsze trzeci rodzaj C , dla którego zachodzi związek $A \cdot B = C$. (przykład : prędkość \cdot czas = długość).

2. $A \cdot (1) = A$. Istnieje rodzaj wielkości, który przy mnożeniu przez jakikolwiek rodzaj wielkości A daje ten sam rodzaj wielkości A . Nazywamy go rodzajem wielkości liczb niemianowanych i oznaczamy go przez (1). Należą do niego np. kąt, współczynnik załamania.

3. $A \cdot A^{-1} = (1)$. Dla każdego rodzaju wielkości A istnieje odwrotny rodzaj A^{-1} (przykład : częstość \cdot czas = liczba).

4. $A \cdot (B \cdot D) = (A \cdot B) \cdot D$ tzn. dla rodzajów wielkości ważne jest prawo łączności (przykład: długość · (siła · czas) = długość · impuls = energia · czas).
5. $A \cdot B = B \cdot A$ (prawo przemienności).
6. Dla wszystkich $A \neq (1)$ i jakiegokolwiek liczby czynników m ważne jest $A \cdot A \cdot A \dots \neq (1)$.
7. Istnieje skończona liczba elementów C_p, C_q, \dots, C_r zbioru nieskończenie wielu rodzajów wielkości takich, że każdy element tego zbioru X można wyrazić w postaci

$$X = C_p^{\alpha p} C_q^{\alpha q} \dots C_r^{\alpha r}$$

przy całkowitych α_i .

Gdy wymagania 1 do 5 są spełnione, ogół elementów A, B, C, \dots tworzy grupę abelową. Gdy warunki od 1 do 7 są spełnione, tworzą one swobodną grupę abelową (*freie Abelsche Gruppe*).

Jak widać z powyższego przedstawienia rzeczy między zwolennikami traktowania symboli w równaniach fizyki jako „wielkości“ lub „rodzajów wielkości“ (ogólnych pojęć) nie ma jedności. Wallot chce, aby działania matematyczne w równaniach (mnożenie i dzielenie) rozumieć jako prostą lub odwrotną proporcjonalność. Fischer i Oberdorfer uważają takie równania za wielkościowe, w których symbole oznaczają iloczyny wartości liczbowej przez jednostkę, czyli właściwie liczby mianowane, Fleischmann określa działania matematyczne dla ogólnych pojęć. Wallot wypowiada się przeciwko uzasadnieniu wielkościowych równań fizyki na gruncie teorii grup. Píše, że „zapatruje się na to sceptycznie“. Inni fizycy znów nie chcą uznawać rozumowań Wallota. Jak Wallot píše w swojej książce [18], specjalna Podkomisja *AEF* (*Ausschuss für Einheiten und Formelgrößen*) złożona z 15 członków, prawie wyłącznie fizyków, podpisała protest przeciwko jego projektowi, jak twierdzi Wallot, z powodu niezrozumienia jego wywodów.

Także ze strony fizyków teoretyków podniesiono zarzuty. Jak również wspomina Wallot, jeden z teoretyków wyraził się, że pojmowanie wielkościowe „musi spowodować przerażające zamieszanie“. Pojmowanie symboli w równaniach jako wielkości zostało przez wielu fizyków, szczególnie w Anglii i Ameryce odrzucone. Bridgman mówi, że to jest nauka „tylko dla wtajemniczonych“. Przeciwko niej występuje w Ameryce szczególnie Birge, w Anglii — Campbell. Cornelius zalicza ją do „teoriopoznawczych igraszek“ (wszystko to cytuję z książki samego Wallota). Diesselhorst [31] rozumie równania wielkościowe jako wzory, w których jedynie zamiast symboli nie zostały podstawione wartości liczbowe, nie zawierają one wartości liczbowych odniesionych do określonych jednostek. Diesselhorst swoje ujęcie pojmowania symboli wypowiada w następującym zdaniu: „Wzory fizyki wyrażają związki między wielkościami i przedstawiają równania między ich wartościami liczbowymi“.

W rozdziale II przez niego opracowanym w *Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik* [4] píše Diesselhorst: „W ogólności litery we wzorach fizyki mogą oznaczać tylko wartości liczbowe a nie same wielkości, tak np. we wzorach na prędkość $v = l/t$ albo na energię kinetyczną $E = \frac{1}{2}mv^2$. Ponieważ tylko nad liczbami możemy wykonywać działania matematyczne, jak mnożenie, dzielenie, potęgowanie itd. Gdy mamy dzielić długość przez czas, podnosić prędkość do kwadratu, wyciągać pierwiastek kwadratowy z energii, musimy stosować reguły algebraiczne, które mogą się tylko odnieść do wartości liczbowych“.

Jak widać, ci, którzy zajmują się fizyką od lat, nie są zgodni w swych zapatrywaniach. Przy nauczaniu, przy nowej interpretacji symboli, mają również wielkie trudności. Wallot píše w swojej książce: „Gdy się chce objaśnić sens równań wielkościowych, zawsze się obserwuje, jak trudno jest prawie wszystkim nowicjuszom stanąć istotnie na gruncie wielkości. Wciąż z powrotem wpadają oni — przynajmniej na początku — w dawne pojmowanie, wikłają się w sprzecznościach i trudnościach, stają się niepewni i nie wiedzą, co z tego, czego się nauczyli w szkole średniej lub wyższej, jest prawdziwe i w jakich punktach mają się przeuczać. Te trudności mogą się stać jeszcze większe, gdy objaśnimy, jak inni traktują te problemy. Życzyłbym sobie czytelników, którzy biorąc tę książkę do ręki mogliby zapomnieć, co poprzednio uważali za słuszne“.

Wallotowi, Fleischmannowi i innym chodzi głównie o tzw. równania definicyjne określające wielkości pochodne. Weźmy jako przykład jeden z najprostszych przypadków: pojęcie prędkości średniej. Wallot, jak przypominam, powołuje się na proporcjonalność prędkości do drogi i odwrotną proporcjonalność do czasu i zastrzega się, że nie należy pytać co to znaczy dzielić drogę przez czas. Fleischmann wprowadza pojęcie dzielenia „rodzaju wielkości“ droga przez „rodzaj wielkości“ czas. Fischer i Oberdorfer opierają się na związku:

wielkość = wartość liczbową razy jednostka

albo symbolicznie

$$A = \{A\} \cdot [A],$$

zatem

$$\begin{array}{l} \text{droga (jako wielkość)} \quad s = \{s\} \cdot [s] \\ \text{czas} \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad t = \{t\} \cdot [t], \end{array}$$

a więc

$$v = \frac{s}{t} = \frac{\{s\}}{\{t\}} \cdot \frac{[s]}{[t]}$$

$\frac{\{s\}}{\{t\}}$ daje wartość liczbową, a $\frac{[s]}{[t]}$ — jednostkę prędkości. Czy jednak tego rodzaju formalne definicje wystarczają, aby zrozumieć te tak ważne pojęcia? Wydaje mi się, że mamy tu jeden z ważniejszych punktów w nauczaniu fizyki. Należałoby tę sprawę dokładnie wyjaśnić. Czy definicje spotykane w większości podręczników: prędkość (średnia) jest stosunkiem przyrostu drogi do przyrostu czasu, przyspieszenie jest stosunkiem przyrostu prędkości do przyrostu czasu, siła jest iloczynem masy przez przyspieszenie, praca jest iloczynem siły przez drogę, opór elektryczny jest stosunkiem napięcia między końcami przewodu do natężenia prądu w nim płynącego itd. naprawdę dają zrozumienie tych ważnych pojęć. Pamiętam, że nigdy nie mogłem się pogodzić z definicją „siła jest iloczynem masy przez przyspieszenie“, Matematyka uczy, że iloczyn jest to wynik mnożenia dwóch czy więcej liczb. A tu naraz okazuje się, że wynik mnożenia dwóch wielkości, jednej — masy, drugiej — przyspieszenia daje nam coś zupełnie innego od tamtych wielkości — siłę.

Feynman (laureat Nobla) w swojej pięknej książce [21] pisze: „Nie możemy uważać $F = ma$ za definicję, wydedukować z niej wszystko czysto matematycznie i zrobić z mechaniki teorię matematyczną, gdyż mechanika jest opisem przyrody.... Definicja matematyczna jest dobra dla matematyki, gdzie można kierować się wyłącznie logiką, lecz świat fizyki jest złożony“.

