

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XII

ZESZYT 5

1961

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

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

M. Maria Majewska
Warszawa

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XII, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1961

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1636 + 144 egz.	Rękopis dostarczono 13. VII. 1961
Ark. wyd. 9. — ark. druk. 7 ²⁴ / ₁₆	Podpisano do druku 18. XI. 1961
Papier druk. sat. kl. III, 70 × 100, 80 g	Druk ukończono w listopadzie 1961
Zamówienie 403/61	Cena zł 15. — K-6

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

David Pines

Palmer Phys. Lab., Princeton Univ.,
Princeton, New Jersey

Nadprzewodnictwo w układzie periodycznym pierwiastków *

W niniejszym artykule zostały przedyskutowane w świetle mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa Bardeena, Coopera i Schrieffera empirycznie ustanowione przez Matthiasa prawidłowości pojawiania się nadprzewodnictwa w układzie periodycznym. Dla opisu oddziaływania elektron-sieć został wykorzystany uproszczony model oddziaływania elektro-nowo-jonowego, poprzez ekranowane siły Coulomba. Przy pomocy tego modelu zostało pokazane, że teoria B.C.S. daje zarówno zadowalające kryterium pojawienia się nadprzewodnictwa jak i dobre jakościowe wytłumaczenie różnic w temperaturach przejścia dla różnych metali.

I. Wstęp

Matthias [1] zwrócił uwagę na szereg ciekawych prawidłowości towarzyszących pojawianiu się nadprzewodnictwa w układzie periodycznym. Prawidłowości te odnoszą się do pierwiastków, związków i stopów i okazuje się, że zależą tylko od średniej liczby elektronów walencyjnych Z i od gęstości elektronów N_e w ciele stałym.

Oto kilka najważniejszych spośród nich:

1. Nadprzewodnictwo zaobserwowano tylko u metali.
2. Stwierdzono, że nadprzewodnictwo występuje tylko u pierwiastków, dla których $2 \leq Z \leq 8$. W zasadzie reguła ta odnosi się także do związków, choć znane są nadprzewodniki związków metali, u których Z jest nieco mniejsze od 2 lub nieco większe od 8.
3. Ferromagnetyki i antyferromagnetyki nie wykazują nadprzewodnictwa.
4. Niektóre prawidłowości są prawdopodobnie związane ze strukturą krystaliczną. Tak np. nie wykryto nadprzewodników, które nie posiadałyby środka inwersji. Nie znaleziono także nadprzewodników wśród kryształów pewnych przestrzennych grup symetrii, np. u kryształów podobnych do CdJ.

* Artykuł opublikowany w Phys. Rev., 109, 280 (1958). Tłumaczenia dokonano za zgodą wydawcy.

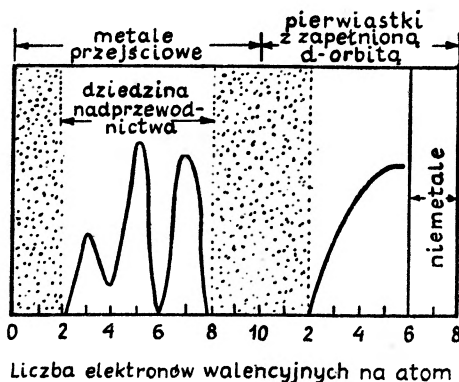
5. Dla określonego Z temperatura przejścia T_c wzrasta jak wysoka potęga odległości międzyelektronowej r_s , zdefiniowanej równaniem

$$r_s a_0 = (3/4\pi N_e)^{1/2}, \quad (1)$$

gdzie a_0 jest promieniem Bohra.

6. Dla metali z $Z = 2$ i $Z = 8$ takich prawidłowości nie zaobserwowano.

7. Zależność T_c od liczby elektronów walencyjnych Z jest pokazana na rys. 1. Zauważmy, że charakter tej zależności jest wyraźnie odmienny w przypadku metali przejściowych i nieprzejściowych.



Rys. 1. Zależność T_c od Z (wg Matthiasa [1])

Niedawno Bardeen, Cooper i Schrieffer [2] zaproponowali mikroskopową teorię nadprzewodnictwa, która daje prawidłowe rzędy wielkości dla szczeliny energetycznej i innych charakterystyk nadprzewodnika (T_c , głębokości przenikania, itd.) przy ustalonym parametrze V .

Parametr V charakteryzuje średnią wartości bezpośredniego oddziaływania między elektronami, znajdującymi się w bezpośredniej styczności z powierzchnią Fermiego. Parametr ten uwzględnia zarówno ekranowane coulombowskie odpychanie między elektronami, jak i indukowane fononami oddziaływanie elektron-elektron, które okazuje się przyciągającym dla elektronów, znajdujących się dostatecznie blisko powierzchni Fermiego. Kryterium pojawienia się nadprzewodnictwa polega na żądaniu, aby V było ujemne, tj. aby wywołane fononami oddziaływanie przyciągające między elektronami przewyższało coulombowskie odpychanie krótkiego zasięgu.

W teorii B.C.S. [2, 3] temperaturę krytyczną T_c wyznacza równanie

$$kT_c = 1,14 \langle \hbar\omega \rangle_{sr} \exp \{-1/[N(0)V]\}, \quad (2)$$

gdzie $\langle \hbar\omega \rangle_{sr}$ jest średnią energią fononów, rozpraszających elektrony w pobliżu powierzchni Fermiego, a $N(0)$ jest gęstością stanów energetycznych elektronów na tej powierzchni.

Tak więc znając V możemy wyznaczyć T_c .

W niniejszej pracy zajmiemy się wyliczeniem V , wychodząc z podstaw teorii. Postaramy się wyprowadzić z teorii B.C.S. prawidłowości, zaobserwowane przez Matthiasa. Jest rzeczą jasną, że przy obecnym stanie rozwoju teorii ciała stałego od takich wyliczeń nie można żądać szczegółów i ilościowej zgodności z eksperymentem. I tak na przykład nie możemy spodziewać się, że uda się wyznaczyć dokładnie wartości T_c dla wszystkich nadprzewodników. Nie mówiąc o innych trudnościach, już sam fakt, że T_c zależy wykładniczo od $N(0)V$, czyni to zadanie wychodzącym poza granice naszych możliwości. W najlepszym przypadku możemy liczyć na jakościowe wytłumaczenie prawidłowości Matthiasa z „mikroskopowego“ punktu widzenia. Rozumiemy przez to szczegółowe, ilościowe wyliczenia, przeprowadzone dla modelu z bardzo uproszczonym oddziaływaniem elektronów i jonów w nadprzewodnikach.

Taki model można traktować jako zadowalający, jeśli:

1. Wynika z niego większość prawidłowości, towarzyszących pojawieniu się nadprzewodnictwa w układzie periodycznym,
2. Założenia przyjęte w modelu są w zgodzie z danymi eksperymentalnymi.

Prawidłowości zaobserwowane przez Matthiasa pomagają nam w wyborze właściwego modelu. Matthias zaobserwował, że własności nadprzewodników są prawdopodobnie silniej związane z wartościowością i odległością międzyelektronową, aniżeli ze szczegółami struktury krystalicznej. Zgodnie z tym wybierzemy model stosunkowo nieczuły na periodyczność sieci krystalicznej, tj. system elektronów i jonów, oddziaływających wzajemnie przy pomocy ekranowanego pola coulombowskiego. Przy wyliczaniu wszystkich istotnych dla zagadnienia elementów macierzowych będziemy traktowali elektrony jako fale płaskie. Przekonamy się, że taki model doprowadza do otrzymania kryterium nadprzewodnictwa, które pozwala stosunkowo dobrze odróżnić nadprzewodniki od metali nie nadprzewodzących. Tam, gdzie kryterium zawodzi, możemy wytłumaczyć istniejące odstępstwa przyjętymi uproszczeniami modelu. Wyliczywszy $N(0)V$, a stąd T_c , przekonamy się, że przyjęty model doprowadza do jakościowo prawidłowych wyników, jednak błędnych ilościowo. Rozbieżności ilościowe pozwalają łatwo ustalić, na czym polega niedoskonałość modelu i sprawdzić, czy zachodzą one w oczekiwanym kierunku. Przyjęty model pozwala na jakościowe wytłumaczenie zależności T_c od Z dla metali przejściowych i nieprzejściowych, a także na wyjaśnienie zależności T_c od r_s przy ustalonym Z .

W ten sposób możemy osiągnąć postawiony sobie cel, aby za pomocą jakościowych pojęć mikroskopowych wyjaśnić empiryczne prawidłowości ustanowione przez Matthiasa. W § 2 zdefiniujemy i wyliczymy V , a przed tym jeszcze przedyskutujemy szczegółowo sens elementów macierzowych wchodzących w V .

§ 3 poświęcony jest dyskusji nad kryterium nadprzewodnictwa, w § 4 natomiast rozpatrujemy zmiany T_c w układzie periodycznym; w § 5 wyciągnięte zostaną ogólne wnioski.

II. Wyliczenie V

Przypomnijmy niektóre potrzebne nam dalej tezy teorii B.C.S. Punktem wyjścia tej teorii jest zbudowanie efektywnego hamiltonianu dla oddziaływających między sobą elektronów w metalu.

Hamiltonian ten można zapisać w postaci [4, 5]

$$H = H_{\text{coul}} + H_{\text{ph}}, \quad (3)$$

gdzie H_{coul} przedstawia efektywne ekranowane coulombowskie oddziaływanie między elektronami, a H_{ph} indukowane fononami oddziaływanie elektron-elektron.

Zgodnie z teorią B.C.S. ograniczymy się do rozważenia takiego oddziaływania, w rezultacie którego para elektronów z przeciwnymi pędami i spinami ($k^\uparrow, -k_\downarrow$) przechodzi w inny stan, ale taki, w którym elektrony nadal tworzą parę ($k'^\uparrow, -k'_\downarrow$).

W tym przypadku oddziaływanie przyjmuje postać

$$H_{\text{coul}} = \frac{1}{2} \sum_{kk'} U(\mathbf{k}-\mathbf{k}') C_{k'}^* C_{-k'}^* C_{-k} C_k, \quad (4)$$

$$H_{\text{ph}} = \frac{1}{2} \sum_{kk'} \frac{2\hbar\omega M_{\mathbf{q}}^2(\mathbf{k}-\mathbf{k}') C_{k'}^* C_{-k'}^* C_{-k} C_k}{(E_k - E_{k'})^2 - \hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}^2}, \quad (5)$$

gdzie C_k^*, C_k są operatorami kreacji i anihilacji dla elektronów w stanach Blocha (spinowe indeksy odpowiadają przeciwnym kierunkom spinów u każdej pary),

$U(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ jest elementem macierzowym rozproszenia coulombowskiego elektronu ze stanu \mathbf{k} do \mathbf{k}' ,

$M(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ jest elementem macierzowym rozproszenia ze stanu \mathbf{k} do \mathbf{k}' (z emisją fononu o wektorze falowym \mathbf{q}) wskutek oddziaływania elektron-jon. Są one wyliczone dla zerowych drgań siatki,

E_k i $E_{k'}$ — energie odpowiednich stanów Blocha,

$\omega_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}}$ — jest częstością fononu \mathbf{q} , wiążącego stany \mathbf{k} i \mathbf{k}' .

B.C.S. zauważyli, że hamiltonian (5) odpowiada przyciąganiu elektronów, jeśli ich energie są dostatecznie bliskie.

Posługując się wariacyjnymi funkcjami falowymi, które wybierano tak, aby najlepiej uwzględnić to przyciąganie, założyli oni (co później znalazło uzasadnienie), że najważniejszymi stanami elektronowymi dla rozpatrywanego problemu są te, które znajdują się bardzo blisko powierzchni Fermiego, tak że

$$E_k - E_{k'} \ll \hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}.$$

Następnie wyprowadzili oni średnią wielkość elektronowego oddziaływania wzajemnego w pobliżu powierzchni Fermiego

$$-V = \left\langle -2 \frac{M_{\mathbf{q}}^2(\mathbf{k}'-\mathbf{k})}{\hbar\omega(\mathbf{k}'-\mathbf{k})} + U(\mathbf{k}'-\mathbf{k}) \right\rangle_{\text{sr.}}, \quad (6)$$

gdzie uśrednienie przeprowadzono po wszystkich elektronach w pobliżu granicy rozkładu Fermiego.

Wykorzystując powyższe uproszczenia można efektywny hamiltonian zapisać za pomocą V w postaci

$$H = - \sum_{kk'}' V C_{k'}^* C_{-k'}^* C_{-k} C_k, \quad (7)$$

gdzie indeks prim przy sumowaniu oznacza, że dotyczy ono tylko stanów, w których elektrony tworzą pary.

Hamiltonian (7) jest punktem wyjściowym w teorii B.C.S. przy czym zakłada się, że $-V$ jest dowolnym ujemnym parametrem. Dla wyliczenia V konieczna jest dokładna znajomość zarówno oddziaływania wzajemnego między elektronami jak i oddziaływania elektronów z jonami sieci, dla elektronów bliskich powierzchni Fermiego w rozpatrywanym metalu. Odnośnie do zachowania się w metalu związanego systemu elektronów i jonów można zauważyć, co następuje.

Ponieważ jony są ciężkie i mało ruchliwe, elektrony przewodnictwa łatwo reagują na ich ruch i w efekcie anulują w znacznej mierze pole jonów. Tak więc efektywne pole jonu składa się z pola samego jonu plus pola otaczających go elektronów. Podobnie efektywne oddziaływanie między elektronami polega na ekranowanym oddziaływaniu coulombowskim krótkiego zasięgu, ponieważ elektrony na odległościach znacznie przewyższających odległości międzyelektronowe zachowują się nie tylko jak oddzielne cząstki, ale jak i cząstki związane z ekranującą chmurą elektronową.