Fizyka jest nauką doświadczalną, wszystkie jej pojęcia powstają z porównania rozmaitych zjawisk. Pojęcie prędkości wytwarzamy sobie, gdy obserwujemy najrozmaitsze ruchy. Porównując ruch samochodu z ruchem wozu konnego jadącego tą samą drogą mówimy: samochód jedzie prędzej, albo że jego prędkość jest większa niż prędkość wozu. Obserwując rozmaite ruchy wytwarzamy sobie pojęcie prędkości. Gdybyśmy wyobrazili sobie człowieka normalnie logicznie myślącego i znającego zasady algebry, ale niewidomego i sparaliżowanego od urodzenia i podali mu definicję np. średniej prędkości

$$v = k \frac{s}{t} \quad \text{albo} \quad v = \frac{s}{t}$$

to czy zrozumiałby pojęcie prędkości? Powiedziałby, że to jest iloraz s przez t i nic więcej. Czy dziki mieszkaniec puszczy dalekiej od cywilizacji technicznej, gdy go nauczymy rachować i wykonywać kilka działań arytmetycznych zrozumie, co to jest opór elektryczny przewodu, gdy mu podamy wzór

$$R = \frac{U}{I}$$

W tym przypadku nawet niekoniecznie musimy brać dzikiego mieszkańca puszczy jako przykład. Zdarzało mi się nieraz przy egzaminie, że student, który nie miał w szkole możliwości

wykonywania doświadczeń, a w pracowni dla studentów ćwiczeń z elektryczności jeszcze nie przerobił, przy zapytaniu, jak określić opór elektryczny przewodu tracił orientację i nie wiedział, czy mierzy się on stosunkiem napięcia do natężenia prądu czy odwrotnie. Ważne tu jest, aby zrozumiał, że np. im słabszy prąd płynie przy danym napięciu, tym większy przypisujemy mu opór. Dopiero, gdy eksperymentuje z prądami, gdy stosunki, jakie tu zachodzą pozna doświadczalnie, zrozumie dobrze, co to jest opór elektryczny. Podobnie należałoby doprowadzić uczniów do wytworzenia sobie innych pojęć. Oczywiście wytworzonych i ugruntowanych już pojęć nie musimy potem wiązać z określonymi liczbami. Gdy jednakże przyjdzie rozwiązać jakieś zagadnienie, ocenić np. czy prędkość pociągu jadącego z Warszawy do Krakowa, czy też prędkość samochodu jadącego z Krakowa do Zakopanego jest większa, to musi wyrazić liczbowo obie prędkości. Trzeba się wtedy uciec do związków:

$$v_1 = \frac{s_1}{t_1} \quad v_2 = \frac{s_2}{t_2}.$$

Lecz jeżeli te litery mają oznaczać ogólne pojęcia, to jak dzielić długość s przez czas t ? Oczywiście dla fizyków nie jest to ważne, mogą sobie pojmować działania tak albo inaczej. Ale ważne jest przy nauczaniu. Jeżeli będziemy traktowali abstrakcyjnie wielkości fizyczne jako pojęcia, to powstaną wielkie trudności przy wytłumaczeniu, jak je należy rozumieć. Uczniowie i studenci przywykli do rachowania liczbami. Wiedzą również, że można dzielić liczbę mianowaną przez liczbę o takim samym mianie. Wiedzą, że możemy się pytać, ile razy 3 metry mieszczą się w 12 metrach lub 2 sekundy w 18 sekundach, ale nie będą wiedzieli, co to znaczy dzielić 12 metrów przez 15 sekund. A dlaczego mnożąc masę ciała przez przyspieszenie dostajemy nową wielkość — siłę, którą dobrze znamy z doświadczenia? Dlaczego w ogóle przy mnożeniu lub dzieleniu dwóch różnych rodzajów wielkości otrzymujemy trzeci rodzaj wielkości. A bywa i tak, że mnożąc trzy rozmaite wielkości np. R , L^{-1} i t , gdzie R jest oporem, L — współczynnikiem indukcji własnej a t — czasem, otrzymujemy liczbę oderwaną tak jak to jest we wzorze na drgania elektryczne zanikające

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin 2\pi ft.$$

Wszysto to są rzeczy, które bardzo trudno wytłumaczyć. Dlatego wydaje mi się, że przy nauczaniu, przynajmniej w elementarnym kursie fizyki doświadczalnej w pierwszym i drugim roku studiów, symbole literowe występujące we wzorach najprościej jest interpretować, jako miary czyli wartości liczbowe odnośnych wielkości przy jeszcze nie określonych, czy nie wybranych jednostkach³. Nie zmniejsza to w niczym ogólności równań. Tym bardziej, że gdy ograniczymy się do jednostek jednego układu (czyli do jednostek „spójnych“), to równania niczym nie będą się różnić od równań wielkościowych i można symbole literowe w nich rozumieć później albo jako wielkości, albo jako ich wartości liczbowe. Doskonale to jest wyrażone w książce Weyssenhoffa [20], który pisze wprawdzie, że „traktuje wszystkie równania jako równania między wielkościami“ ale dodaje dalej, że „we wszystkich wzorach, w których nie ma zastrzeżeń co do jednostek, występujące w nich litery można interpretować jako wartości liczbowe odpowiednich wielkości, gdyż poprawnie napisany „wymiarowo jednorodny“ wzór fizyczny stosuje się zarówno do wielkości, jak i do ich wartości numerycznych“.

On the Interpretation of Symbols in Equations of Physics

Abstract: Various interpretations of the symbols appearing in the equations of physics have been considered, in particular those in formulas defining derived physical quantities. The views expressed by Wallot, Fischer, Oberdorfer, Fleischmann and other authors have

³ Gdybyśmy je uważali jeszcze za liczby mianowane, wówczas byłibyśmy nawet w zgodzie z pojmowaniem wielkości przez prawie wszystkich techników i metrologów z tą różnicą, że zamiast „wielkość“ używalibyśmy terminu „miara wielkości“. Takiego zresztą właśnie terminu używa Gajewski [10] w swojej świeżo wydanej książeczce. Może to byłoby najsluszniejsze?

been presented as well as of those authors who are of the opposite opinion. After discussing the controversial opinions some conclusions have been drawn concerning the problem of how, from the didactic point of view, to introduce the concept of a quantity in teaching experimental physics and how to interpret the mathematical symbols in this concept.

Literatura

- [1] St. Błażewski, *Najważniejsze jednostki miar*, PWT Warszawa 1956.
- [2] W. J. Smirnow, *Kurs wyższej matematyki*, Gost. Izd. Tech. Teoret. Lit., Moskwa 1952.
- [3] H. Diesselhorst, *Elektrotech. Z.* **48**, 426 (1927).
- [4] H. Diesselhorst, Müller-Pouillet's *Lehrbuch der Physik*. B. I, 1.
- [5] T. Ehrenfest-Afanasjeva, *Math. Ann.* **77**, 259 (1916).
- [6] T. Ehrenfest-Afanasjeva, *Phys. Rev.* **8**, 1 (1916).
- [7] J. Fischer, *Größen und Einheiten der Elektrizitätslehre*. Springer Verlag, Berlin 1961.
- [8] R. Fleischmann, *Z. Phys.*, **129**, 377 (1951).
- [9] R. Fleischmann, *Z. Phys.*, **138**, 301 (1954).
- [10] Z. Gajewski, *Międzynarodowy układ jednostek miar*, Wydawn. Naukowo-Techniczne, Warszawa 1966.
- [11] M. Jeżewski, *Fizyka*. PWN Warszawa 1964.
- [12] M. Landolt, *Größen, Masszahl und Einheit*, Zürich 1952.
- [13] G. Oberdorfer, *Das natürliche Masssystem*, Springer Verlag, Berlin 1949.
- [14] *Słownik Polskich Wyrazów Technicznych*, Dział 11, Matematyka. Wydawnictwo Akademii Nauk Technicznych, Warszawa 1936.
- [15] U. Stille, *Messen und Rechnen in der Physik*, Fr. Vieweg & Sohn. Braunschweig 1961.
- [16] H. Szymański, *Jednostki miar*, PWT Warszawa 1956.
- [17] J. Wallot, *Elektrotech. Z.*, **43**, 1329, 1381 (1922).
- [18] J. Wallot, *Grössengleichungen, Einheiten und Dimensionen*, Johann Ambrosius Barth. Leipzig (1957).
- [19] J. Wallot, *Phys. Z.*, **44**, 17 (1943).
- [20] J. Weyssenhoff, *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej*, PWN Warszawa 1957.
- [21] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley Publishing Co. Reading. Palo. Alto. London 1963.

Roman Mierzecki

Katedra Chemii Fizycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Przyrządy fizyczne z lunetą teleskopową

Uwagi do ćwiczeń laboratoryjnych

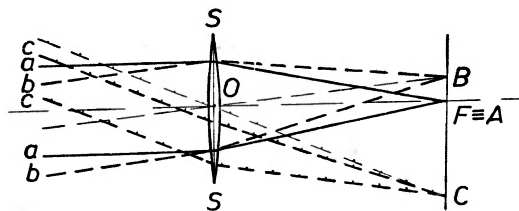
1. Wstęp

Luneta teleskopowa jest częścią składową kilku przyrządów służących między innymi do ćwiczeń w studenckich pracowniach fizycznych dla początkujących, a także w pracowniach chemii fizycznej. Są to przede wszystkim spektroskopy i refraktometry. Z działaniem lunety, a także spektroskopu, student spotyka się już w szkole średniej, oczywiście bardzo pobieżnie. Wiadomości o tych przyrządach są w podręcznikach akademickich na ogół rozproszone i fragmentaryczne. Opisy w podręcznikach do ćwiczeń zarówno polskich, jak i zagranicznych (bardzo do siebie zbliżone) wychodzą z założenia, że podstawowe pojęcia są już studentom znane z ogólnego kursu fizyki. Są więc one jedynie schematyczne, niejednokrotnie sugerując mylny przebieg zjawiska. Od początkującego studenta trudno wymagać dużego zmysłu krytycznego w czasie studiowania opisu podręcznikowego i umiejętności wyszukiwania wiadomości rozproszonych w różnych rozdziałach. Wydaje się więc celowe przedstawienie problemów związanych z tymi ćwiczeniami w sposób zwarty i możliwie przejrzysty. Szczególną uwagę zwrócimy na problemy poruszane w podręcznikach w sposób pobieżny, pomijając te, które omawiane są na ogół wyczerpująco (np. zagadnienie kąta granicznego). Rozważania rozpoczniemy od zjawisk elementarnych, tak, by artykuł mógł służyć również jako dodatkowe źródło dla początkujących studentów.

2. Luneta teleskopowa

2.1. Obrazy wiązek równoległych wytworzone przez soczewkę

Wiązka promieni równoległych do osi soczewki (a na rys. 1) skupia się w ognisku głównym soczewki F , tzn. w ognisku leżącym na osi soczewki. Wiązka promieni równoległych nachylnych do osi pod pewnym kątem (wiązka równoległa nachylona) skupia się również w punkcie leżącym w odległości ogniskowej od głównej płaszczyzny soczewki $S-S$, lecz nie na osi soczewki (wiązka b na rys. 1). W obrębie każdej wiązki równoległej znajduje się jeden promień, nie ulegający załamaniu. Jest to promień przechodzący przez środek optyczny O soczewki. Punkt skupienia wiązki nachylonej musi leżeć na tym promieniu i w płaszczyźnie prostopadłej do osi w ognisku głównym soczewki (płaszczyźnie ogniskowej). Jest to więc punkt przecięcia

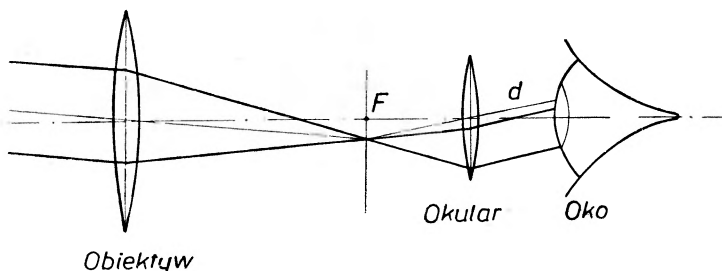


Rys. 1

prostej przechodzącej przez środek soczewki i równoległej do kierunku wiązki z płaszczyzną ogniskową tejże soczewki. Przez ten punkt muszą przejść po załamaniu w soczewce wszystkie promienie równoległe do danego kierunku, a więc wszystkie promienie danej wiązki i każdej jego części (wiązka *c* na rys. 1). Jeśli więc wskutek ograniczeń, mechanicznych wiązka nachylona pada tylko na część soczewki poza jej środkiem, skupi się ona w tym samym punkcie *co* i równoległa do niej wiązka padająca na całą soczewkę. Aby więc znaleźć punkt skupienia takiej ograniczonej równoległej wiązki nachylonej, należy, podobnie jak poprzednio, wykreślić prostą równoległą do kierunku wiązki przez środek optyczny soczewki i znaleźć punkt przecięcia tej prostej (promień wirtualny) z płaszczyzną ogniskową.

2.2. Luneta teleskopowa

Luneta teleskopowa (rys. 2) składa się z dwu soczewek zbierających (obiektywu i okularu) tak umieszczonych, że ognisko obrazowe obiektywu *F* pokrywa się z ogniskiem przedmiotowym okularu. Wskutek tego w różnych punktach płaszczyzny ogniskowej skupiają się różnie względem osi lunety nachylone wiązki równoległe, padające na obiektyw lunety, dając obrazy pośrednie. Te pośrednie obrazy punktowe stają się wtórnymi źródłami światła dla okularu dając odpowiednio nachylone wtórne wiązki równoległe. Kierunki tych wiązek wtórnych możemy



Rys. 2

znaleźć na podstawie rozważań paragrafu 2.1., stosując zasadę odwrotnego biegu promieni świetlnych. Aby zatem wyznaczyć te kierunki, należy z rozważanego obrazu punktowego przeprowadzić prostą przez środek optyczny okularu (prosta *d*), nawet, jeżeli warunki geometryczne nie zezwalają, by promień mógł rzeczywiście biec wzdłuż tej prostej. Za pomocą okularu obserwujemy obraz pośredni poprzez te wtórne wiązki równoległe, które soczewka oka skupia w różnych punktach siatkówki. Za pomocą lunety teleskopowej obserwujemy zatem wiązki równoległe, padające na jej obiektyw.

3. Przyrządy z lunetą teleskopową

3.1. Spektroskop pryzmatyczny

Spektroskop pryzmatyczny składa się z trzech zasadniczych części: a) kolimatora dającego wiązkę równoległą, b) pryzmatu rozszczepiającego światło i c) lunety teleskopowej. Rola kolimatora, a także proces rozszczepienia w pryzmacie są opisane na ogół dobrze w istniejących podręcznikach do ćwiczeń. Należy jednak zwrócić uwagę, że wskutek rozszczepienia pryzmat opuszcza szereg równoległych wiązek monochromatycznych, których nachylenie względem ścianki pryzmatu zależy od długości fali. Przekrój wiązek jest w zasadzie równy powierzchni soczewki obiektywowej kolimatora i lunety. Na obiektyw lunety pada zatem szereg wiązek monochromatycznych nachylonych pod różnymi kątami względem osi lunety. W płaszczyźnie ogniskowej jej obiektywu powstaje wtedy obraz pośredni, złożony z rozmieszczonych obok siebie obrazów różnobarwnych szczeliny kolimatora. Miejsca powstawania tych obrazów można wyznaczyć zgodnie z zasadami wyłożonymi w 2.1.

3.2. Refraktometr Abbego

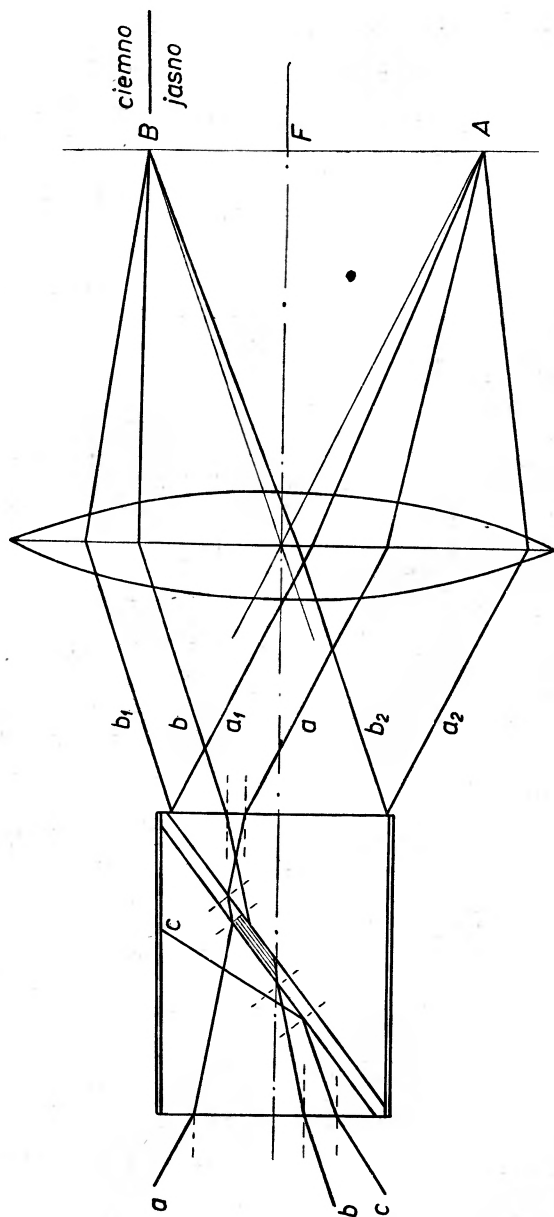
Pomiar współczynnika załamania metodą refraktometryczną opiera się na zjawisku całkowitego odbicia. Samo to zjawisko jest dostatecznie jasno opisane w wydanych podręcznikach. Natomiast opis przebiegu zjawisk w refraktometrze nie jest na ogół zbyt przejrzysty.

Zasadniczą częścią refraktometru Abbego jest kostka refraktometryczna prostopadłościenna, ze szkła, przecięta wzdłuż płaszczyzny przekątnej. Na tym przecięciu umieszczamy badaną ciecz o współczynniku załamania mniejszym od współczynnika załamania kostki. Pomiędzy obu częściami kostki ciecz tworzy warstwę płaskorównoległą. Kostkę oświetlamy z jednej strony światłem rozproszonym; możemy więc w nim wyróżnić wiele wiązek równoległych padających na wejściową powierzchnię kostki pod bardzo różnymi kątami. (Zagadnienie rozszczepienia światła w refraktometrze jest w tym artykule pominięte). Światło opuszczające kostkę obserwujemy za pomocą lunety teleskopowej.

Rozpatrzmy dla przykładu bieg przez refraktometr trzech wybranych promieni (rys. 3), o których zakładamy że: jeden (*a*) przechodzi, drugi (*b*) jest promieniem granicznym, trzeci (*c*) ulega wewnątrz kostki całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Wszystkie te promienie ulegają wprzód załamaniu ku prostopadłej na powierzchni powietrze-szkło, na ściance wejściowej kostki zgodnie z prawem Snelliusa. Następnie padają one pod różnymi kątami na powierzchnię szkło-ciecz.