Prawdziwość takiego ogólnego obrazu była szczegółowo przedyskutowana dla gazu swobodnych elektronów [6], a także dla bardziej złożonego systemu elektronowo-jonowego [5].

Niedawno zostało wykazane [7], że w metalach nieprzejściowych periodyczność struktury wpływa bardzo słabo zarówno na wzajemne oddziaływanie elektronów, jak i na ruch jonów w sieci.

Rozpatrzmy elektrony w pobliżu powierzchni Fermiego.

Jeśli przyjmiemy, że wszystkie naładowane cząstki w metalu współdziałają zgodnie z prawem Coulomba (co nie jest założeniem zbyt abstrakcyjnym), to bezpośrednie oddziaływanie między elektronami wyraża formuła $e^2/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$, a oddziaływanie między elektronami i jonami $Z^*e^2/|\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j|$, gdzie Z^* jest efektywną wartościowością jonów.

Zakładając, że elektrony można aproksymować za pomocą fal płaskich, interesujące nas elementy macierzowe przyjmują postać

$$U^0(\mathbf{k} - \mathbf{k}') = \frac{4\pi e^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2}, \quad (8)$$

$$M_q^0(\mathbf{k} - \mathbf{k}') = \frac{4\pi Z^* e^2 i}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|} \left(\frac{N}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2sq} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

gdzie s jest podłużną prędkością dźwięku, a N i M — odpowiednio gęstością i masą jonów.

Elektrony na powierzchni Fermiego oddziałują z innymi elektronami w metalu i właśnie to wzajemne oddziaływanie powoduje ekranowanie pola danego elektronu na odległość rzędu odległości międzyelektronowych.

Wpływ efektu ekranowania został najpełniej uwzględniony w pracy Bardeena i autora [5]; w rezultacie otrzymujemy następujące wyrażenia dla elementów macierzowych

$$U(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \cong \frac{4\pi e^2}{|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|^2} \left\{ \frac{(k-k')^4}{8m^2[\omega_p^2 + (\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 v_0^2(\frac{2}{3})]} \right\}, \quad |\mathbf{k}-\mathbf{k}'| < k_c, \quad (10a)$$

$$U(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = U^0(\mathbf{k}-\mathbf{k}'), \quad |\mathbf{k}-\mathbf{k}'| > k_c, \quad (10b)$$

$$M_q(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = \frac{4\pi Z^* e^2 i}{|\mathbf{k}-\mathbf{k}'| \epsilon(|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|)} \left(\frac{N \hbar}{M 2sq} \right)^{1/2}, \quad |\mathbf{k}-\mathbf{k}'| < k_c \quad (11a)$$

$$M_q(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = M_q^0(\mathbf{k}-\mathbf{k}'), \quad |\mathbf{k}-\mathbf{k}'| > k_c \quad (11b)$$

gdzie k_c jest maksymalnym falowym wektorem plazmonu, a v_0 — prędkością elektronu na granicy rozkładu Fermiego

$\epsilon(k)$ — jest stałą dielektryczną metalu, będącą funkcją liczby falowej k , którą wyliczono w przybliżeniu swobodnych elektronów

$$k^2 \epsilon(k) = k^2 + k_s^2 \left\{ \frac{1}{2} + \frac{4k_0^2 - k^2}{8k_0 k} \ln \left| \frac{2k_0 + k}{2k_0 - k} \right| \right\} \cong k^2 + k_s^2 \quad (12)$$

k_s — oznacza tu odwrotność odległości ekranowania Fermiego-Thomasa, zdefiniowanej równaniem

$$(k_s/k_0) = 0,814r_s^{1/2}. \quad (13)$$

Przy wyprowadzeniu (10) i (11) długofalowa część ($k < k_c$) reakcji elektronów na ruch określonego elektronu albo jonu jest uwzględniona dostatecznie ściśle dzięki wprowadzeniu plazmonów, podczas gdy część krótkofalową ($k > k_c$) zaniedbujemy.

Bardeen [8] wyliczył krótkofalową część reakcji elektronów na ruch jonów, wykorzystując przybliżenie Hartree, które jednak w tej dziedzinie zaczyna zawodzić. Jego rezultat jest identyczny z (11a), tak więc zależność (11a) można rozprzestrzenić także na dziedzinę fal krótkich. Dalsze trudności pojawiają się przy wyliczaniu elementów macierzowych dla oddziaływania elektron-elektron. Dla krótkofalowej części zadowalających wyliczeń nie ma (choć niewątpliwie, pewne ekranowanie istnieje), a długofalowa część elementu macierzowego (10) jest nieco zmieniona przez pewien dodatkowy warunek, który działa na falową funkcję elektronu. Jednakże, niedawno Nozieres i autor [9] wykazali, że dla elektronów, znajdujących się na powierzchni Fermiego ich efektywne oddziaływanie wzajemne (dla niskoczęstościowych wzbudzeń) można zapisać w postaci

$$U(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = \frac{4\pi e^2}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \epsilon(|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|)}, \quad (10a')$$

gdzie ϵ jest zdefiniowane we wzorze (12).

Innymi słowy obecność dodatkowych warunków słabo wpływa na zmianę (10a). Jednakże wyrażenia (10a') nie można traktować, jak to było pokazane w [9], zupełnie bez zastrzeżeń, ze względu na trudności związane z wydzieleniem grupy elektronów na powierzchni Fermiego.

Uwzględniając przedstawione wyżej uwagi będziemy uważać, że wyrażenia dla interesujących nas elementów macierzowych

$$U(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = \frac{4\pi e^2}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2}, \quad (14)$$

$$M_q(\mathbf{k}-\mathbf{k}') = \frac{4\pi Z^* e^2 i |\mathbf{k}-\mathbf{k}'|}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2} \left(\frac{\hbar}{2sq} \frac{N}{M} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

przedstawiają prostą i dopuszczalną aproksymację dla wszystkich znaczeń $|\mathbf{k}'-\mathbf{k}|$.

Jest rzeczą oczywistą, że mogliśmy zdecydować się od razu na wykorzystanie formuł (14) i (15) dla zbudowania teorii. Celem powyższej dyskusji było dokonanie porównania tego wyboru z najlepszymi posiadanymi wartościami odpowiednich elementów macierzowych. Jak zobaczymy poniżej, trudności związane z wyborem przybliżonych formuł (14) i (15) zamiast innych elementów macierzowych wyliczonych dla fal płaskich, nie są jeszcze najważniejsze. Rozważmy dwa przypadki dla elementu macierzowego dla oddziaływania elektronowo-jonowego.

Pierwszy odpowiada długofalowemu normalnemu procesowi (N -proces), dla którego $|\mathbf{k}'-\mathbf{k}| < k_D$ i $\mathbf{k}'-\mathbf{k} = \mathbf{q}$, drugi procesowi przerzutu (U -proces), dla którego $|\mathbf{k}'-\mathbf{k}| > k_D$ i $\mathbf{k}'-\mathbf{k} = \mathbf{q} + \mathbf{K}_N$, gdzie \mathbf{K}_N jest wektorem odwrotnej sieci¹.

Dla U -procesu uczynimy dodatkowe uproszczenie zakładając, że $\mathbf{q} \approx \mathbf{k}_D$, co oczywiście zmniejsza efektywność tego procesu. Na koniec zauważmy, że stosując aproksymacje podobne do tych, które doprowadziły nas do wyrażen (14) i (15) możemy przyjąć, że oddziaływanie wzajemne między jonami ma postać:

$$Z^2 e^2 / |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| \exp\{-k_s |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|\}.$$

W tym przybliżeniu dla prędkości dźwięku otrzymujemy następujące wyrażenie

$$s^2 = \frac{1}{3} \frac{m}{M} Z^* v_0^2. \quad (16)$$

Przyjmujemy, że wartościowość jonów Z^* , która określa efektywną liczbę elektronów uczestniczących w procesach ekranowania i gęstość stanów na powierzchni Fermiego ($N_e = Z^* N$), jest równa ilości elektronów, znajdujących się na zewnątrz ostatniej zapełnionej orbity, albo ilości dziur w zewnętrznej orbicie atomu w zależności od tego, która z tych liczb jest mniejsza.

¹ Jak niedawno zauważył H. Jones [10] w przypadku metali wielowartościowych różnicowanie procesu rozproszenia na N - i U -procesy jest dosyć dowolne. Jednakże ten prosty rozdział okazuje się jedynym możliwym, pozostającym w zgodzie z naszymi ogólnymi przybliżeniami i stosowanym do szerokiej klasy metali.

W przypadku związków i stopów metali liczbę Z^* , będącą średnią wartościowością, określa się tak samo. Jak wynika z rozpatrzenia widma plazmonów w ciałach stałych [11], powyższy sposób określenia liczby elektronów uczestniczących w procesach ekranowania dla metali nieprzeźściowych stanowi dobre przybliżenie.

Wykorzystując powyższe uproszczenia otrzymujemy następujące wyrażenie dla V :

(1) N -procesy

$$-V_N = \left\langle -\frac{4\pi N(Z^*)^2 e^2}{M} \frac{4\pi e^2}{[(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2] s^2 (\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2} + \frac{4\pi e^2}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2} \right\rangle_{sr}, \quad (17)$$

przy czym uśrednienie należy przeprowadzić w dziedzinie $|\mathbf{k}'-\mathbf{k}| < k_D$.

(2) U -procesy

$$-V_U = \left\langle -\frac{4\pi N(Z^*)^2 e^2}{M} \frac{4\pi e^2}{[(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2]^2} \frac{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2}{s^2 k_D^2} + \frac{4\pi e^2}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 + k_s^2} \right\rangle_{sr}, \quad (18)$$

przy czym uśrednienie należy przeprowadzić w dziedzinie $|\mathbf{k}'-\mathbf{k}| > k_D$. Zauważmy, że $(-V_N)$ jest zawsze dodatnie, a więc sam N -proces nie byłby w stanie doprowadzić do indukowanego fononami przyciągania elektronów, które jest konieczne dla pojawienia się nadprzewodnictwa.

Uwzględniając to podstawiamy (16) i (13) w (17).

W rezultacie otrzymujemy

$$-V_N = \frac{\pi e^2}{k_0^2} \int_0^{1/(4Z^*)^{1/2}} 2\alpha \left\{ \frac{1}{x^2 + \alpha^2} - \frac{\alpha^2}{(x^2 + \alpha^2)^2} \right\} d\alpha, \quad (19)$$

wykorzystując równości

$$|\mathbf{k}'-\mathbf{k}| = 2k_0 \sin(\Theta/2) = 2k_0 \alpha,$$

gdzie Θ jest kątem między \mathbf{k} i \mathbf{k}' i wprowadzając wielkość

$$\alpha^2 = (4/9\pi^4)^{1/2} r_s = r_s/6,02. \quad (20)$$

Ponieważ największa wartość liczbowa r_s jest równa 5,57 (dla Cs) jest jasne, że wyrażenie (19) jest zawsze dodatnie.

Przeprowadzając całkowanie możemy otrzymać parametr istotny dla teorii B.C.S.

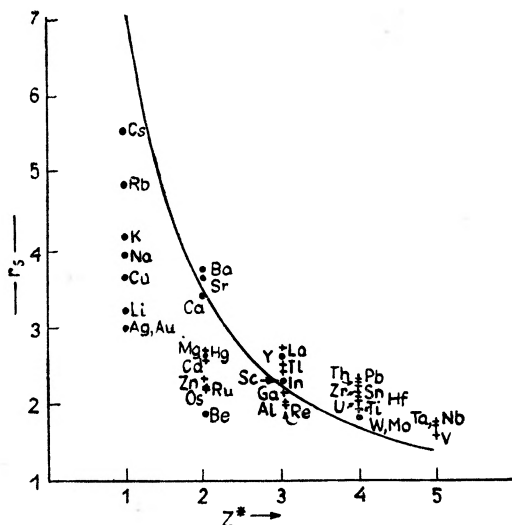
$$\begin{aligned} -N(0)V = \alpha^2 \left\{ [1 - (4Z^*)^{2/3} \alpha^2] \ln \left(\frac{1 + \alpha^2}{\alpha^2} \right) + \right. \\ \left. + (4Z^*)^{2/3} \alpha^2 \ln \left(\frac{1 + (4Z^*)^{2/3} \alpha^2}{(4Z^*)^{2/3} \alpha^2} \right) + \frac{(4Z^*)^{2/3} \alpha^2}{1 + \alpha^2} - 1 \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Przy wyprowadzeniu (21) wykorzystaliśmy wyrażenie $N(0)$ dla przypadku swobodnych elektronów.

W ten sposób nasz model doprowadził do wyrażenia dla $N(0)V$, które zależy tylko od Z^* i odległości między-elektronowej.

III. Kryterium nadprzewodnictwa

Kryterium nadprzewodnictwa w teorii B.C.S. polega na żądaniu, aby $-V$ było ujemne. Na rys. 2 przytaczamy krzywą zależności Z^* od r_s , otrzymaną z (21) przy $V = 0$.



Rys. 2. Zależność krytycznego znaczenia r_s od Z^*
 + pierwiastki nadprzewodzące,
 • pierwiastki nienadprzewodzące

W ten sposób otrzymujemy krzywą ciągłą, która powinna na wykresie odgraniczać nadprzewodniki od pozostałych metali (nadprzewodniki powinny leżeć powyżej krzywej).