Promień (*a*) ulega tu załamaniu od prostopadłej względem normalnej do powierzchni przekątnej kostki, a następnie załamaniu ku prostopadłej na powierzchni ciecz-szkło. Ponieważ ciecz tworzy warstewkę płaskorównoległą, promień ten jest w sumie równolegle przesunięty. Również całą kostkę można traktować jak płytkę płaskorównoległą, a więc promień wychodzi z niej pod tym samym kątem, pod jakim na nią padał. Podobnie zachowują się i inne promienie padające pod tym samym kątem na dowolny punkt ścianki wejściowej, a również promienie padające pod kątami mniejszymi niż kąt padania promienia (*b*). Wychodzą one z kostki z różnych punktów ścianki wejściowej; w świetle wychodzącym możemy więc również wyróżnić wiązki równoległe biegnące w różnych kierunkach.

Promień (*b*), a także każdy promień doń równoległy, padający na dowolny punkt ścianki wejściowej kostki, załamuje się na ściance czołowej, a następnie pada na granicę szkło-ciecz pod kątem granicznym. Wskutek tego w warstwie cieczy ślizga się on po powierzchni ciecz-szkło. Ponieważ warstewka cieczy jest bardzo cienka, ślizga się on równocześnie po powierzchni drugiej części kostki refraktometrycznej. Jako promień ślizgający się, może on w dowolnym miejscu pod kątem granicznym przeniknąć również do drugiej części kostki refraktometrycznej i wyjść z niej pod tym samym kątem, pod jakim padał na ściankę wejściową. Jest to zatem ostatni promień (najbardziej nachylony), który może przejść przez kostkę refraktometryczną.



Rys. 3

Z każdego punktu ścianki wyjściowej wychodzą więc promienie pod różnymi kątami, zawsze jednak mniejszymi od kąta, który tworzy promień graniczny.

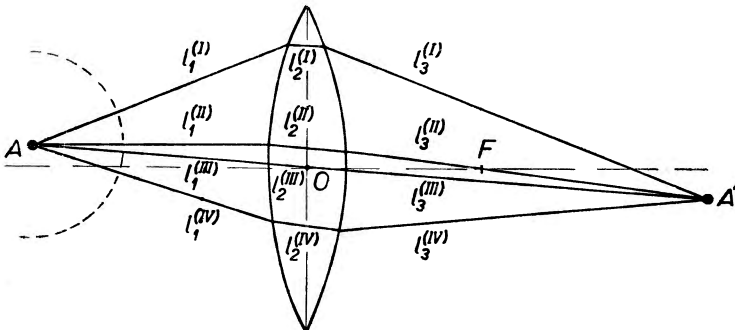
Promień (*c*) pada na powierzchnię szkło-ciecz pod kątem większym od granicznego. Ulega więc całkowitemu odbiciu wewnętrznemu i zostaje pochłonięty w obudowie kostki.

Światło wychodzące z kostki fotometrycznej obserwujemy przez lunetę teleskopową. W płaszczyźnie ogniskowej jej obiektywu zostają skupione równoległe wiązki światła, które przeszły przez kostkę pod różnymi kątami względem osi kostki i osi lunetki. Wiązki te złożone są z promieni wychodzących z poszczególnych punktów tylnej ścianki kostki. Należy szczególnie podkreślić, że podczas gdy na poszczególne punkty przedniej ścianki kostki padają promienie pod dowolnymi kątami, kąty pod którymi promienie wychodzą ze ścianki tylnej są ograniczone przez kierunek promienia (*b*), który pada na powierzchnię szkło-ciecz pod kątem granicznym. Wiązka równoległa do tego promienia skupia się w punkcie *B* zgodnie z zasadami podanymi w 2.1. Wiązki nachylone pod mniejszymi kątami względem osi lunety skupią się poniżej punktu *B*. Żadna jednak wiązka nie skupi się powyżej tego punktu. Przez okular obserwujemy zatem obraz o ostrej granicy między jasną i ciemną częścią. W lunecie w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu znajduje się krzyż z nici pajęczych. Gdy chcemy zmierzyć kąt, pod jakim wychodzi promień graniczny, tak ustawiamy lunetkę względem kostki, by oś lunety była równoległa do kierunku tego promienia. Granica części jasnej i ciemnej pokrywa się wtedy ze środkiem krzyża. Położenie lunety odczytujemy na specjalnej skali, często wycechowanej od razu w wartościach współczynników załamania cieczy.

W okularze lunetki widzimy tylko część całkowitego pola widzenia przyrządu. W niektórych położeniach lunetki część ta nie obejmuje granicy części jasnej i ciemnej. Pole widzenia obserwowane w lunecie może być wtedy całe jasne lub ciemne.

3.3. Spektroskop siatkowy

3.3.1. Zasada Fermata w zastosowaniu do soczewki. Aby zrozumieć dobrze działanie spektroskopu siatkowego, przypomnijmy wprzód zasadę Fermata w jej uproszczonej postaci. Zgodnie z nią światło przebiega pomiędzy dwoma punktami wzdłuż takiej drogi, by czas jego przebiegu był najkrótszy. Jeżeli zatem światło biegnie między dwoma punktami wzdłuż kilku dróg, czas przebiegu przez te drogi powinien być sobie równy. Rozpatrzmy przypadek tworzenia obrazu punktowego źródła światła przez soczewkę. Z punktowego źródła światła promienie rozchodzą się we wszystkie strony i po przebyciu dróg l_1 o różnych długościach (rys. 4), padają na różne punkty soczewki. Następnie przechodzą przez soczewkę, przy czym długość drogi w soczewce l_2 jest dla różnych promieni różna. W końcu po przejściu w powietrzu odpowiednich dróg l_3 wszystkie te promienie skupią się w jednym punkcie — obrazie. Długość dróg geometrycznych różnych promieni jest różna, należy jednak pamiętać, że w szkłe



Rys. 4

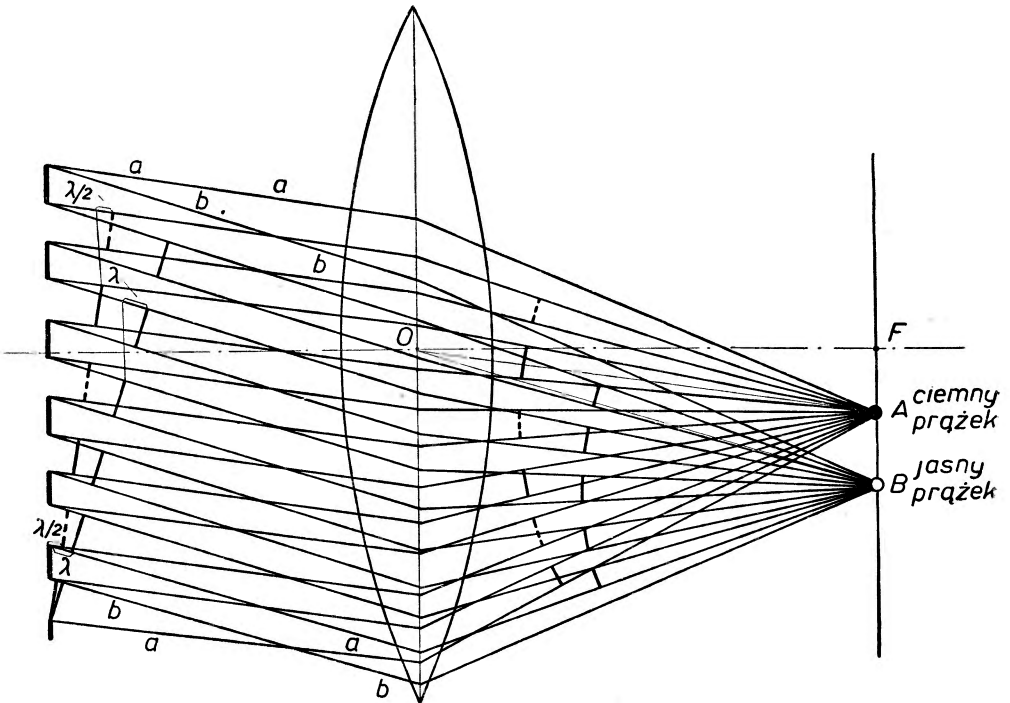
prędkość światła jest mniejsza. Czasy, w których światło pokonuje poszczególne odcinki dróg wynoszą $t_1 = \frac{l_1}{c}$, $t_2 = \frac{nl_2}{c}$ i $t_3 = \frac{l_3}{c}$. Zgodnie z zasadą Fermata łączny czas $t = t_1 + t_2 + t_3 = \frac{1}{c} (l_1 + nl_2 + l_3)$ ma dla wszystkich promieni wartość tę samą. Jednakową więc wartość ma dla wszystkich promieni długość drogi optycznej $L = \sum_i n_i l_i$.

Z tej równości dróg optycznych wynika dalszy wniosek. Ponieważ długość fali w różnych ośrodkach jest odwrotnie proporcjonalna do współczynnika załamania, więc na odcinku l_i zmieści się $\frac{n_i l_i}{\lambda}$ fal. Łączna liczba fal mieszcząca się na drodze każdego promienia wynosi zatem

$N = \frac{1}{\lambda} \sum_i n_i l_i$ i musi być wielkością stałą dla danego położenia źródła punktowego i jego obrazu.

A zatem, jeśli światło wysyłane jest ze źródła światła we wszystkich kierunkach z fazami zgodnymi, musi się ono skupić w obrazie punktowym również z fazami zgodnymi, tzn. obraz punktowy jest spójny ze źródłem punktowym. Również, jeśli światło wysyłane w różnych kierunkach różni się między sobą fazą, to w obrazie punktowym spotka się z tą samą różnicą faz.