Dla porównania umieściliśmy na wykresie punkty odpowiadające różnym nadprzewodnikom i metalom nienadprzewodzącym. Opuściliśmy pierwiastki ferromagnetyczne i antyferromagnetyczne, a także metaloidy i półprzewodniki. Przedyskutujemy je poniżej. Jak widać, żądanie, aby wyrażenie (21) było ujemne, doprowadza do kryterium nadprzewodnictwa, będącego w dość dobrej zgodności z eksperymentem.

Przy ustalonym r_s zwiększenie Z^* sprzyja pojawieniu się nadprzewodnictwa, co można objaśnić wzrastającą rolą U -procesów, w których przeważającą rolę odgrywa przyciąganie. Z tego samego powodu dla ustalonego Z^* zwiększenie r_s także sprzyja pojawieniu się nadprzewodnictwa. Zauważmy, że dla $Z^* = 2$ otrzymane kryterium pozostaje w najgorszej zgodności z eksperymentem (jest to równocześnie dziedzina, w której Matthias nie zaobserwował swoich prawidłości). Nic w tym dziwnego, ponieważ tutaj także nasze podstawowe przybliżenie (zaniedbanie periodyczności przy wylczeniu elementów macierzowych) najbardziej odbiega od prawdy.

Jeśli nawet pasma nie zachodzą na siebie, to mimo wszystko istnieje dość elektronów, aby zapełnić strefę Brillouina. W rzeczywistości pasma zachodzą

na siebie i pierwiastki z $Z^* = 2$ są metalami, co jednak nie przeszkadza, że należy oczekiwać znacznych zmian elektronowych funkcji falowych przy zbliżeniu się do granic strefy Brillouina.

Tak więc możemy oczekiwać odstępstw od reguł, które nie uwzględniają periodyczności (np. reguł Matthiasa), a także od przepowiedni opartych na naszym rezultacie (21).

W przypadku $Z^* = 4$ i $Z^* = 6$ sytuacja jest odmienna, ponieważ tutaj strefy Brillouina są szczególnie złożone, pasma zachodzą dostatecznie daleko na siebie i dlatego periodyczność struktury nie odgrywa już tak ważnej roli.

Z naszych rozważań wynika, że trójwartościowe metale Ga, Al i Re nie wykazują nadprzewodnictwa. I tutaj także nie jest to niespodzianką, ponieważ przy aproksymacji wielkości V_U zamieniliśmy $\hbar\omega$ na $k\theta$, tj. umniejsziliśmy wpływ sił przyciągania. Z drugiej strony, polepszając ocenę V nie liczyliśmy na to, że pierwiastki jednowartościowe będą nadprzewodnikami, bo względny udział U -procesów wzrasta ze wzrostem Z^* .

Na podstawie powyższych rozważań oczekujemy, że następujące pierwiastki powinny okazać się nadprzewodnikami: Sc, Y, Pa, Mo, W. Do analogicznego wniosku doszedł Matthias, biorąc za podstawę swoje empiryczne prawidłowości².

Z rys. 2 także widać od razu, dlaczego metaloidy nie mogą być nadprzewodnikami: mają zbyt małe Z^* . W fazie metalicznej mogą one stać się nadprzewodnikami. Wyrażamy opinię, że As i Sb są potencjalnymi nadprzewodnikami.

Analogiczny wniosek można wyprowadzić w odniesieniu do półprzewodników Se i Te, choć przypadek zwyrodniałych półprzewodników wymaga jeszcze w całości dalszego rozważania.

Metale ferromagnetyczne i antyferromagnetyczne nie wykazują nadprzewodnictwa z zupełnie z innych przyczyn. Zwracaliśmy już uwagę, że w (21) ma miejsce prawie całkowita wzajemna kompensacja indukowanego fononami przyciągania i coulombowskiego odpychania.

Jak stąd widać, dowolny czynnik zmniejszający indukowane fononami przyciąganie elektronów będzie uniemożliwiał pojawienie się nadprzewodnictwa. B.C.S. pokazali, że to indukowane przyciąganie przyjmie największą wartość, jeśli będziemy posługiwać się wariowalną funkcją falową, odpowiadającą elektronom tworzącym pary o przeciwnych spinach i impulsach.

² Do czasu pojawienia się niniejszej pracy wymienione pierwiastki oziębiono w poszukiwaniu ich własności nadprzewodzących do następujących temperatur

Sc	— ÷
Y	— 0,1
Pa	— 0,1
Mo	— 0,05
W	— 60,0

Patrz: D. Shoenberg, *Superconductivity*, Cambridge 1952.

Niedawno w celu sprawdzenia hipotezy Matthiasa i Pinesa, stosując nowoczesną technikę, poszerzono zakres badań do 0,035° K dla W, 0,043° K dla Mo, 0,07° K dla Y, jednak nadprzewodnictwa nie zaobserwowano.

Patrz: M. Strongin i H. A. Fairbank., *Programme, VII Int. Conf. on Low Temp. Physics*, Toronto 1960. (przyp. tłum.).

U metali, które wykazują własności ferromagnetyczne lub antyferromagnetyczne, takiemu łączeniu się w pary przeciwdziała oddziaływanie wymienne między elektronami. Istotnie, zyskujemy więcej energii z wymiennego oddziaływania spinowego niż z przejścia w stan nadprzewodzący w zerze absolutnym. Tak więc metale ferromagnetyczne i antyferromagnetyczne nie mogą być nadprzewodnikami³.

Metale ziem rzadkich nie mogą być nadprzewodnikami z analogicznego powodu: spiny nie tworzące par przeszkadzają elektronom brać udział w indukowanym fononami oddziaływaniu wzajemnym.

Zastanówmy się teraz nad możliwością wpływania struktury krystalicznej na pojawienie się nadprzewodnictwa. Wyrażenie (21), jak już wspominaliśmy, nie zależy od struktury krystalicznej. Jeśli jednak wprowadzić ulepszenia do naszego opisu U -procesu, przyjmując, że $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k} + \mathbf{K}_n$ w elemencie macierowym, wziętym z wyrażenia (15), to od razu pojawi się zależność od struktury krystalicznej.

Przeprowadziliśmy wstępne obliczenia, wykorzystując ulepszony model dla U -procesu, zaproponowany przez Jonesa [10] dla metali jednowartościowych. Zasadniczą trudność przy obliczeniach stanowi wielka ilość wektorów odwrotnej sieci, które odgrywają ważną rolę w opisaniu U -procesów. Zastosowanie modelu Jonesa doprowadza do wniosku, że T_c słabo zależy od struktury krystalicznej. Kubiczne sieci metali powierzchniowo — i objętościowo — centrowane z jednakowym Z^* i r_s mają praktycznie jednakową wielkość $N(0)V$, a u metali heksagonalnych, ściśle upakowanych, z takim samym Z^* i r_s , temperatura przejścia okazuje się nieco wyższa. Uważamy, że metale nie posiadające środka inwersji dlatego nie wykazują nadprzewodnictwa, ponieważ w tym przypadku ilość skutecznych U -procesów dla elektronów znacznie się zmniejsza. Innymi słowy, wpływ symetrii siatki krystalicznej (a tutaj właściwie jej brak) jest tego rodzaju, że przeszkadza elektronom brać udział w indukowanym fononami przyciąganiu.

Ogólnie rzecz biorąc, według nas, wpływ struktury krystalicznej na pojawienie się nadprzewodnictwa ujawnia się poprzez jej oddziaływanie na U -procesy.

W zakończeniu wyrażamy nadzieję, że wnioski z tego paragrafu odnoszą się równie dobrze do nadprzewodzących związków i stopów metali, jak i do

³ Zagadnienie to rozpatrują także S. W. Wonsowski i M. S. Swirskij [15] z punktu widzenia teorii B.C.S. w oparciu o hipotezę W. L. Ginzburga. (Ginzburg zwrócił uwagę, że gdyby nawet ferromagnetyk wykazywał własności nadprzewodzące, to w normalnych warunkach nie udałoby się ich zaobserwować ze względu na maskujące działanie spontanicznego namagnesowania, które przewyższa pola krytyczne dla nadprzewodników). Dochodzą oni do wniosku, że nadprzewodnictwo można zaobserwować tylko u tych ferromagnetyków, które wykazują bardzo słabe oddziaływanie wymienne ($s-d$).

Niedługo po ukazaniu się niniejszego artykułu przy badaniu systemu $GdRu_2$ i $CeRu_2$ udało się B. T. Matthiasowi i współpracownikom [16] znaleźć „ferromagnetyczne nadprzewodniki“, wykazujące albo ferromagnetyczne, albo nadprzewodzące własności w zależności od temperatury i składu procentowego obydwu związków.

I tak np. stały roztwór $Gd_{0.082}Ce_{0.918}Ru_2$ posiada punkt Curie powyżej temperatury przejścia nadprzewodzącego i w zależności od temperatury (w rejonie kilku stopni Kelvina) może być albo ferromagnetykiem, albo nadprzewodnikiem [17]. (przyp. tłum.).

pierwiastków, zgodnie z prawidłowościami zaobserwowanymi przez Matthiasa ⁴.

IV. Zmiana T_c i $N(0)V$

W teorii B.C.S. temperaturę krytyczną T_c określa równanie (2). Zmienia się ona od metalu do metalu na skutek zmiany $\langle \hbar\omega \rangle_{sr.}$ (co doprowadza do efektu izotopowego) oraz $N(0)V$, przy czym zmiana tej drugiej wielkości odgrywa ważniejszą rolę. Przede wszystkim rozważmy zachowanie się $N(0)V$, ponieważ właśnie ta wielkość odzwierciedla zachowanie się elektronów. Warto zauważyć, że przy rozpatrywaniu empirycznych prawidłowości dla różnych nadprzewodników o wiele wygodniej jest porównywać nie T_c , a $T_c/\langle \hbar\omega \rangle_{sr.}$.

W tabelicy I, a także na rys. 3 i 4, zostały przytoczone znaczenia $N(0)V$ dla pierwiastków nadprzewodzących, otrzymane przez nas przy założeniu, że $\langle \hbar\omega \rangle_{sr.} = \Theta_d/2$. Widzimy, że prawidłowości Matthiasa pozostają w mocy również dla $N(0)V$ (choć w osłabionej formie, ponieważ usunęliśmy zależność wykładniczą).

Tablica I

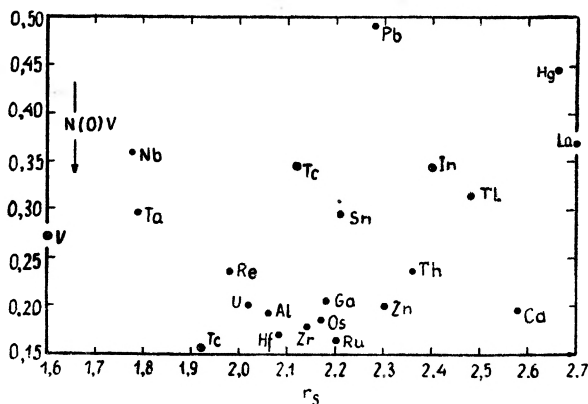
Znaczenia $N(0)V$ dla pierwiastków nadprzewodzących. Wielkości T_c i Θ_d zostały wzięte z danych *American Institute of Physics Handbook*; wielkości r_s i Θ_d oznaczone gwiazdkami są przybliżone

Metal	Z^*	r_s	T_c	Θ_d	$N(0)V$
Al	3	2,06	1,20	375	0,193
Zn	2	2,30	0,93	235	0,200
Ga	3	2,18	1,10	240	0,206
Cd	2	2,58	0,56	165	0,196
In	3	2,40	3,75	109	0,345
Sn	4	2,21	3,74	195	0,296
Hg	2	2,66	4,16	69	0,446
Tl	3	2,48	2,39	100	0,316
Pb	4	2,28	7,22	96,3	0,493
Ti	4	1,92	0,39	430	0,155
V	5	1,61	4,89	338	0,274
Zr	4	2,14	0,55	265	0,178
Nb	5	1,78	8,8	252	0,357
Tc	3	2,12*	11,0	350*	0,345
Ru	2	2,20	0,47	350*	0,165
La	3	2,70	5,0	132	0,370
Hf	4	2,08	0,35	213	0,171
Ta	5	1,79	4,4	230	0,296
Re	3	1,98	1,7	210	0,236
Os	2	2,17	0,71	280*	0,185
Th	4	2,36	1,39	168	0,236
U	4	2,04	0,8	200	0,202

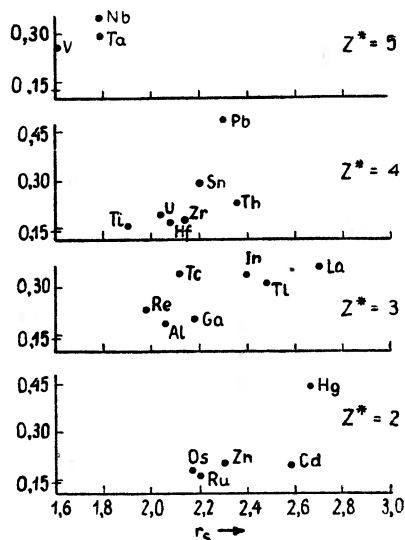
⁴ W niniejszej dyskusji przyjmujemy, że zachowanie się elektronów w metalach z $Z = 2$ lub $Z = 8$, a także zmiana gęstości stanów d -orbity w metalach przejściowych jest wynikiem jakichś innych przyczyn.