Światło rozchodzące się z punktowego źródła w ośrodku jednorodnym tworzy kuliste powierzchnie falowe, spójne ze źródłem (tzn. faza światła na powierzchni kulistej (linia przerywana na rys. 4) różni się od fazy światła wysyłanego przez źródło w danym kierunku o określonej i stałej wartości). Światło skupione w obrazie punktowym zachowuje zatem różnice faz takie, jakie miało na dowolnej powierzchni falowej. Jeśli punktowe źródło światła oddalać w nieskończoność, powierzchnia falowa staje się płaszczyzną prostopadłą do kierunku rozchodzenia się wiązki promieni. Obraz tej, wówczas równoległej wiązki, powstaje w płaszczyźnie



Rys. 5

ogniskowej soczewki. Obraz ten jest spójny z płaską powierzchnią falową, a zatem z czołem fali rozpatrywanym w dowolnym miejscu.

3.3.2. Obraz ugięciowy na siatce. Uginanie się wiązki równoległej na siatce dyfrakcyjnej jest na ogół wyczerpująco opisane w różnych podręcznikach fizyki doświadczalnej. Przypomnimy więc tylko, że spośród wiązek ugiętych pod różnymi kątami wyróżniamy wiązki biegnące w takich kierunkach, że różnica dróg pomiędzy wiązkami ugiętymi na sąsiednich szczelinach wynosi $\lambda/2$ lub ich nieparzystą wielokrotność (kierunek *a*, rys. 5), oraz kierunki, w których różnica dróg pomiędzy takimi wiązkami wynosi λ lub jej wielokrotność (kierunek *b*, rys. 5). Rozpatrzmy teraz co dalej dzieje się z tak ugiętymi wiązkami. Trafiają one do lunety teleskopowej pod różnymi kątami względem jej osi i zostają skupiane w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu zgodnie z 2.1.

Weźmy jednak pod uwagę zasadę Fermata. W punkcie skupienia promienie spotykają się z fazami zgodnymi z tymi, które miały w dowolnym czołe fali. Wiązki o kierunku (*a*) pochodzące od sąsiednich szczelin różnią się o $\lambda/2$, w odpowiadających więc sobie punktach obie wiązki mają fazy przeciwne. Wiązki te skupione w jednym punkcie wygaszają się. Kierunkowi *a* odpowiada więc na płaszczyźnie ogniskowej obiektywu lunety punkt ciemny. Fazy w odpowiednich punktach wiązek ugiętych w kierunku (*b*) są natomiast zgodne. Zatem temu kierunkowi odpowiada punkt jasny obrazu. Kierunki, w których pojawiają się punkty jasne i ciemne, zależą od długości fali i tym tłumaczymy rozszczepienie światła białego na wielobarwne widmo. Jeżeli na siatkę dyfrakcyjną patrzymy gołym okiem, to widzimy również barwne widma, ponieważ soczewka oczna odgrywa rolę analogiczną jak obiektyw lunety.

Powyzsze rozważania stosować można z odpowiednimi odmianami do wszystkich przyrządów zawierających lunetę teleskopową.

The Instruments with the Telescope in Student Physical Laboratories

Abstract: A new description of the spectroscope (prism and grating) and of the refractometer is given. A special attention is paid to the role of the telescope objective in formation of the image seen by the observer. The image formation in grating spectroscope is explained on basis of Fermat principle. The article can be exploited by undergraduates in student physical laboratories.

S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew: **Elektronowy rezonans parametryczny Z** języka rosyjskiego tłumaczył Marian Herman. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1965.

Recenzowana książka jest pierwszą monografią w języku polskim poświęconą zagadnieniu elektronowego rezonansu paramagnetycznego (*EPR*). Orginał napisany w r. 1959 ukazał się w języku rosyjskim w r. 1961 i dlatego w chwili ukazania się książki w języku polskim stracił dużo na aktualności. Książka napisana przez dwóch światowej sławy specjalistów radzieckich S. A. Altszulera i B. M. Kozyriewa pracujących w Kazaniu, gdzie w 1946 r. Zawojski pierwszy obserwował rezonans elektronowy jonów Cr^{3+} , zawiera systematyczny i w miarę pełny wykład problematyki *EPR*.

Rozdział I zaznajamia z historią odkrycia i podstawowymi pojęciami używanymi w tej dziedzinie. W rozdziale II omówiono szkieletowo, bez wchodzenia w szczegóły, zasady działania aparatów do obserwacji *EPR* i podano opisy kilku typowych urządzeń. Rozdział III zawiera kompletny wykład teorii widm kryształów jonowych opartej na metodzie teorii pola krystalicznego. Zestawienie dużej ilości rezultatów doświadczalnych widm kryształów jonowych z podaniem stałych hamiltonianów spinowych stanowi treść rozdziału IV. Wyniki doświadczalne ujęto w formie przejrzystych tablic. Rozdział V poświęcony jest opisowi kształtu linii rezonansowej w kryształach jonowych i zawiera wyniki teorii oddziaływań spin-spin i spin-sieć oraz wybrane wyniki doświadczalne. Omówiono również wyniki teorii relaksacji w roztworach jonów paramagnetycznych i paramagnetyczny rezonans akustyczny, gdzie indukowanie przejść między poziomami zeemanowskimi odbywa się na skutek oddziaływania spin-fonon. Rozdziały VI i VII traktują o *EPR* w metalach i półprzewodnikach oraz wolnych rodnikach. Badania *ERP* wolnych rodników powstających w substancjach organicznych pozwoliły na zastosowanie tej metody w biofizyce. Ostatni rozdział omawia problematykę podwójnego rezonansu, polaryzacji dynamicznej jąder i niektóre zagadnienia elektroniki kwantowej. Ze względu na duży postęp w ostatnich latach w tych dziedzinach, szczególnie w elektronice kwantowej, gdzie skonstruowano laser, informację w nim zawartą należy uznać za przestarzałą. Książka zawiera obszerną literaturę ilustrującą szczegółowo tok wykładu. Polskie wydanie zaopatrzone jest w uzupełniający spis literatury obejmujący lata 1960 do 1963. Każda praca opatrzona jest krótkim streszczeniem, co bardzo ułatwia korzystanie ze spisu. Podano oddzielnie spis prac autorów polskich traktujących o problematyce *EPR* i elektronice kwantowej. Szkoda, że wydanie polskie nie zawiera uzupełnienia literatury od r. 1965, za co zresztą winą obarczone jest opieszale wydawnictwo (od chwili zakończenia redakcji przekładu do ukazania się książki na rynku upłynęło prawie dwa lata).

Przekład i redakcja książki są poprawne. W okresie bardzo szybkiego i burzliwego rozwoju elektroniki kwantowej wywodzącej się z *EPR*, jak i rosnących zastosowań w innych dziedzinach, monografia Altszulera i Kozyriewa stanowi cenne źródło informacji. Książka przeznaczona jest dla pracowników naukowych zajmujących się fizyką ciała stałego, elektroniką kwantową, chemią, jak również dla studentów starszych lat odpowiednich kierunków studiów.

Andrzej Jasiński

Richard P. Feynman and Albert R. Hibbs: **Quantum Mechanics and Path Integrals**. McGraw-Hill Book Company, New York 1965, str. XIV+365.

Jest to cudowna książka, chyba jedyna w swoim rodzaju. Nie jest ona podręcznikiem fizyki, ale raczej podręcznikiem do wyrobienia sobie intuicji fizycznej w zakresie mikro- i submikro-zjawisk, niejako podręcznikiem do podręczników fizyki kwantowej.

Początkowo można by mieć wątpliwości co do tego, czy jeden i ten sam podręcznik może służyć jednocześnie (jak zaznaczono na okładce) jako: 1) uzupełnienie pierwszorocznego kursu mechaniki kwantowej, 2) umożliwienie fizykom, obeznanym z bardziej już tradycyjnymi sposobami podejścia do mechaniki kwantowej, rozszerzenia i pogłębienia swej znajomości

tego przedmiotu oraz 3) podstawowe dzieło dla technik rachunkowych „całek po torach“ („path integrals“) rozwiniętych przez R. P. Feynmana. Wątpliwości te jednak znikają przy bliższym zaznajomieniu się z treścią dzieła.

Dodatkową cechą bardzo ułatwiającą korzystanie z referowanej książki są skróty umieszczone na początku rozdziałów i liczne, interesujące zadania porozrzucane po całej książce.

Dla uświadomienia sobie oryginalności ujęcia całej sprawy wystarczy, np. przeczytać w pierwszym rozdziale rozważania na temat uginania się wiązki elektronów na dwóch szparach. Temat ten był już dyskutowany niezliczoną ilość razy, ale nigdzie chyba w sposób tak żywy, tak przemawiający do wyobraźni i tak dobrze kształtujący intuicję fizyczną zjawisk kwantowych.

Oto spis rozdziałów: I. Podstawowe pojęcia mechaniki kwantowej. II. Kwantowomechaniczne prawa ruchu. III. Rozwinięcie pojęć na specjalnych przykładach. IV. Schrödingera opis mechaniki kwantowej. V. Pomiary i operatory. VI. Metoda perturbacyjna w mechanice kwantowej. VII. Elementy przejścia, VIII. Oscylatory harmoniczne. IX. Elektrodynamika kwantowa. X. Mechanika statystyczna. XI. Metoda wariacyjna. XII. Inne zagadnienia prawdopodobieństwa.