1. Dla danego Z^* (oprócz metali dwuwartościowych) wielkość $N(0)V$ rośnie wraz ze wzrostem r_s .

2. Dla metali nieprzejsiowych z jednakowym (w przybliżeniu) r_s widoczny jest wzrost $N(0)V$ wraz ze wzrostem Z^* .



Rys. 3. Zależność $N(0)V$ od r_s dla pierwiastków nadprzewodzących

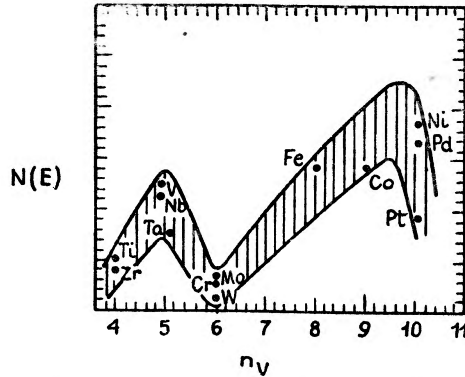


Rys. 4. Zależność $N(0)V$ od r_s dla pierwiastków nadprzewodzących dla różnych Z^*

3. Dla metali przejściowych zależność $N(0)V$ od Z^* ma odmienny charakter; dla jednakowych (w przybliżeniu) r_s wielkość $N(0)V$ wykazuje taką samą periodyczność (odpowiednio zmniejszoną) jak i T_c na rys. 1.

Podobne rezultaty można otrzymać dla nadprzewodzących związków i stopów. Zauważmy, że wyliczone przez nas wielkości $N(0)V$ leżą poniżej wartości eksperymentalnych (np. dla Sn otrzymaliśmy $N(0)V = 0,074$). Przyczyna tego tkwi w zaniżeniu oceny wielkości przyciągania elektronów wywołanego fononami, co doprowadziło do zmniejszenia V_U .

Przy wyliczeniach, które doprowadziły do formuły (21) nasze dwa podstawowe przybliżenia dążą do wzajemnego wyeliminowania. Zaniehbując wpływ periodyczności potencjału na elektronowe funkcje falowe przeceniamy elementy macierzowe $U(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|)$ i $M_q(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|)$, podczas gdy wprowadzenie k_D dla U -procesu doprowadza do niedoceny V_U . Z jakościowego punktu widzenia jest rzeczą jasną, że zmiana formuły (21) przy ulepszaniu obydwóch przybliżeń pójdzie we właściwym kierunku, ponieważ poprawki na periodyczność zmniejszają zarówno $M_q(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|)$, jak i $U(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|)$ mniej więcej w jednakowym stopniu,



Rys. 5. Gęstość stanów dla (3d-) orbity (wg Daunta [12])

• gęstość stanów; wielkości $N(E)$ — na powierzchni Fermiego otrzymane zostały z pomiarów pojemności cieplnej dla danych metali. Obszar zakreskowany $N(E)$ dotyczy innych metali przejściowych dotąd nie przebadanych

podczas gdy dokładniejsze potraktowanie U -procesów doprowadzi do zwiększenia tylko $M_q^2(\mathbf{k}' - \mathbf{k})/\hbar\omega$. Tak więc wielkość $N(0)V$ dla wszystkich nadprzewodników będzie mieć większą wartość niż ta, którą otrzymujemy z formuły (21).

Nie bacząc na niedostateczną ilościową dokładność przy wyliczaniu wielkości $N(0)V$, możemy mimo wszystko wyciągnąć pewne jakościowe wnioski odnośnie jej zmian w układzie periodycznym.

Pokazaliśmy już, że z (21) otrzymujemy wnioski odnośnie $N(0)V$, które pozostają w zgodności z prawidłowościami (1) i (2) (albo z regułą (5) Matthiasa i tą częścią reguły (7), która odnosi się do metali nieprzejściowych). Wnioski te są oczywiste z rys. 2, z którego wynika, że $-N(0)V$ maleje przy wzroście r_s dla ustalonego Z^* lub przy wzroście Z^* dla ustalonego r_s .

Dla metali przejściowych sytuacja jest zupełnie inna. Różnica ta, jak nam się wydaje, jest związana ze zmianą gęstości stanów energetycznych na d -orbicie w zależności od wartościowości.

Na ścisły związek między zmianą T_c i gęstością stanów na d -orbicie (rys. 5) zwrócili uwagę Daunt [12] i Matthias [1].

Zobaczymy, jak można objaśnić ten związek przy pomocy teorii B.C.S. ⁵.

⁵ Idee będące podstawą rozważań dalszej części tego paragrafu były rozwinięte wspólnie z P. Nozières.

W wyrażeniu (21) wielkość $N(0)V$ zależy w dość skomplikowany sposób od gęstości stanów $N(0)$, ponieważ gęstość stanów w teorii swobodnych elektronów jest proporcjonalna do r_s^{-1} , a więc także i do $(1/a^2)$. Ta skomplikowana zależność jest spowodowana tym, że wielkość V w wyrażeniu (21) jest bardzo czuła na zmiany promienia ekranowania k_s^{-1} . W naszym uproszczonym modelu $k - [N(0)]^{1/2}$ i zależność V od k_s kompensuje pojawienie się $N(0)$ w wyrażeniu $N(0)V$.

Ten wniosek nie dotyczy metali nieprześciowych, do których teraz przejdziemy.

Warunki fizyczne dla związanego ruchu elektronowo-jonowego w metalach przejściowych w sposób istotny różnią się od warunków ruchu w metalach nieprześciowych. Zazębienie się wzajemne pasm s i d o całkowicie odmiennych gęstościach stanów doprowadza do dość skomplikowanego zachowania się elektronów, którego nie sposób przeanalizować przy pomocy opisanego wyżej, uproszczonego modelu.

Dlatego postaramy się tylko jakościowo przedstawić zachowanie się elektronów i wyjaśnić, jak powstaje nadprzewodnictwo u metali przejściowych.

Poniższe idee mają raczej za cel wysunięcie sugestii odnośnie opisu zachowania się elektronów, aniżeli przedstawienia już gotowych rezultatów.

Zasadnicza różnica między metalami przejściowymi a nieprześciowymi polega na tym, że falowy wektor efektywnego ekranowania, który w głównej mierze określa V jest w sposób skomplikowany związany z $N(0)$. W rezultacie tego w metalach przejściowych wielkości $N(0)$ i V okazują się związane nie tak silnie.

To pozwala żywić nadzieję, że temperatura przejścia zmienia się prawie jak $\exp\{-N(0)\}$, gdzie $N(0)$ jest określone prawie całkowicie gęstością stanów tylko dla d -elektronów. Jest ona znacznie większa od gęstości stanów dla s -elektronów.

Otrzymany związek dość dobrze objaśnia zależność T_c od Z^* dla pierwiastków przejściowych, ponieważ obecność $N(0)$ w wykładniku niewątpliwie zwiększa wpływ gęstości stanów.

Rozpatrzmy ten problem bardziej szczegółowo. Mamy zarówno coulombowskie odpychanie, jak i indukowanie fononami przyciąganie między d -elektronami, między d - i s -elektronami i między s -elektronami.

Ponieważ w podstawach teorii B.C.S. leży wariacyjne przybliżenie, główną rolę odgrywają w niej oddziaływania wzajemne ($d-d$) i ($s-s$). Zatem oddziaływanie wzajemne ($s-d$) odgrywa istotną rolę tylko wówczas, gdy modyfikuje w wyższych rzędach „bezpośrednie“ oddziaływania ($s-s$) i ($d-d$).

Elektrony s są bardziej ruchliwe i zachowują się podobnie jak i elektrony pierwiastków nieprześciowych. Dlatego można oczekiwać, że ich efektywne oddziaływanie wzajemne i wkład w $N(0)V$ ma taki sam charakter.

Jednakże, jak już zwracaliśmy uwagę, większa część gęstości stanów w pobliżu powierzchni Fermiego jest uwarunkowana d -elektronami. W rezultacie możemy spodziewać się, że właśnie oddziaływanie ($d-d$) decyduje o nad-

przewodnictwie metalu, podczas gdy oddziaływanie ($s-s$) między elektronami można zaniedbać.

Dla interesujących nas krótkich długości fal ekranowanie oddziaływania między d -elektronami nie może być tak pełne, jak to się zakłada przy opisie gęstości stanów d -elektronów [13] * przy pomocy modelu Fermiego-Thomasa. Efektywne, ekranujące działanie d -elektronów jest w przybliżeniu jednakowe dla całej danej grupy metali przejściowych.

Jako dowód słuszności naszych wniosków może posłużyć widmo energetyczne plazmonów w metalach [11], gdzie zaobserwowano prawie stałą energię plazmonów (~ 22 eV dla metali, np. od Ti do Zn).

Jednakże jest zupełnie możliwe, że indukowane fononami oddziaływanie wzajemne ($d-d$) jest niemal stałe dla metali przejściowych z Z leżącym między 3 a 7.

Jest rzeczą wątpliwą, aby elementy macierzowe rozproszenia d -elektronu odgrywające decydującą rolę (odpowiadające dużym $k'-k$) mogły znacznie zmieniać się ze zmianą Z^* lub r_s .

Tak więc doszliśmy do wniosku, że V jest w przybliżeniu stałe dla metali przejściowych, potwierdzając tym samym założenia uczynione wyżej. Należy podkreślić, że, ściśle mówiąc, V nie jest wielkością stałą, jak to można łatwo stwierdzić porównując $N(0)V$ ze znanymi wielkościami $N(0)$.

Powyższe rozważania pozostają w zgodzie z wnioskami doświadczalnymi przy zmiennym Z^* i ustalonym r_s . Wystarczy np. porównać Nb z Ta dla $Z^* = 5$ lub pierwiastki przejściowe z $Z^* = 4$ z pierwiastkami przejściowymi, u których $Z = 3, 5$ lub 7.

Zauważmy, że jeśli tylko r_s zacznie się znacznie zmieniać, wówczas wielkość $N(0)V$ już nie będzie tak prosto związana z $N(0)$.

Dlatego też Zr i Ta mają odpowiednio większą wartość $N(0)V$ niż Ti i V, bez względu na to, że ostatnia para ma większe $N(0)$.

Zauważmy także, że wielkości $N(0)V$ dla metali przejściowych z $Z = 4$ leżą znacznie niżej niż u ich analogów Sn i Pb. Oznacza to, że $N(0)V$ jest nieco mniejsze dla metali przejściowych niż dla tych normalnych metali, dla których gęstości stanów są tego samego rzędu i dlatego większa wartość $N(0)V$ dla metali przejściowych powinna być związana z większymi wartościami $N(0)$.

V. Zakończenie

Teoria B.C.S. uzupełniona uproszczonym modelem oddziaływania wzajemnego elektronów i jonów poprzez ekranowane pole coulombowskie pozwoliła jakościowo objaśnić obecność nadprzewodnictwa u pierwiastków nieprzejściowych. Potrafiliśmy także jakościowo objaśnić odmienne zachowanie się pierwiastków przejściowych. Powstaje pytanie, czy można pójść dalej bez szczegó-

* Wyrażamy wdzięczność prof. Friedelowi za pożyteczną dyskusję nad tym zagadnieniem.

łowego wyliczenia elektronowych funkcji falowych dla każdego określonego metalu?

Zmiana części $N(0)V$, określonej oddziaływaniem wzajemnym H_{coul} , zachodzi względnie płynnie. Rzeczywiście, w naszym prostym modelu ta część zależy tylko od r_s . Dlatego jest bardzo prawdopodobne, że uwzględnienie różnych efektów związanych z periodycznością nie zmieni w sposób istotny wkładu, który daje H_{coul} w $N(0)V$.

Komplikacje powstają w tej części $N(0)V$, która jest związana z oddziaływaniem H_{ph} , ponieważ wydaje się ona bardzo czułą na szczegóły wyliczeń. Wydaje się, że można ją oszacować wychodząc z wielkości oporu metalu, ponieważ na pierwszy rzut oka czas relaksacji i ta część $N(0)V$ zależą tylko od niewielkich różnic w średnich kątowych znaczeniach $M_q(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$.

Odnosi się to do wszystkich metali, u których rozproszenie w granicach jednego pasma jest podstawową przyczyną oporu (to są właśnie te metale, których najbardziej dotyczy uproszczony model). Z drugiej strony, kiedy takie uproszczenie odgrywa ważną rolę (jak np. w metalach przejściowych i dwuwartościowych), elementy macierzowe istotne dla oporu nie są na tyle ważne dla $N(0)V$, aby w taki sposób można oszacować $N(0)V$.

Ciekawe byłoby otrzymać z teorii B.C.S. zależność T_c od ciśnienia. Ilościowa ocena $N(0)V$ z (21) dla tego celu jest niedostateczna. Jednakże, wydaje się możliwe oszacowanie wielkości $N(0)V$ na drodze półempirycznej dla metali nieprzejściowych poprzez zbadanie jej zależności od ciśnienia⁷. Można przewidzieć, że zależność $N(0)V$ od ciśnienia będzie o wiele silniej wpływać na T_c niż zależność od Θ_d .

W pracy niniejszej nie rozpatrzyliśmy empirycznego związku między T_c i $N(0)$, zaobserwowanego przez Daunta [12] i Lewisa [14]. Zależności otrzymane przez tych autorów nie dadzą się pogodzić z efektem izotopowym. Jeśli jednak udałoby się pogodzić je z nim, np. przy rozpatrywaniu wielkości T_c/Θ_d , to będą to zależności, które już rozważyliśmy dla $N(0)V$. Jak przekonaliśmy się, ta ostatnia wielkość w sposób skomplikowany zależy od gęstości stanów. Zauważmy, że oczywista zależność T_c od masy izotopowej ($T_c \sim \frac{1}{M}$), zaproponowana przez Matthiasa [1], znika, jeśli uwzględnić różnicę w gęstościach stanów dla rozpatrzonych przez niego metali. Nie sądzimy, aby $N(0)V$ miało zależeć od masy izotopów, nawet przy krańcowym założeniu, że $N(0)V$ dla metali przejściowych jest uwarunkowane głównie oddziaływaniem $(s-d)$. Dlatego uważamy, że zależność T_c od masy izotopu całkowicie określa zależność od niej $\langle \hbar\omega \rangle_{\text{sr}}$.

W zakończeniu chcemy jeszcze raz wyrazić nadzieję, że otrzymane kryterium nadprzewodnictwa (rys. 2) będzie skutecznym narzędziem, ponieważ oparte jest na pesymistycznych przesłankach. Jeśli metal nie jest dwuwartościowy, nie jest ferro- lub anty-ferromagnetykiem, jeśli jego struktura krysta-

⁷ Taką możliwość zbadał P. Morrel.

liczna odpowiada wyżej przedyskutowanym warunkom (np. posiada środek symetrii, struktura nie typu CdJ) i jeśli leży powyżej krzywej na rys. 2, powinien on nadprzewodzić.

I tak np. spodziewamy się, że Mo, W, Y, Sc, Pa, i metaliczne modyfikacje Sb, As, Se, Te, Po powinny nadprzewodzić.

Pragniemy wyrazić wdzięczność prof. J. Bardeenowi, dr. B. Matthiasowi i p. P. Nozières za szereg cennych dyskusji nad poruszonymi i pokrewnymi tematami.

Tłum. Antoni Grohman

Literatura

- [1] B. T. Matthias, *Progress in Low Temperature Physics*, **2**, edited by C. J. Gorter, Amsterdam (1957).
- [2] J. Bardeen, L. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **106**, 162 (1957).
- [3] J. Bardeen, L. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1957).
- [4] H. Fröhlich, *Proc. Roy. Soc., A* **217**, 291 (1952).
- [5] J. Bardeen, D. Pines, *Phys. Rev.*, **99**, 1140 (1955).
- [6] D. Bohm, D. Pines, *Phys. Rev.*, **92**, 609 (1953).
- [7] P. Nozières, D. Pines, *Phys. Rev.*, **109**, 741 (1958).
- [8] J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **52**, 688 (1937).
- [9] P. Nozières, D. Pines, *Phys. Rev.*, **109**, 1062 (1958).
- [10] H. Jones, *Handbuch der Physik*, **19**, 227, Berlin 1956.
- [11] D. Pines, *Rev. mod. Phys.*, **28**, 184 (1956).
- [12] J. Daunt, *Progress in Low Temperature Physics*, **1**, 202, edited by C. J. Gorter, Amsterdam 1955.
- [13] J. Friedel, *Nuovo Cimento* (w druku).
- [14] H. W. Lewis, *Phys. Rev.*, **101**, 939 (1956).
- [15] S. W. Wonsowskij, M. S. Swirskij, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **122**, 204 (1958).
- [16] B.T. Matthias, H. Suhl, E. Corenzwit, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 449 (1958);
R. M. Bozarth, B. T. Matthias, D.D. Davis, *Programme VIIth Int. Conf. on Low Temperature Physics*, Toronto 1960.
- [17] R. M. Bozarth, D. D. Davis, A. J. Williams, *Phys. Rev.*, **119**, 1570 (1960).

Gordon L. Walls

University of California, Berkeley

„Ład! Ład!”*

Ze wszech stron słyhać głosy, że nowy kontynent został odkryty w dziedzinie wiedzy o wzroku. O jego przewidywanej wielkości świadczą tytuły niektórych artykułów, napisanych na ten temat: „Sensacyjna bomba w teorii barwy”, „Zdumiewająca nowa teoria kolorów”, „Oko w nowym świetle”.

Odkrywcą jest Edwin H. Land, ojciec polaroidu i jednodominutowej kamery, niewątpliwy geniusz wynalazczy na miarę Edisona, Burbanka i Ketteringa. Oświadczenia i przewidywania głoszone przez niego i przez innych w związku z jego odkryciem nie opierają się na samych wyłącznie nowinkach technicznych, nowych optycznych sztuczkach, ani też na nowych typach filtrów czy fotograficznych emulsji. Fundamentalne te odkrycia są prawdopodobnie tak zasadnicze, że: „teoria barwy, która trwała blisko 300 lat, została nagle obalona... oko nie potrzebuje fali światła czerwonego, aby widzieć czerwony, nie potrzebuje fali światła pomarańczowego, aby widzieć pomarańczowy [itd.]”; „naukowcy, począwszy od Newtona, kompletnie mylili się co do sposobu, w jaki oko postrzega barwę”, tak że „każdy podręcznik zajmujący się barwą powinien być napisany od nowa” [2]. Mówi się, że „ostatnie, fenomenalne pojawienie się tego odkrycia, w typie odkryć XVII wieku, dokonanego przez Edwina Landa na polu barwnego widzenia, rzeczywiście wstrząsa każdym naukowcem” [15].

Mówi się o wnioskach Landa, że „słusznie pobudzają wyobraźnię wszystkich badaczy na polu kolorowej reprodukcji. Jego publiczne pokazy dokonane z dwoma projektorami ukazały wielobarwne efekty na ekranie, które czasami nie mogą być wyrażone przez ektachrom... Celem Landa jest oczywiście uzyskanie praktycznej i ekonomicznej, jednostopniowej metody uzyskiwania pełnobarwnych fotografii w tak prosty sposób jak biało-czarnych w polaroidzie¹. Zastosowanie tej metody mogłoby być jednakowoż bardziej rozpowszechnione, a to głównie ze względów handlowych. Oprócz obrazów kinematogra-

* Tłumaczenie artykułu, zamieszczonego w „Psychological Bulletin”, 57, 29 (1960), dokonane za pozwoleniem wydawcy. Artykuł ten jest krytyką artykułu Landa, zamieszczonego w tomie XII/2 „Postępów Fizyki”.

¹ Land rozwija barwne materiały dla swojej jednostopniowej kamery, nie używając jednak zasad kolorowego widzenia, które, jak uważa, zostały odślonięte przez jego projekcyjne eksperymenty.

ficznych i telewizji, ściśle związanych z obecnymi próbami, wydoskonalenie podobnego systemu dla obrazów odbiciowych mogłoby uprościć barwny system „atramentu na papierze” [3].

Chociaż odkrycia Landa „nie są jeszcze na tyle gotowe, aby mogły być zastosowane w barwnej fotografii, wydaje się to całkiem możliwe, aby wiedza ta w końcu doprowadziła do poznania nowej, kolorowej techniki reprodukcji, wobec której obecne metody wydadzą się prymitywne i nieporadne. W szczególności telewizja powinna wyzyskać wiadomość, że oko potrafi wykorzystać całkowicie inny rodzaj informacji od tego, który poprzednio uważano za konieczny do wytworzenia kolorów” [2, str. 205].

Warto zwrócić uwagę, że żadnego z powyższych cytatów nie przypisuje się Landowi. To, co on sam wyraził na piśmie, jest o wiele bardziej powściągliwe. Całkowite zestawienie jego materiałów zostało przesłane celem opublikowania w *Proceedings of the National Academy of Science*. Jak dotychczas, ukazała się tylko część I i II [9, 10], które są jednakże autorytatywne. Jego artykuł w *Scientific American* [11] jest napisany bardziej popularnie, ale Land mówi sam, że ilekroć traktuje on problemy w sposób bardziej śmiały i wydaje się głosić więcej niż w swych dwu pozostałych artykułach, to jest to zasługa redaktorskich poprawek, na które nie miał wpływu. Land nie wiedział, że praca Crosa [3] jest w przygotowaniu, jak również nie bierze odpowiedzialności za niedorzeczny artykuł Belle'a [2].

Według panującej opinii Land na początku 1955 r. zaczął rozważać możliwość zastosowania w polaroidzie szybkiego procesu, który mógłby dostarczać kolorowych zdjęć na poczekaniu. Na początek, aby się zorientować w problemach, które powinny być uwzględnione, umieścił w trzech projektorach barwne wyciągi, składające się z ogólnie stosowanych żelatynowych filtrów: czerwonego, zielonego i niebieskiego. Przy rejestracji obrazu rzutowane przez podobne filtry utworzyły na zasadzie dodawania się pełnokolorową reprodukcję oryginalnego obrazu fotograficznego.

Podczas prób różnych filtrów i nateżeń światła Land przypadkowo zauważył, że zgaszenie projektora z filtrem niebieskim wywołuje tylko nieznaczne pogorszenie jakości obrazu na ekranie. W następnym przypadku Land usunął filtr z zielonego rzutnika. Padające z niego intensywne białe światło uczyniło obraz kompletnie niezadowalającym. Jednakże współpracowniczka Landa (jego „prawa ręka” od dziesięciu lat) Meroë Morse zauważyła, że na ekranie pozostały jeszcze ślady barwnych odcieni, których pozornie nie powinno tam być. W danej chwili zjawisko to zostało pominięte jako efekt „zmęczenia” (powidok). Jednakże późną nocą Land powrócił do aparatury i przyciemnił bezbarwny projektor. „Momentalnie obraz rozbłysł żywymi kolorami” [2], a ponieważ kolory nie zniknęły podczas nieokreślenia długiego czasu obserwacji, stało się jasne, że nie był to żaden powidok.

Odtąd obiekty martwe i żywe były nadal regularnie fotografowane przez Landa tylko przy użyciu dwu filtrów. Diapozytyw uzyskany z negatywu czarno-białego, zdjętego przez czerwony filtr, (przepuszczający jedynie dłuższe

fale) tworzył „długofalowy zapis”, zazwyczaj wyświetlany przez czerwony filtr. Jednocześnie, uzyskany przez szerokopasmowy zielony filtr, negatywy dostarczał biało-czarnego pozytywu — „krótkofalowego zapisu”. Był to raczej „średniofalowy zapis”, jeżeli się uwzględni długości fal i energie przechodzące przez filtr eliminujący niebieski kolor. Umieszczano go w drugim projektorze, który zazwyczaj nie posiadał filtru przed przednimi soczewkami.

Każdy przedmiot w oryginalnym obrazie był teraz reprezentowany na ekranie przez plamę czerwonego światła, przechodzącego przez pole o określonym zaczernieniu w długofalowym zapisie, jak również przez odpowiadającą jej plamę białego światła, przechodzącego przez tej samej wielkości i kształtu pole w krótkofalowym zapisie, posiadające, z wyjątkiem pewnych przypadków, większe lub mniejsze zaczernienie. „Przedmiot” na ekranie był więc szczególnym stosunkiem i sumą białych i czerwonych luminescencji.

Sztuczny obraz złożony z takich właśnie obiektów „powinien” je wszystkie przedstawiać w kolorach czerwonym, różowym, białym lub czarnym, zależnie od względnego i absolutnego zaczernienia odpowiadających sobie plam „przeźroczca długo- i krótkofalowego”: mieszanina białego i czerwonego światła w ciemności otaczającej pole takiego instrumentu jak trój kolorowy projektor, nie powinna dać koloru pomarańczowego, żółtego, zielonego, niebieskiego czy purpurowego. Projekcyjne obrazy Landa pokazywały wszystkie te odcienie, i co więcej, we „właściwej hierarchii”, to znaczy ciepło-kolorowe przedmioty pierwowzoru oddane na ekranie w przybliżeniu przez te same ciepłe kolory, a zimno-kolorowe przedmioty zostały oddane w przybliżeniu przez te same zimne kolory na obrazie. Wygląd skóry przypominał skórę faktycznie o wiele bardziej niż w wielu ektachromowych i kodachromowych obrazach.

Zdaniem Landa, tu właśnie leżała wielka tajemnica. Skąd się wzięły wszystkie te nadzwyczajne kolory, poza tymi, które można uzyskać przez mieszanie światel projektorów, skoro klasyczna teoria barw nie może ich wytłumaczyć? Przez „klasyczną teorię barw” Land rozumie nie trójskładnikową teorię widzenia (Younga-Helmholtza, Heringa czy inną), lecz teorię łącznie z zależnością barwy od długości fali w widmie światła białego, prawami Grassmana o mieszanii kolorów, a szczególnie faktem, że trzy podstawowe barwy są uważane za konieczne i wystarczające dla uzyskania wszystkich barwnych i bezbarwnych odcieni.

Jeżeli światło wpadające do oka z plamy na ekranie miało zabarwienie, którego badacz kolorów nie mógł się spodziewać w mieszaninie dwóch światel o takim natężeniu, to w takim razie oznacza to, że klasyczna teoria kolorów jest nieodpowiednia i przestarzała. Jakaś całkowicie odmienna teoria powinna zostać rozwinięta, aby wytłumaczyć wszystkie te niespodziewane kolory, uzyskiwane na ekranie przez dwuświatlną i jednokolorową projekcję (i, być może, w żaden inny sposób).

Wkrótce potem Land (w maju 1955) wygłosił pierwszy ze swoich publicznych wykładów połączonych z demonstracjami. Sprawa powróciła potem do laboratorium, aby wypłynąć znowu w 1957 r. W tym i następnym roku Land

dokonał demonstracji dla różnych naukowych towarzystw i uniwersyteckich grup w Waszyngtonie, Detroit, Rochester, Harvard i Columbia. Zjawiska pokazywano w takiej kolejności jaka została naszkicowana w pierwszej publikacji Landa, [9] gdzie są one opisane jako ponumerowane eksperymenty.