Jedyną wadą, którą referent zdołał dostrzec w referowanym dziele jest to, że nie posiada on drugiego, lub jeszcze lepiej drugiego i trzeciego tomu, aby przestało być słuszne to, co jest napisane na stronie 23: „We shall not discuss the Dirac equation in this book, nor shall we investigate the effects of spin“.

Jan Weysenhoff

Nagroda Fermiego

Nagrodę Fermiego, przyznaną przez Amerykańską Komisję Energii Atomowej, otrzymała za rok 1966 wybitna fizyczka niemiecka Lise Meitner.

Lise Meitner pracowała w dziedzinie promieniotwórczości już w latach poprzedzających I wojnę światową. Stwierdziła wówczas emisję przez niektóre pierwiastki promieniotwórcze elektronów monoenergetycznych, które, jak się później wyjaśniło, pojawiają się w wyniku konwersji fotoelektrycznej promieniowania γ . W okresie międzywojennym zajmowała się zagadnieniami izomerii jądrowej i pierwsza do słownictwa fizycznego wprowadziła ten termin. Najistotniejszą zasługą Lise Meitner dla współczesnej fizyki jądrowej było wyjaśnienie wyników uzyskanych przez Hahna i Strassmana, oraz Irenę Joliot-Curie i Savieza, przy poszukiwaniu pierwiastków transuranowych na drodze bombardowania uranu neutronami. Lise Meitner wspólnie z Otto Frischem wysunęła w liście do angielskiego czasopisma *Nature* (16 stycznia 1939) pogląd, że jądro uranu po pochłonięciu neutronu podlega rozszczepieniu na dwa fragmenty o zbliżonej masie. Parę lat wcześniej stwierdziła, wspólnie z Hahnem i Strassmanem, że uran pod wpływem bombardowania neutronami staje się źródłem promieniowania β o okresie połowicznego zaniku 23 min. Promieniowanie to przypisali oni tworzącemu się uranowi 239, co później zostało potwierdzone w innych doświadczeniach. Produktem rozpadu ^{235}U jest neptun, którego rozpad prowadzi z kolei do powstawania plutonu.

W okresie narodowego socjalizmu Lise Meitner opuściła Niemcy, aby uniknąć prześladowań rasowych i przebywała długie lata w Sztokholmie.

J. Weysenhoff członkiem rzeczywistym PAN

25. X. 1966 odbyło się w Warszawie w gabinecie Prezesa Polskiej Akademii Nauk profesora dra J. Groszkowskiego uroczyste wręczenie dyplomów 23 nowo wybranym członkom rzeczywistym Polskiej Akademii Nauk. Pośród nich był też jeden fizyk, prof. dr Jan Weysenhoff, który, jak pozostali, został wybrany na Zgromadzeniu Ogólnym Polskiej Akademii Nauk w dniu 27 maja br.

IUPAP—UIPPA

XII Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (International Union of Pure and Applied Physics — IUPAP, L'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée — UIPPA) odbyło się w dniach od 26 do 28 września 1966 w Bazylei.

Po powitaniu przez przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego prof. P. Hubera, Zebranie otworzył Prezydent Unii prof. L. Néel. Uczczono pamięć tragicznie zmarłego poprzedniego Prezydenta Unii prof. H. Bhabhy. Zebrani wysłuchali sprawozdania Sekretarza Generalnego prof. C. C. Butlera, sprawozdania za okres 1. 1. 1963 — 31. 12. 1965 Komisji Finansowej oraz krótkich sprawozdań wszystkich Komisji Unii. Zebranie przyjęło jako nowego członka Unii Republikę Irlandii — w ten sposób liczba państw członkowskich wzrosła do 36. Zatwierdzono listę konferencji, którym Unia udzieli swego patronatu w roku 1967 i latach następnych. Dokonano wyboru Komitetu Wykonawczego i członków Komisji na okres 1966—1969. Prezydentem Unii został wybrany D. I. Błochincew (ZSRR), pierwszym wiceprezydentem — R. F. Bacher (USA), wiceprezydentami — G. Bernardini (Włochy), W. Boas (Australia), S. Bhagavantam (Indie), M. Danysz (Polska), W. Dekeyser (Belgia), J. Jauch (Szwajcaria), S. Rosenthal (Dania) i Sir Gordon Sutherland (Wielka Brytania). Na Sekretarza Generalnego i jego Zastępcę wybrano ponownie C. C. Butlera (Wielka Brytania) i L. Kerwina (Kanada). Nowy skład osobowy Komisji oraz listę konferencji, którym Unia udzieli patronatu podamy w następnej Kronice.

Następne Zebranie Ogólne odbędzie się w 1969 r., prawdopodobnie w Salzburgu.

CERN

15 lutego 1967 mija piętnaście lat od powstania Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). CERN jest skrótem pierwotnej nazwy (zmienionej w 1953 r.) — Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire. Do organizacji wchodzi 13 państw członkowskich: Austria, Belgia, Dania, Francja, Grecja, Hiszpania, Holandia, Norwegia, Niemiecka Republika

Federalna, Szwajcaria, Szwecja, Włochy, Zjednoczone Królestwo, oraz 3 państwa o statusie obserwatorów: Jugosławia, Polska i Turcja. Ośrodek CERN-u, położony w okolicach Genewy zajmuje obecnie 41 hektarów terytorium szwajcarskiego i 39 hektarów terytorium francuskiego.

Stały personel CERN-u wynosi około 2000 osób. Wydatki w roku 1966 wyniosły około 35 milionów dolarów.

Zgodnie z zawartą konwencją celami Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych jest „zapewnić współpracę między państwami europejskimi w zakresie badań jądrowych o charakterze czysto naukowym i podstawowym oraz w zakresie innych badań istotnie z nimi związanych. Organizacja nie zajmuje się żadną działalnością dla celów militarnych i wyniki prac doświadczalnych i teoretycznych są publikowane lub w jakikolwiek inny sposób ogólnie udostępniane“. Warto może zauważyć, że prace prowadzone w CERN-ie nie mają bezpośredniego związku z zastosowaniami energii jądrowej, na przykład z reaktorami jądrowymi. Główny nacisk w programie badań kładzie się na fizykę cząstek elementarnych.

W CERN-ie czynne są dwa akceleratory cząstek — pierwszy z nich, uruchomiony w 1957 r. to synchrociklotron przyspieszający protony do energii 600 MeV. W r. 1959 został oddany do użytku synchrotron protonowy przyspieszający protony do energii 28 GeV. W budowie są dwa pierścienie o średnicy około 300 m do przechowywania wysokoenergetycznych protonów (do zaprojektowanego eksperymentu zderzenia dwóch wysokoenergetycznych wiązek). Pierścienie te budowane są na terenie należącym do Francji, za który CERN płaci rządowi francuskiemu dzierżawę w wysokości 10 franków rocznie. Budowa ma być ukończona w 1971 r. Koszt wyniesie około 80 milionów dolarów. Planuje się budowę nowego akceleratora mogącego przyspieszać protony do energii 300 GeV. Średnica akceleratora ma wynosić około 2400 m. Akcelerator ten będzie budowany nie w ośrodku genewskim CERN-u, lecz miejsce nie zostało jeszcze wybrane.

Do najważniejszych osiągnięć CERN-u można chyba zaliczyć: obserwację bezpośredniego rozpadu mezonu π na elektron i neutrino (1958) — rozpad taki jest około 10000 razy mniej prawdopodobny niż rozpad na mezon μ^+ i neutrino. Badania (1960—1961) nad naturą mezonu μ , które wykazały, że cząstka ta ma właściwości takie jak ciężki elektron — bierze udział jedynie w oddziaływaniach podlegających siłom elektromagnetycznym i siłom słabym. Wkład do odkrycia nowych cząstek elementarnych, na przykład anty-ksi-minus (Ξ^-), odkrytej dzięki współpracy 15 fizy-

ków z trzech laboratoriów europejskich. Badania z dziedzin oddziaływań słabych (w 1963 zaobserwowano po raz pierwszy za pomocą komory pęcherzykowej, oddziaływanie neutrino z materią, w roku 1965 oddziaływania antyneutrino). Zaobserwowany rozpad mezonu K_S^0 potwierdził przewidywania teoretyczne, że w naturze nie istnieje „piąta siła“, to znaczy oddziaływania inne niż słabe, silne, elektromagnetyczne lub grawitacyjne. Bardzo precyzyjne pomiary zderzeń między protonami, antyprotonami i mezonami o wysokich energiach wykazały szereg uderzających i nieoczekiwanych właściwości ich struktury i oddziaływań.

Konferencja luminescencyjna

W dniach od 23 do 30 sierpnia 1966 odbywała się w Budapeszcie Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna. Konferencja zorganizowana została przez Węgierskie Towarzystwo Fizyczne im. Eötvösa i Węgierską Akademię Nauk pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Udział w Konferencji wzięło ponad 450 osób z 36 krajów. Nadesłano 250 prac. Obrady toczyły się na posiedzeniach plenarnych i w sekcjach. Na posiedzeniach plenarnych referaty wprowadzające wygłosili: F. Seitz (USA), G. F. S. Garlick (Wielka Brytania) i A. M. Terenin (ZSRR). Ponadto wygłoszono 35 referatów „zaproszonych“. Prace nadesłane na Konferencję nie były przedstawiane przez autorów, lecz referowane w grupach po kilka lub kilkanaście prac o zbliżonej tematyce przez powołanych przez Komitet Organizacyjny referentów. Wszystkie nadesłane prace zostały powielone i dostarczone uczestnikom przed rozpoczęciem Konferencji.

Do najbardziej interesujących i najszerszej omawianych zagadnień dotyczących fosforów nieorganicznych należały: mechanizm luminescencji, a w szczególności rola widm „par“ (*pair spectra*), to jest widm powstających w rekombinacji promienistej elektronu obsadzającego poziom donorowy z dziurą na poziomie akceptorowym, rola defektów sieci jako centrów luminescencji oraz mechanizm przekazywania energii i ładunku w procesie luminescencji.

W referacie o laserach półprzewodnikowych R. H. Rediker (Lincoln Laboratory) doniósł o zbudowaniu „strojonego“ lasera z PbTe. Laser ten pracuje w niskiej temperaturze w komorze wysokociśnieniowej. Przez zmianę ciśnienia zmienia się długość fali emitowanego światła w zakresie od 5 do kilkunastu mikronów.

Następna Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna odbędzie się w 1969 r. prawdopodobnie w Szwajcarii.

Fizyka półprzewodników

W dniach od 8 do 13 września 1966 odbyła się w Kjoto Międzynarodowa Konferencja na temat Fizyki Półprzewodników. Konferencję zorganizowało Japońskie Towarzystwo Fizyczne pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, Rady Naukowej Japonii oraz japońskiego Ministerstwa Oświaty.

Zgłoszone na Konferencję prace zostały podzielone na następujące grupy: teoria pasmowa (8 prac — wymienić tu przede wszystkim należy referat J. C. Phillipsa na temat struktury elektronowej kryształów kowalentnych, prace J. S. DeWitta i współpracowników na temat struktury pasmowej CdS oraz pracę M. Cardonaya o strukturze pasmowej GaAs, GaP, InP i AlSb).

Transport kwantowy (8 prac — prace z różnych ośrodków na temat efektu Shubnikova-de Haasa w HgTe, Cd₃As₂, Te, SnTe, GaSb, ciekawa praca I. M. Tsidilkovskiego o oscylacjach magnetooporu spowodowanych nieelastycznym rozproszeniem na fononach optycznych).

Półmetale (6 prac — referat G. E. Smitha o zjawiskach transportu w półmetalach, prace W. R. Datarsa i J. Vanderkooya o rezonansie cyklotronowym w As i J. C. Picarda i D. L. Cartera o rezonansie cyklotronowym w Te).

Efekty tunelowe (4 prace — przede wszystkim referat L. Esaki o badaniach zjawiska tunelowego w półmetalach grupy V i półprzewodnikach typu A IV — B VI).

Ekscytony (6 prac — referat L. W. Kiedysza o kondensacji Bosego w układach oddziaływających ekscytonów, praca D. L. Greenawaya i G. Harbeke o metatrwałych ekscytonach w CdJ₂ i PbJ₂, badania grupy W. S. Wawilowa nad absorpcją, fotoprzewodnictwem i emisją CdTe).

Zjawiska magneto-plazmowe i magnetoakustyczne (13 prac — referat przeglądowy E. Bursteina, w tej szybko rozwijającej się dziedzinie przede wszystkim prace nad zastosowaniem metody do badania struktury pasmowej).

Przewodnictwo domieszkowe (11 prac — głównie dotyczących właściwości galwanomagnetycznych silnie domieszkowanych materiałów — Ge, Si, InSb).

Niestabilności w plazmie (4 prace — referat przeglądowy J. Boka).

Gorące elektrony (8 prac — referat E. G. S. Paige'a o przewodnictwie nieomowym, praca A. Rose o półklasycznej metodzie obliczania strat energii przez gorące elektrony).

Właściwości optyczne sieci (5 prac — widma ramanowskie InSb, ZnSe, CdS,

procesy wielofononowe w półprzewodnikach typu A II — B VI).

Oddziaływania elektron—fonon (13 prac — głównie efekty elektroakustyczne w CdS, Te, półprzewodnikach typu A III — B V).

Magnetooptyka (9 prac — referat przeglądowy B. Laxa, praca J. Halperna o magnetoabsorpcji w GaSe, praca M. Balkanskiego i współpracowników o zjawiskach magnetoptycznych w wysokich polach w Cd₃As₂).

Elektronowe właściwości optyczne (9 prac — referat J. J. Hopfielda na temat polaritonów, praca K. L. Shaklee, M. Cardona i F. H. Pollaka o elektrodobiciu w półprzewodnikach, R. F. Pottera o właściwościach optycznych Ge w obszarze widmowym od 1,7 eV do 2,1 eV, S. M. Ryvkina i współpracowników o przejściach optycznych wywołanych oddziaływaniami nośników).

Zjawiska transportu (8 prac — badania przede wszystkim w Ge, Si, CdSb, InAs i graficie).

Stany domieszkowe (9 prac — referat M. Laxa i B. I. Halperina o pasmach domieszkowych w półprzewodnikach zdegenerowanych).

Niestabilność prądu (7 prac — referat J. B. Gunna o niestabilności prądu w półprzewodnikach, praca A. G. Chynowetha, W. L. Feldmanna i D. E. McCumbera o mechanizmie efektu Gunna).

Rekombinacja (10 prac — referat D.^{*}G. Thomasa o rekombinacji promienistej w pułapkach izoelektronowych. N. G. Basowa o laserach półprzewodnikowych z zastosowaniem pompowania optycznego, prace o procesach rekombinacyjnych, głównie w GaAs, GaP i InSb).

Półprzewodniki magnetyczne (4 prace na temat materiałów MnP, VO₂, MnS oraz GeTe domieszkowanego Mn).

Nadprzewodnictwo (2 prace — M. L. Cohena i C. S. Koonce o nadprzewodnictwie w zdegenerowanych półprzewodnikach oraz J. F. Schooleya i W. R. Thurbra o nadprzewodnictwie SrTiO₃).

Prace przedstawione na Konferencji zostaną wydane jako suplement do *Journal of the Physical Society of Japan*, zapewne w końcu roku 1966.

Liniak w Toronto

W Uniwersytecie w Toronto rozpoczął działanie akcelerator liniowy przyspieszający elektrony do energii 35 MeV, przy prądzie 600 mA w impulsie. Długość impulsu może być regulowana od 3 mikrosekund do 10 nanosekund.

Oddział Gdański

W dniu 24 września 1966 Oddział liczył 81 członków. Na Walnym Zgromadzeniu w dniu 7 grudnia 1965 został wybrany nowy Zarząd Oddziału w następującym składzie:

przewodniczący — A. Kawski, zastępcy przewodniczącego — I. Adamczewski i J. Tarlecki, sekretarz — L. Woliński, skarbnik — G. Karcz, członkowie Zarządu — K. Badziąg, A. Januszajtis, J. Kalinowski, T. Kopiczyński, J. Kotarski, K. Kozłowski, J. Piątkowska i S. Stipal.

W okresie 24. 9. 1965 — 25. 9. 1966 odbyło się 13 zebrań naukowych Oddziału oraz zorganizowano 4 wykłady popularno-naukowe.

Ponadto członkowie Oddziału wygłosili 30 odczytów dla młodzieży szkół średnich oraz urządzili dla nauczycieli serię pokazowych ćwiczeń laboratoryjnych.

Oddział Krakowski

W dniu 15 września 1966 Oddział liczył 109 członków. Na Walnym Zgromadzeniu w dniu 19 maja 1966 wybrano nowy Zarząd w składzie:

przewodniczący — J. Janik, zastępca przewodniczącego — W. Czyż, sekretarz — A. Bajorek, skarbnik — J. Bara, członkowie Zarządu — A. Białas, J. Gierula, M. Hallaunbrenner, M. Jeżewski, L. Kozłowski, M. Mięśowicz, H. Niedwodniczański i A. Szytuła.

W okresie 1. 1. 1965 — 15. 9. 1966 odbyło się 29 zebrań naukowych Oddziału oraz 8 zebrań Sekcji Dydaktycznej.

Oddział Łódzki

W dniu 11 lipca 1966 Oddział liczył 90 członków. Skład Zarządu Oddziału jest następujący:

przewodniczący — M. Kryszewski, zastępca przewodniczącego — A. Zawadzki, sekretarz — M. Mucha, skarbnik — L. Wojtczak, członek Zarządu — R. Firkowski.

W okresie 24. 3. 1965 — 31. 6. 1966 odbyło się 6 zebrań naukowych Oddziału, zorganizowano również cykl odczytów dla młodzieży szkolnej.

Oddział Opolski

W okresie 11. 11. 1965 — 20. 9. 1966 Oddział zorganizował 5 wykładów popularno-naukowych oraz 17 odczytów dla młodzieży szkolnej.

W dniu 9 lipca 1966 Oddział liczył 91 członków. Na Walnym Zgromadzeniu w dniu 23 kwietnia 1966 został wybrany nowy Zarząd Oddziału w następującym składzie:

przewodniczący — Z. Pająk, sekretarz — M. Piślewski, skarbnik — T. Hilcher, członkowie Zarządu — J. Angerer, J. Pietrzak, A. Śliwiński, przewodniczący Sekcji Biofizyki — A. Pilawski.