Eksperymenty te wykazały w systematyczny sposób, że: chociaż zarówno czerwony jak i biały obraz są monotoniczne czy achromatyczne, jednakże jednoczesna ich rejestracja wykazuje istotną różnicę ze względu na pojawienie się pełnych kolorów; obraz występuje na nowo w pełnych barwach w momencie wyłączenia dopływu pokojowego światła, wymazującego go z ekranu (wystarczająca ilość oświetlenia pokojowego może być jednak zachowana, aby umożliwić postrzeganie barw poza ekranem, co nie przeszkadza jednak barwom na nim); zmiana rozciągłości „obiektu“ w oku obserwatora nie zmienia jego koloru; zamiana długo- i krótkofalowego zapisu odmienia włosy na czerwono, a wargi na zielono lub niebiesko-zielono, co wykazuje, że kolory te nie są ani zapamiętanymi, ani spodziewanymi kolorami; widziane barwy nie zmieniają się znacznie ani przy powiększaniu stosunków pomiędzy natężeniami strumieni świetlnych, ani przy podwojeniu kontrastów w krótkofalowym zapisie z nałożonymi na siebie duplikatami; tylko czerwony, różowy i biały będą nadal widziane, jeżeli usuniemy przezroczę z projektoru o czerwonym filtrze, chociaż wiele stosunków natężeniowych jest tam nadal zachowanych itp.

Wykłady Landa we wschodnich miastach nie znalazły silnego oddźwięku wśród nas, mieszkańców Zachodu. Po raz pierwszy dowiedziałem się o jego projekcyjnych zjawiskach barwnych, kiedy kolega podróżujący częściej niż ja zmusił mnie do przeczytania części pierwszej [9], zapewniając mnie uroczyście, że jest to najważniejsze odkrycie w dziedzinie barwnego widzenia w ciągu ostatnich 50 lat. Przeczytałem to i zapomniałem, ponieważ nie mogłem dopatrzeć się niczego więcej niż „jednoczesnego kontrastu barwnego”, zawartego w zapewnieniach Landa o odcieniach od czerwonego do niebieskozielonego, podczas gdy światłem projekcyjnym był czerwony i zielony lub czerwony i wolframowy biały. O wiele później dostarczono mi popularny artykuł Landa [11] i poproszono mnie, abym zajął się nim jako współwydawca jednego z biuletynów. W tym to czasie ukazała się część II [10], jak również artykuły w *Fortune*, *Graphic Arts Monthly* i *Architectural Forum* [1], które wzbudziły wielkie zainteresowanie i podziw zarówno wśród naukowców wszystkich kategorii, jak i nienaukowców².

² Okazało się, że powinienem przetrwać wszystkie te publikacje i, jeżeli cokolwiek napisać, to komentarz oceniający całość. Napisałem więc do Landa z zapytaniem, czy są jeszcze jakieś artykuły, które powinienem uwzględnić. W odpowiedzi zostałem zaproszony do Cambridge, ażeby zobaczyć te zjawiska na ich rodzimym gruncie. Mogłem przez to albo pozostać przy swojej niezmienionej opinii, albo zostać rozbrojony, albo nawet nawrócony. Jestem bardzo wdzięczny za to doświadczenie (na początku lipca 1959 r.) i muszę przyznać, że Land i oddani mu współpracownicy byli bardzo uprzejmi i hojnie szafowali swoim czasem i możliwościami ułatwieniami, byli również cierpliwi i uczciwi w argumentacji.

Twierdzenia przypisywane w tym artykule Landowi i nie poparte odpowiednimi cytacjami z piśmiennictwa należy uznać za przekazane w ramach „prywatnych doniesień“ podczas mojej wizyty w jego laboratorium.

Zarówno w druku, jak i w ustnych wypowiedziach Land sformułował około tuzina poważnych twierdzeń. Nie można ich rozważać ani w prostej, ani w odwróconej hierarchii ważności, gdyż należy wpierw wytłumaczyć pewne mniej ważne stwierdzenia, zanim pewne ważniejsze będą mogły być ocenione i odwrotnie. Zostaną więc one podane mniej więcej w kolejności umożliwiającej ich zrozumienie. Najpierw jednak zostanie rozważona sprawa oryginalności odkrycia.

Land przestał twierdzić, że bogactwo wrażeń wzrokowych uzyskanych przez niego w tak prosty sposób jest czymś nowym. W okresie od 1955 do 1957 r. dowiedział się bowiem, że w żadnym przypadku nie był pierwszym, który odkrył, że używanie dwóch wyciągów barwnych daje wyniki zaledwie o jedną trzecią gorsze niż używanie trzech, a używanie przy ich nakładaniu tylko jednego kolorowego filtra daje efekty zaledwie o połowę gorsze. W swym ostatnim artykule [11] Land nie wzmiankuje nawet, że o tym wiedział (być może, jest to sprawka jednego z wydawców), gdy tymczasem w swojej pierwszej publikacji [9] nadmienia o tym w odsyłaczu. Już bowiem w 1914 r. został opatentowany system filmowych obrazów, w którym następujące po sobie klatki były zdejmowane albo przez czerwony filtr i bez filtra, a wyświetlane przez czerwony i zielony filtr, albo też były zdejmowane przez czerwony i zielony filtr, a wyświetlane przez czerwony filtr i bez filtra.

Te systemy, jak i wiele innych, używających w miejsce filtrów dwubarwnych filmów, dzięki czemu unikano dużych trudności związanych z robieniem trójkolorowych, pierwotnych filmów, dawały doskonałe rezultaty, jak długo producent mógł dyktować barwy pierwowzoru. Czysty niebieski musiał zostać zaniechany, ale w naturze istnieje tak mało tego rodzaju kolorów, że można je było łatwo pominąć i wierność kolorowej reprodukcji była zadowalająca. Jeżeli tylko cieliste kolory, jak kolor skóry, były dobre, wtedy wszystko inne było też wystarczająco dobre. Zastosowanie trójkolorowego procesu przy produkcji westernu czy komedii salonowej, wydaje się rzeczywiście marnotrawstwem, o ile tylko kolory mebli i kostiumów mogą być tak dobrane, żeby uniknąć tych, które by mogły wypaść źle.

Nawet ulubiona przez Landa scena z martwą naturą nie jest nowa. Na pamiętnym zebraniu Towarzystwa Optycznego w Nowym Jorku w dniu 5 marca 1948 r. byłem świadkiem demonstracji dokonanych przez Ralpha Evansa z Eastman Kodak Company, który w jednej z nich wyświetlił długo- i krótkofalowy zapis, zdjęty przez takie same filtry, jakich teraz używa Land, co więcej: zostały wyświetlone przez czerwony filtr na jednym, a żółty — na drugim projektorze. Barwy na ekranie, zgodnie z ogłoszonymi wtedy notatkami, zawierały kolory: czerwony, pomarańczowy, żółty, zielony, purpurowy i magenta. Nie koniec na tym: Land, zupełnie nieświadomie, używa nawet podobnego do jednego z ulubionych motywów Evansa, jakim była ruda dziewczyna w zielonym swetrze. W tym przypadku obie te techniki nie mogłyby być już bardziej zbliżone, ponieważ Land użył wówczas czerwonego i pomarańczowego filtra, a nawet kiedy nie użył żadnego filtra na jednym z projektorów

i nazywał światło padające z niego białym — było ono raczej silnie żółtym światłem pochodzącym z wolframowego włókna.

W przypadku długo- i krótkofalowego zapisu takich scen, jak zbiór artykułów kolonialnych czy starzyzny, rzutowanych przy użyciu czerwonego i zielonego światła lub czerwonego i żółtego („białego”), bez wątplenia nie wyniki na ekranie są nowe, lecz ich interpretacja podana przez Landa. Pełnokolorowe rezultaty Landa są tylko najnowszymi w serii odkrytych na nowo tych samych zjawisk, po raz pierwszy widzianych przez rzutowanie dwóch pierwotnych zdjęć, co najmniej już w 1897 r.

Wrażenie jest tak wielkie w tym przypadku dlatego, że przedmiot zdjęcia jest wypracowany i oddany przez dobrą fotografię, tak że w ogólności występuje wiele kolorów. To, co pojawia się na ekranie, Land nazywa całkowitym obrazem, kompletnym obrazem albo „naturalnie widzianą sytuacją”. Widziane kolory, z wyjątkiem tych, które są kolorami światel projektorów lub ich addytywnej mieszaniny, nie występują, gdy te same światła są pomieszane w pojedynczej izolowanej plamie. Klasyczna teoria barwnego widzenia, klasyczne prawa mieszania kolorów nie tłumaczą ani nie przewidują tych dodatkowych barw. Długość fal światła ani ich energia nie określają w jakimkolwiek miejscu ekranu widzianych tam barw. Jeżeli zmiana długości fal zmienia kolory, to nie dzieje się to zgodnie z regułą addytywnej mieszaniny kolorów. Promienie o różnej długości fali same więc nie tworzą kolorów, natomiast kolory są wynikiem rozkładu dłuższych i krótszych fal w całym obrazie i nie ma to wielkiego znaczenia, jakie to są fale, jak długo pewne są dłuższe, a pewne krótsze. Barwy, zarówno światła monochromatycznego, jak i kolorymetrycznej mieszaniny, są jednym wielkim specjalnym przypadkiem i każdy, począwszy od Newtona, mylił się co do sposobu, w jaki powstają kolory w „naturalnej sytuacji”.

Łatwo jest wykazać, że właśnie landowski zestaw barw jest specjalnym przypadkiem. Jeżeli jego ekran jest badany przez wąską lornetkę, można znaleźć tylko czerwone, różowe i białe plamy, a wszystkie inne kolory znikają. Można jednak tą samą lornetką wodzić po oświetlonym pokoju i po przedmiotach na zewnątrz i nie widzieć nic lub widzieć wszystko, lecz prawie żaden obiekt oglądany przez nią nie zmieni koloru. Projekcyjne obrazy Landa są najbardziej nienaturalnymi obrazami.

A więc jest bezsporną prawdą, że długości fal i energie w danym punkcie ekranu nie określają koloru tam widzianego. Nie oznacza to bynajmniej, że kolor jest niezależny od światła w tym punkcie. Jest on raczej całkowicie zależny od światła „obektu“ w stosunku do otaczającego go światła. Nawet w sytuacjach o wiele prostszych fizycznie można dość łatwo zobaczyć plamę jakiegokolwiek z wielu możliwych kolorów, chociaż zarówno plama, jak i otoczenie, są z nieselektywnego materiału, a oświetlone monochromatycznie. W tym przypadku, jak to zostało wykazane przez Helsona [6] i Yudda [8] i wyrażone w zasadzie Helsona o „konwersji kolorów” ze względu na stopień adaptacji, rządzą wzajemne intensywności wywołane przez odmienne współ-

czynniki odbicia. W materiale dostarczonym przez Landa jeden stosunek i suma dwóch rzutowanych światel reprezentują obiekt. Inne stosunki i sumy otaczają go — gdyby nie były one „inne“, to nie byłoby także obiektu, ponieważ nie byłoby tam żadnego konturu.

W analizie ilościowej według własnego pomysłu Land zwraca szczególną uwagę na stosunek intensywności światła każdego rodzaju w każdym przedmiocie do maksymalnej intensywności tego samego światła (w pewnym miejscu ekranu). W tym celu uważnie wynotowuje wzajemne intensywności każdego z dwóch światel przedmiotowych zarówno oddzielnie, jak i względem siebie. Jednocześnie kompletnie zaniedbuje inne absolutne i względne intensywności tych samych dwóch światel, padających na ekran dokoła konturu obiektu. Prawie wszędzie na ekranie Landa mamy do czynienia z sytuacją otoczenia i plamy, która zawdzięcza swe zabarwienie odmiennej spektralnej konstytucji otoczenia, ~~jak długo~~ jej jasność znacznie go nie przewyższy. Nie ma się więc wobec tego czemu dziwić, że widziany na jakiegokolwiek plamie kolor, wydaje się „niezależny“ od fizyki tego, co jest w plamie. Dla specjalisty kolorymetrii najwyższej ceniłoby się zjawiska Landa to nietolerowalne twory sztuki. Kolorymetrię przeprowadza się w ciemności, ostatecznie w naturalnym otoczeniu. Jeżeliby próbka została wybrana przez przystawanie do kolorowego otoczenia o niekontrolowanej chromatyczności, znaleziona dla niej specyfikacja byłaby bez znaczenia.

Wyjaśnienie tych dodatkowych kolorów, któremu oczywiście Land musi się przeciwstawić, jeżeli jakiegokolwiek inne chce nam zaproponować, istnieje pod nazwą równoczesnego kontrastu barwnego. Osobiście wolę wyrażenie „przeprzeczona indukcja“ (kolorów dopełniających się), dla której będę tutaj skrótowo używał terminu „indukcja“. Dla określenia tego samego zjawiska istnieje jeszcze trzeci termin „boczna adaptacja“, którą wprowadził Evans [4, 5] łącznie z „ogólną“ i „miejscową adaptacją“, która występuje podczas widzenia dowolnego rodzaju kolorowych obrazów. Dla specjalnego przypadku, w którym zarówno plama, jak i otoczenie są tej samej barwy, a odmiennej intensywności, stosuje się klasyczną zasadę „konwersji kolorów“ Helsona.

Istnieją pewne fakty w indukcji, które nie są ogólnie znane, ale występują w sytuacjach Landa, a mogą być również wykazane w najprostszych sytuacjach plamy i otoczenia. Zazwyczaj myśli się o indukcji, tak jak ją przedstawia elementarny kurs laboratoryjny z kwadratem szarego papieru położonym na olbrzymiej kolorowej płachcie. W tym przypadku zjawisko wydaje się rzeczywiście łagodne. Dopełniające zabarwienie zaindukowane na szarym nie jest bardzo przekonujące, chociaż staje się nim o wiele bardziej, jeżeli na wszystko położymy płachtę materiału. Pewien złośliwy żartowniś powiedział studentom, że to zaciera kontur i pomaga indukcji przejść.