W okresie 10. 3. 1966 — 15. 6. 1966 Oddział urządził 8 odczytów dla młodzieży szkolnej.

Wspólnie z Katedrą Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Adama Mickiewicza i Zakładem Dielektryków Instytutu Fizyki PAN Oddział zorganizował w dniach 25—28 kwietnia 1966 II Ogólnopolską Konferencję „Rydiospektroskopia i Elektronika Kwantowa“.

Oddział Szczeciński

W dniu 2 lipca 1966 Oddział liczył 20 członków. W okresie 15. 1. 1965 — 24. 4. 1966 odbyło się 5 zebrań naukowych Oddziału.

Oddział Toruński

W dniu 26 września 1966 Oddział liczył 83 członków, w tym 1 członka honorowego, 81 członków zwyczajnych i 1 członka wspierającego (Zakłady Włókien Sztucznych „Elana“). W dniu 21 kwietnia 1966 odbyło się Walne Zgromadzenie, na którym wybrano nowy Zarząd Oddziału w następującym składzie:

przewodniczący — K. Antonowicz, zastępca przewodniczącego — S. Łęgowski, sekretarz — S. Dembiński, skarbnik — A. Kossakowski, członkowie Zarządu — A. Bielski i J. Pyszka.

W okresie 9. 6. 1965 — 21. 4. 1966 odbyły się 3 zebrania naukowe Oddziału. Na zaproszenie Oddziału prof. R. S. Ingarden wygłosił cykl wykładów na temat termodynamiki informacyjnej. Oddział zorganizował 24 odczyty dla młodzieży szkolnej w Toruniu, Nakle, Inowrocławiu, Bydgoszczy i Grudziądzu.

Oddział Wrocławski

W dniu 24 marca 1966 Walne Zgromadzenie Oddziału wybrało nowy Zarząd w następującym składzie:

przewodniczący — S. Przystalski, zastępca przewodniczącego — M. Gaj, sekretarz — W. Fritz, skarbnik — J. Ku-

czera, członkowie Zarządu — C. Bazan i L. Wojda.

W okresie 28. 10. 1965 — 24. 3. 1966 odbyło się 10 zebrań naukowych Oddziału.

XX Zjazd Fizyków Polskich

XX Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w dniach od 12 do 17 września 1967 r. w Lublinie.

XV Olimpiada Fizyczna

Zawody XV Olimpiady Fizycznej odbywały się w roku szkolnym 1965/6. Do zawodów na stopniu wstępnym zgłosiło się 1712 uczniów szkół średnich ogólnokształcących i zawodowych, a do zawodów I stopnia — 1228. Do zawodów II stopnia zostało dopuszczonych 432 uczniów, a do zawodów III stopnia już tylko 42.

Zawody III stopnia odbywały się w dniach 1 i 2 kwietnia 1966 jak zwykle w Warszawie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i polegały na rozwiązaniu zadań teoretycznych i doświadczalnych. Komitet Główny Olimpiady Fizycznej uznał 12 zawodników za zwycięzców. Podajemy ich nazwiska w kolejności lokat:

Aleksy Bartnik, Liceum Ogólnokształcące im. Narczyży Żmichowskiej w Warszawie (nauczyciel p. P. Halfter),

Krzysztof Szaniawski, Liceum Ogólnokształcące im. Tomasza Żana w Pruszkowie (nauczyciel — p. Maria Orzechowska),

Maciej Szymański, Liceum Ogólnokształcące Nr 6 w Szczecinie (nauczyciel — p. Henryk Kaczorek),

Bohdan Filipiak, Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Radomiu (nauczyciel — p. Jan Szafraniec),

Konrad Popławski, Liceum Ogólnokształcące im. Adama Mickiewicza w Warszawie (nauczyciel — p. Jadwiga Jantar-Wasilewska),

Paweł Knabe, Liceum Ogólnokształcące im. Adama Asnyka w Łodzi (nauczyciel — p. Zdzisław Ignaczak),

Wojciech Arkuszewski, XXX Liceum Ogólnokształcące w Warszawie (nauczyciel — p. Janusz Olszewski),

Mirosław Weićlik, Technikum Mechaniczne w Radomiu (nauczyciel — p. Marian Koziarski),

Stanisław Majewski, Szkoła Ogólnokształcąca im. Marii Konopnickiej w Warszawie (nauczyciel — p. Więcek),

Ireneusz Słomka, Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Radomiu (nauczyciel — p. Jan Szafraniec),

Stefan Nadolski, Technikum Mechaniczno-Elektryczne w Toruniu (nauczyciel — p. Józef Wesołowski),

Krzysztof Mizerski, Liceum Ogólnokształcące im. Tadeusza Kościuszki w Zarkowie, pow. Myszków (nauczyciel p. Antoni Faber),

Bogusław Kalinowski, Technikum Radiowe im. M. Kasprzaka w Warszawie (nauczyciel — p. Jaworski),

Andrzej Posiewnik, Liceum Ogólnokształcące im. Adama Mickiewicza w Tarnowie (nauczyciel — p. Karol Dudziak),

Marek Brożyński, Liceum Ogólnokształcące im. Adama Asnyka w Łodzi (nauczyciel — p. Zofia Pietkiewiczowa).

Zwycięzcom Olimpiady przysługuje, jak wiadomo, prawo przyjęcia bez egzaminu wstępnego na studia fizyki w Uniwersytetach oraz na wszystkie Wydziały Politechnik (z tym, że na Wydział Architektury obowiązuje jedynie egzamin z rysunku).

Georg von Hevesy

(1. VIII. 1885 — 5. VII. 1966)

Dnia 5 lipca 1966 r. zmarł we Freiburgu Georg von Hevesy, odkrywca metody wskaźników izotopowych.

Georg von Hevesy urodził się 1 sierpnia 1885 r. w Budapeszcie. Studiował na Uniwersytetach w Budapeszcie i Freiburgu, a potem u Rutherforda w Manchesterze. W roku 1908 uzyskał stopień doktora na Uniwersytecie we Freiburgu. Był profesorem Uniwersytetów w Budapeszcie, Kopenhadze i Freiburgu. W r. 1923 Hevesy odkrył nowy pierwiastek — hafn i oddzielił go od cyrkonu. W tym samym roku zastosował po raz pierwszy metodę wskaźników izotopowych. Na pracę tę nie zwrócono wówczas większej uwagi. Dopiero w 20 lat później, w czasie II Wojny Światowej zrozumiano ogromne znaczenie tej metody. W 1943 r. Hevesy otrzymał Nagrodę Nobla z chemii, a w rok 1959 Nagrodę „Atomy dla Pokoju”. Hevesy był doktorem *honoris causa* Uniwersytetu w Kapsztacie.

Staraniem Komisji Symboli, Jednostek i Nomenklatury przy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej z pomocą finansową UNESCO, wydana została broszura pt. *Symbols, Units and Nomenclature in Physics*. Broszura zawiera zatwierdzone układy jednostek oraz zalecany w użyciu jednolity system oznaczeń. Broszurę może otrzymać każdy, nieodpłatnie. Sekretarz Komisji Symboli, Jednostek i Nomenklatury prof. J. de Boer zawiadomił nas, że co prawda w obecnie rozsyłanych broszurkach zawiadomienie o bezpłatnej wysyłce nie zostało jeszcze zawarte, ale uwaga ta będzie umieszczona w dalszych egzemplarzach, które są drukowane w miarę potrzeb. Prośbę o przesłanie broszurki należy kierować na adres:

Secretary Commission for Symbols, Units and Nomenclature

Professor J. de Boer

Instituut voor Theoretische Fysica

Valckenierstraat 65

Amsterdam (C), The Netherlands

Prenumerata czasopism PWN na rok 1967

Zamówienia i wpłaty na prenumeratę przyjmują:

— Oddziały i delegatury „Ruchu“

— urzędy pocztowe i listonosze tylko do dnia 10. XII. 1966 r.

Czytelnicy indywidualni mogą dokonywać wpłat również na konto Nr 4-6-777 Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6.

Wszystkie instytucje państwowe i społeczne zamawiają prenumeratę wyłącznie za pośrednictwem oddziałów i delegatur „Ruchu“. Weześniejsze zaprenumerowanie gwarantuje otrzymywanie czasopism PWN.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA
Dr TOMASZ HOFMOKL

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Doc. dr ALFONS KAWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

TREŚĆ

T. D. Lee — Inwersja przestrzeni, odwrócenie czasu i sprzężenie cząstka- -antycząstka	579
J. Bara — Oddziaływanie jądra z powłoką atomową obserwowane w efekcie Mössbauera	593
S. Pokorski — Algebry prądów	609
W. Soszka — Rozpraszanie jonów średnich energii na powierzchni ciała stałego (cz. I)	627
J. Szpilecki — Związki chemiczne gazów szlachetnych	647
Z. Mizgier — Fizyka w Szkole Głównej Warszawskiej 1862—1869	657

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

M. Jeżewski — W sprawie interpretowania symboli w równaniach fizyki . . .	667
R. Mierzecki — Przyrządy fizyczne z lunetą teleskopową. Uwagi do ćwiczeń laboratoryjnych	679

RECENZJE

S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew — Elektronowy rezonans paramagnetyczny (<i>A. Jasiński</i>)	687
R. P. Feynman, A. R. Hibbs: Quantum Mechanics and Path Integrals (<i>J. Weyssenhoff</i>)	687
KRONIKA	689

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.