Efekty indukcyjne są o wiele lepiej widoczne, jeżeli są uzyskane na ekranie z szerokiego kolorowego pierścienia otaczającego dysk białego światła pochodzącego z drugiego projektora. Przy optymalnej jasności plamy nasycenie jej jest największe. I tutaj również efekt jest wzmocniony, jeżeli wzajemny kontur

otoczenia i plamy jest rozmyślnie zatarty przez poruszanie jednego z dwóch przeźroczy, tak że zarówno dysk jak i pierścień są trochę nieuchwytne.

Jeżeli teraz cały ekran zalejemy strumieniem rozproszonego białego światła, pochodzącego z trzeciego projektora i stopniowo będziemy wzmacniać jego natężenie, okaże się, że kolorowy pierścień zostanie szybko wymyty i to w takim stopniu, że przybysz wchodzący do pokoju nie przypuściłby nawet, że tam było jakieś barwne światło. Kolorowa plama jednak pomimo praw Kirschmanna jest tak nasyciona jak zawsze. Plama wciąż świeci jak słońce, zwłaszcza jeżeli pierścień jest niebieski, a plama żółta, chociaż niebieski jest już kompletnie nienasycony. Trzeba trwałość indukowanego koloru zobaczyć, aby w nią uwierzyć — „biały zmywacz” nie może jej wymyć. Oto właśnie mamy kolor, który nie potrzebuje żadnego widocznego sposobu, aby się utrzymać i który jest tak niespodziewany, jak jakikolwiek kolor z obrazów Landa, ponieważ spektrofotometr wykazuje tylko białe światło, a oko widzi tylko białe światło otaczające je.

Skoro takie barwy zaindukują się na bardzo realnie wyglądające przedmioty, które właśnie czarno-biały diapoztyw rzuca na ekran projekcyjny³, to wtedy ich żywość, ich widoczne nasycenie — o ile można użyć tego terminu — jest potężne.

Bez względu na to, jaka barwa jest zaindukowana na plamę, jest ona zawsze dopełniającą do barwy w otoczeniu, powodującej indukcję. Wcale to jednak nie znaczy, że otoczenie i plama muszą być koniecznie widziane w dopełniających kolorach. W obrazach Landa jest to przypadek rzadki i to skłoniło go bezsprzecznie do odrzucenia „kontrastowego” wytłumaczenia. Po pierwsze, dopełnienie nie występuje tu w sensie mieszanych dopełnień stanowiących pary światel, które, mieszane w szczególnym stosunku natężeń, składają się na białe światło — lecz w sensie barwnego światła i barwy jego powidoku. Mieszane dopełnienie światła oraz jego indukcja, czy dopełnienie powidokowe, nie wykazują tego samego zabarwienia; występują tu ze znanych powodów różnice [6, 8, 16]. Po drugie, fizycznie chromatyczne otoczenie może się okazać całkiem nie zabarwione; albo też barwa widziana na plamie może stanowić mieszaninę bezpośredniego koloru światła operującego i jakiegoś innego koloru zaindukowanego. Kiedy zaś otoczenie składa się z mieszaniny dwóch promieni świetlnych — to oba mogą być zabarwione lub np. stanowić czerwień i biel wolframową; w obydwu tych przypadkach mieszanina będzie dążyła do wytworzenia białego koloru zgodnie z zasadami ogólnej adaptacji chromatycznej. Lecz czerwony składnik działa jak gdyby istniał sam jeden, tworząc boczną adaptację siatkówkowej powierzchni, na którą pada plama. Prawdziwie białe światło w plamie pojawi się teraz jako „białe minus czerwone”, czyli niebieskozielone. Lecz skoro, sama plama świetlna jest nieco czerwona, to wtedy pewna ilość

³ Prawie zapomniane słowo na określenie projektora brzmi stereoptikon (prawdopodobnie obecnie omyłkowo używane zamiast stereoskopu). To wywodzi się od bryłowości, jaką posiadają obrazy, kiedy są oglądane na beztekstowym ekranie i nie jest się zmuszonym do widzenia ich w płaszczyźnie, jak ma to miejsce w przypadku druku na papierze.

jej bezpośredniej czerwieni może tworzyć kombinację z indukowaną zielenią i małą ilością indukowanego błękitu, stwarzając podstawę dla barwy neutralnej, a pozostała, bezpośrednia czerwień i indukowany błękit zabarwią płamę kolorem purpurowym. Jeżeli zaś z drugiej strony światło płamy jest żółtawe, to wtedy bezpośrednia barwa może zabić błękitny kolor zaindukowanej mieszaniny barw i spowodować ukazanie się płamy w czysto zielonym kolorze. W dalszym ciągu, jeżeli plama świetlna jest konkretnie jaśniejsza niż jej otoczenie, to może wykazywać zabarwienie obydwu światel projekcyjnych lub każdej addytywnej mieszaniny tych światel, gdy tymczasem, jeśli jest ona o wiele ciemniejsza od otoczenia, to pod wpływem indukcji „czern” może wytworzyć kolory: kasztanowy, błękit marynarski, oliwkowy, brązowy oraz inne jeszcze brunatne kolory powierzchniowe. Wszystkie te możliwości, łącznie z operowaniem jakakolwiek proporcją i sumą obu rodzajów światel pomieszanych w otoczeniu, torują drogę innym jeszcze kombinacjom.

Dodatkowe kolory Landa wykazują silniejsze pokrewieństwo z zabarwionymi cieniami, niż to sam przyznaje. Zabarwienia cieni wytwarzane na ekranie przez dwa projektory i jeden lub dwa filtry występują zawsze parami ⁴, które wykazują interesujące właściwości. Jeżeli oba światła projekcyjne są zabarwione, lecz nie dopełniają się, wtedy zupełnie niezależnie od ich koloru żaden cień nie będzie miał barwy któregośkolwiek z tych światel, ponieważ jego otoczenie nie stanowi nigdy czystej barwy światła projekcyjnego. Ale za to barwy cieni dopełniają się wzajemnie. Fakt ten jest tak dawno znany, że nie wiadomo już, kto go pierwszy odkrył — a najnowszy jego badacz (H. Self, uczeń Helsona) jeszcze nie opublikował swej pracy. Jeżeli światło z jednego projektora jest prawdziwie białe, a z drugiego zabarwione, powiedzmy na zielono, to mamy tu specjalny przypadek. Wtedy barwa jednego cienia będzie zielona, ponieważ otaczająca biała z zieloną nie może zaindukować niczego, co mogłoby tę barwę zmienić; barwa zaś drugiego cienia będzie czerwono-purpurowa, zaindukowana na białe światło cienia przez nieczyste zielone oświetlenie poza cieniem. Tutaj znajdują się obok siebie cienie: „czysto fizyczne” (zielony) oraz „fizjologiczno-psychologiczny” (magenta). Ważne jest przy tym zaznaczenie, że obie barwy cieni mogą być jednakowo nasycone, podczas gdy reszta ekranu jest możliwie biała i koniecznie jaśniejsza od każdego z obu cieni — znowu wbrew prawom Kirschmanna.

Stosując landowskie długo- i krótkofalowe przeźrocza-zapisy w projektorze z czerwonym filtrem i bez filtru, wystarczy tylko przestawić jedno przeźrocze, aby usunąć oba zapisy z rejestru na ekranie. Wtenczas widzi się, że „przedmioty” z jednego przeźrocza są reprezentowane przez zestaw zabarwionych

⁴ Najbardziej znane ze wszystkich barwnych cieni, cienie niebieskie w krajobrazach śnieżnych mogą występować wyjątkowo. Kiedy przedmioty są oświetlone zarówno przez żółte światło słoneczne, jak i białe światło od chmur, to widzi się błękit wszędzie tam, gdzie jakiś przedmiot odcina dojścia światła słonecznego do śniegu. Niewidzialna (wyadaptowana) żółta barwa otaczająca cień, indukuje dopełniającą barwę niebieską na światło białe, które samo zajmuje cień. Żaden żółty współtowarzysz niebieskiego cienia nie jest widzialny, ponieważ źródło światła — wielka biała chmura — nie daje cienia w ogóle.

cieni, nie absolutnych, lecz częściowych, posiadających różne intensywności, wszystkich jednak o tym samym zabarwieniu i różniących się jedynie pod względem nasycenia i jasności. Drugie przeźrocze daje również zestaw cieni o pozostałej i dopełniającej barwie; i całkiem naturalnie obie te barwy są koloru lososiowego i akwamaryny. Po wsunięciu z powrotem usuniętego przeźrocza przez chwilę można sądzić, że wszystkie dodatkowe kolory zostały wytworzone po prostu przez nałożenie jeden na drugi dwu uzupełniających się zestawów zabarwionych cieni.

Jeżeli Land oznajmia, że otrzymuje pełny kolor, to jest to z dwóch względów przesadą. Termin ten sugeruje wierność reprodukcji barw pierwowzoru większą niż ją Land otrzymuje. Ponadto narzuca, że istnieją tu wszelkie możliwe barwy albo, że można je otrzymać nawet wtedy, gdy niektóre przedmioty mają z lekka niewłaściwe barwy. Kompozycja na ekranie ukazuje bardzo liczne kolory (przy czym kolor jest barwą o danym nasyceniu i o szczególnej jasności). Jeżeli obserwator zbada dokładnie tę czarowną mnogość nasyceń i świetlistości, tworzących „barwy i cienie” oraz piękne barwy powierzchniowe (obecne dzięki zaindukowanej czerni) i śmiało wyodrębni koło barw, stwierdzi, że istnieją w nim luki. Żadna barwa na ekranie nie jest prawdziwie błękitna bez domieszki zielonego i żadna barwa nie jest zielona bez skażenia niebieskim. Jedynie przy przypadkowym oglądaniu można sądzić, że niektóre z najbledszych kolorów błękitnozielonych są niebieskie, a niektóre z najciemniejszych — zielone. Land miał znaczny kłopot chąc pokazać, że cytryna wygląda jak cytryna przy użyciu czerwonej i białej projekcji. Powiedział mi, że stracił trzy miesiące na próby i błędy przy opracowaniu filtrów, czasu naświetlania i pracy w ciemni.

Czegoż można oczekiwać od różnych proporcji i sum czerwonych i żółtych oświetleń wewnątrz i na zewnątrz konturów przedmiotu? Niewątpliwie czerwonych, różowych i białych kolorów, przy czym biały jest widziany, gdziekolwiek suma jest wysoka i stosunek obu światel jest taki sam, jak ich całkowity stosunek na ekranie (ustalający „białe” obserwatora jako poziom jego ogólnej adaptacji chromatycznej). Gdziekolwiek wystąpi taki sam stosunek, lecz z mniejszą lub bardzo małą sumą, wtedy wystąpi kolor szary lub przyjmowany za czarny. Jeżeli zmienimy proporcje, ale utrzymamy dość wysoką sumę, mogą wystąpić pomarańczowe i żółte barwy. Następnie pojawiają się barwy niebieskozielone indukowane przez silną zawartość czerwonego światła w otoczeniach, nawet kiedy one są wyadaptowane i wydają się białe lub same ujawniają indukcyjne kolory. Niektóre z kolorów błękitnozielonych jako bardziej zielone, będą uchodziły za zielone, a pewne bardziej niebieskie będą uchodziły za niebieskie. Wystąpią tam barwy purpurowe, brunatne, kasztanowe, ciemniebieskie, płowe itp. Czegoż więc można więcej chcieć? Jakież obserwator wstrząśnięty tym cudem będzie się zastanawiał, czy cokolwiek w pierwowzorze było błękitem nieba? Czy jest zbiegiem okoliczności, że demonstrowane obrazy Landa były wszystkie robione we wnętrzach i pokazują te przedmioty, które on wybrał?

Powiedzenie Landa, że żadne takie zjawiska nie były opisywane, wyjaśniane i przewidywane w „teorii klasycznej” jest nieco zbyt ostre w stosunku do zebranej w ciągu wieków wiedzy i w stosunku do legionu uczonych żyjących i zmarłych, którzy zajmowali się barwą. Tak samo stara, jak każda inna gałąź nauki o kolorach, jest wiedza o indukowanych barwach w słabym nasyceniu, a na pewno jeszcze wcześniejsza od elektrycznych źródeł i projektorów. Wiadomości te były stosowane w rysunku gobelinowych obić za życia Tomasza Younga. Nikt nie wie, jak dawno temu matki zaczęły uczyć córki, jakich kolorów należy unikać w kapeluszach i szarfach, tak aby nie oddziaływały niekorzystnie na koloryt twarzy. „Przypadkowe kolory” były już opisywane, kiedy ludzie sprzeczały się jeszcze, czy trzy składowe barwy są potrzebne i wystarczające w malarstwie i druku.

Możliwe, że żaden z technologicznych poprzedników Landa, stosujących dwupromieniowy i jednofiltrowe systemy barwne, nie wiedział, dlaczego te systemy tak sprawnie działały. Możliwe, że nikt przed Evansem i Landem nie miał udogodnień fotograficznych, filtrów i projektorów, za pomocą których mógł w pełni wykorzystać indukcję dla wyprodukowania tak oszałamiająco pięknych obrazów, z takimi nasyceniami nieoczekiwanych kolorów. Lecz długa lista barw, które tam się znajdują, i krótka lista barw, których tam nie ma, wymaga wyjaśnienia — a to można zrobić bez korzystania z jakiegokolwiek części wyjaśnień Landa. Należy użyć starych informacji i dawnego sposobu wyrażania się. Istotnie użyteczne jest zastosowanie kilku dawnych sposobów wyrażania się: o jednoczesnym kontraście, o przestrzennej indukcji, o trzech rodzajach chromatycznej adaptacji Evansa [4, 5], o zasadzie Helsona konwersji barwy [6, 7] itp.

Land wyraźnie zaprzecza, żeby jakikolwiek rodzaj adaptacji chromatycznej wywoływał jego zestawienia barw. „Barwy... pojawiają się natychmiast i nie zmieniają się widocznie z biegiem czasu i nie należy wyjaśnić ich jako efektów adaptacji. Dla dobra naszej wiedzy stwierdzono, że gama barw jest o wiele większa, niż... to przewidywano w jakiegokolwiek teorii dotyczącej chromatycznej adaptacji” [9]. Demonstrował on już uprzednio natychmiastowe pojawienie się kolorów przez zapalenie w pokoju silnych świateł, które zamazywały obraz na ekranie, a następne zgaszenie dla wykazania, że żaden „widzialny okres czasu” nie upływał przed wystąpieniem efektu pełnokolorowego. Nowszym urządzeniem, które mi zademonstrował, jest podwójna przesłona, za pomocą której oba promienie podwójnego projektora mogą być rzucone na ekran — nawet gdy ekspozycja trwa tylko 0,01 sek., pojawiają się tam wszystkie kolory. Land uważa, że ponieważ zastosowano czas niedostateczny do wystąpienia procesu adaptacyjnego, nie można za pomocą adaptacji tłumaczyć tych kolorów.

Kłopot Landa tkwi w tym, że w każdej swojej publikacji wykazuje on znajomość tylko długich, powolnych i intensywnych rodzajów adaptacji, które są regulowane przez kinetykę zmian koncentracji fotopigmentu. Chromatyczne adaptacje, ogólna i poboczna, które są podstawą zjawisk kontrastowych, po-

jawiają się natychmiast w obecności bodźca (dlatego kontrast nazwano jednoczesnym). Są one bardziej zbliżone do adaptacji alfa Schoutena i OrNSTEINA [13] niż do fotochemicznej adaptacji beta i dokonują się łatwo poprzez wykonanie zahamowania tylko w chromatycznej drodze, pozostawiając jasnościowe widzenie niezaburzone (patrz [14]). O ile mi wiadomo, nikt dotąd nie odważył się na próbę pomiaru drobnego ułamka czasu potrzebnego dla pojawienia się indukowanych kolorów. Ponieważ podstawę przestrzennej indukcji stanowią procesy nerwowe, a nie fotochemiczne, czas użyty nie może być dłuższy niż czas niezbędny dla przejścia bodźca nerwowego. W rzeczywistości po prostu samo „trwanie wrażenia wzrokowego“ może pozwolić na pełne ujawnienie się efektów indukcyjnych, nawet gdyby czas bodźców został skrócony poniżej czasu zużytego dla samej indukcji.

Odrzucając adaptację, Land ściąga na siebie tyleż kłopotów przy wyjaśnianiu kolorów białych i szarych, ileż przy wyjaśnianiu pól kolorowych. Im mniej jest tam zblakłego światła wymykającego się z projektorów itp., tym pewniej jakieś barwne światło lub też jakiś stosunek pewnych dwu światel pomieszanych na ekranie wystąpi jako biały. Wiemy ogólnie, że nawet w rubinowym oświetleniu ciemni fotograficznej kartka białego papieru jest subiektywnie biała. Projekcyjne kompozycje Landa nie wymagają ani szerokiego tła, ani też szerokiego ograniczenia zblakłym światłem, a wytworzonego przez pusty ekran. Jakikolwiek dwa światła stosuje on w projekcji, „biel“ widziana przez obserwatora będzie pewnym stosunkiem intensywności obu światel, obojętnie czy jedno z nich jest kolorymetrycznie białe, czy też oba są kolorowe. W każdym przypadku przeciętny stosunek na ekranie będzie tym, do którego się obserwator przystosowuje, i zobaczy on kolor biały lub szary na każdej oddzielnej powierzchni, która zawiera ten stosunek. Im bardziej chromatycznie heterogeniczny będzie pierwowiez, tym bardziej biel obserwatora będzie się zbliżała do stosunku dawanego przez projektory, o ile przezrocza zostaną z nich usunięte, a urządzenia kontrolujące intensywność (już przedtem nastawione na najbardziej wierne oddanie rzeczywistości) pozostaną niezmienione.

Brzemienne w różne rodzaje znaczeń jest przekonanie Landa, że prawidłowy i hierarchiczny porządek kolorów w jego obrazach, podobieństwo barwy każdego przedmiotu do jego modelu w oryginalnym pierwowiez, opiera się wyjaśnieniu za pomocą klasycznej teorii czy też za pomocą pojęć jakiegokolwiek rodzaju dziedziny zjawisk chromatycznej adaptacji. Twierdzi on, że kiedy zaczął używać normalnych składowych zdjęcia, to nie oczekiwał ścisłego oddania rzeczywistości i nigdy nie wysiłał się, aby je otrzymać, ale w rzeczywistości otrzymuje je w każdym przypadku. Ten właśnie fakt, że otrzymuje on pełną serię barw „od czerwieni do błękitu“, używając tylko czerwonego i żółtego lub żółtego i zielonego (itp.) światła, wydaje się najbardziej czarodziejską stroną jego wyników dla tych, którzy czerpią naukowe informacje z popularnych pism. Ten stopień oddania rzeczywistości, zdobyty tak tanio, tak prostymi środkami, jest tym, co podnieca tych ludzi, którzy obecnie rozważają niskie koszty i większe korzyści z barwnych fotografii, kolorowej

telewizji i kolorowych druków, wynikające z badań Landa. I właśnie to wierne oddawanie rzeczywistości zawiodło początkowo Landa daleko na własne teoretyczne manowce. Nie widząc żadnej podstawy do uzasadnienia tego w układzie bodźców, Land przypisywał pełnię kompletnej skali barw niepodejrzewanej dotąd właściwości samego oka. Jego własne dalsze testy podjęte dla udowodnienia jego hipotezy, że „oko może sobie stwarzać własne kolorowe światły”, wykonane za pomocą innych aparatów niż proste lampowe projektory z przeźrocami, posłużyły jedynie do utwierdzenia hipotezy w jego umyśle.

Fakt, że w mieszanych obrazach Landa właściwe kolory odpowiadają właściwym przedmiotom, służy do wykazania, że najbardziej godne uwagi jest spostrzeżenie, iż wszystkie barwy, które on otrzymuje, można także otrzymać na ekranie, kiedy wyświetlone przeźrocza zostały otrzymane z materiału, który nigdy nie był zabarwiony. Można wykonać dwa montaże z części neutralnych filtrów żelatynowych, przymocowanych do identycznych szklanych płytek, z tą tylko różnicą, że każda z dwu części w jednym montażu jest zastąpiona w drugim przez odpowiednią o innej gęstości. Wyświetlone przez ten sam filtr, dadzą ten sam układ barw na ekranie. Tak jak kompletny „pełny kolor” można otrzymać nawet na fotografiach, o ile są one tego rodzaju, że nie ma powodu oczekiwać, aby jakiś przedmiot wystąpił w jakimś szczególnym kolorze. Tak się rzecz ma z „długo- i krótkofalowymi zapisami” martwego szczura, sfotografowanego za pomocą promieni X z dwóch różnych pasm długości fal (i naturalnie bez kolorowych filtrów), następnie wyświetlonych przez kolorowe filtry, które „tłumaczą” obraz rentgenowski przedmiotu w kolorach, ułatwiając badania (patrz [12]).

Jeżeli nie można nawet mówić o wierności podobieństwa w kolorowych „tłumaczeniach” zdjęć głów czy nóg, wykonanych promieniami X, czy też w zabarwionych neutralnych montażach, jak to się dzieje, że barwy nie są także przypadkiem w obrazach Landa? Co jest przyczyną, że pojawiają się one na miejscu we właściwych przedmiotach, jeżeli Land nie ma racji sądząc, że to samo oko je tam umieszcza, ponieważ ogląda „obraz naturalny”? Dla hipotezy Landa zmartwieniem jest właśnie wierne podobieństwo jego obrazów tak niechybne jak w Kodachromie. Równocześnie — co za paradoks — jest to spowodowane zbiegiem okoliczności.

Kiedy Land gromadzi niektóre przedmioty o barwach od czerwieni do błękitu i fotografuje je przez czerwone i zielone filtry, a następnie rzutuje przy użyciu czerwonego i żółtawego światła, to wtedy długofalowy zapis czerwonego jest słabo zaczerwieniony i przepuszcza intensywne światło czerwone, podczas gdy krótkofalowy zapis jest silnie zaczerwieniony i przepuszcza bardzo mało innego światła. Naturalnie czerwony obiekt jest oddany w czerwonym kolorze. Prawdziwie zielony lub niebieski obiekt jest reprezentowany w długofalowym zapisie przez czarną powierzchnię, a w krótkofalowym zapisie przez powierzchnię białą. Światło o krótszych falach (czyli „białe”) dominuje w miejscu takiego obiektu na ekranie. Jednakowoż światło to musi z konieczności okazać się niebieskozielone lub zielononiebieskie. Nie dzieje się to wcale

z tego powodu, że oryginalny przedmiot był tego koloru, lecz ponieważ silniejsze czerwone oświetlenie dokoła powierzchni przedmiotu na ekranie indukuje jego dopełnienie, a to właśnie będzie przypadkiem kolor dwuznaczny, który zadowala widza jako reprodukcja albo zielonego przedmiotu, albo też niebieskiego, zależnie od przypadku.

Jest szczęśliwym zbiegiem okoliczności dla prac Landa, że dopełnieniem jego czerwonego światła projekcyjnego jest kolor niebieskozielony, tak zbliżony do niebieskiego i tak odległy od czerwonego w widmowej serii barw. Dla dobranego pierwowzoru rezultatem będzie prawie pełny koloryt i nie można tu zganić pośpiechu, z jakim się go nazywa pełnym kolorytem. Jedynie czysty kolor niebieski leży poza serią, którą się otrzymuje, ponieważ fiolet jest w rzeczywistości purpurą, a kolory purpurowe w każdym przypadku są niewidmowe, a co więcej, metoda Landa dostarcza niektórych kolorów purpurowych! Przyczyna tego, dlaczego nie można otrzymać koloru czysto niebieskiego nie leży w tym, że długość fali odpowiadająca barwie niebieskiej pochodząca z niebieskich barwników pierwowzoru jest zatrzymywana przez zielony filtr używany do wytworzenia krótkofalowego zapisu; przyczyna leży w tym, że zastosowane długofalowe światło projekcyjne ma jako swe dopełnienie barwę mieszaną, a nie dobry kolor niebieski. W rzeczywistości światła projekcyjne, a nie kolory pierwowzoru ani pochłaniające filtry rozstrzygają o zespole barw, jakie ukazują się na ekranie. Jak jednak zobaczymy, Land sądzi, że są to najmniej ważne elementy w odbywającym się procesie.

Jeżeli komukolwiek nie udało się zrozumieć faktu, że „niemal pełny“ kolor w obrazach Landa i ich rzetelne oddawanie rzeczywistości (doskonale dla barw długofalowych i coraz to słabsze — lecz nigdy złe — dla barw krótkofalowych) są rezultatem szczęśliwego i korzystnego zbiegu okoliczności, to wtedy postawiłbym pytanie: przypuśćmy, że fizjologia barwnego widzenia będzie tego rodzaju, że kolorem dopełniającym czerwieni będzie — powiedzmy — żółty? W jakim stopniu zadowalająca byłaby wtedy wierność odtworzenia?

Land twierdzi, że kolor jest lub może być niezależny od długości fali, a jego pomysł, że otrzymywanie bogatego ubarwienia z dwóch barw składowych wymaga zupełnie nowego wytłumaczenia, prowadzi go do konkluzji, że „oko może sobie stworzyć własne kolorowe światy z materiałów informacyjnych, o których zawsze przypuszczano, że są z natury płowe i bezbarwne“. Skoro siatkówka otrzymuje tylko dwa rodzaje światła, nie bardzo różniące się od siebie, to „oko“ jest widocznie zdolne do przypisania odczucia barw, które „należą“ do końców całkowitego widma, właśnie tym dwom światłom, a barw pośrednich — ich mieszaninie.

Z biologicznego punktu widzenia jest to bez wątpienia najważniejsze z twierdzeń Landa. Pozornie ma ono głęboki udział w ewolucji poglądów na kolorowe widzenie u ludzi i jego fizjologia wydaje się wymagać kompletnego zaniechania takich staromodnych koncepcji, jak zestaw trzech lub czterech typów recepcyjnych, z których każdy wywołuje niezmiennie jednostkową elementarną jakość barwy, bez względu na długość fali promieniowania.

Aby określić, jak bardzo zbliżone do siebie mogą być dwa światła projekcyjne, wyświetlające długo- i krótkofalowy zapis, należy zauważyć np., jak mało mogą one obejmować z widma Newtona, a jeszcze dawać pełny kolor. Land najpierw stosował filtry interferencyjne, ze znacznie węższymi pasmami niż w filtrach żelatynowych. Filtry interferencyjne są mniej przezroczyste niż żelatynowe; z tego względu Land zaprojektował i zbudował podwójny monochromator o wysokiej świetlności. Stosując go, mógł prześwietlić każdy zapis każdą długością fali, widząc oba obrazy za pomocą 45° półosrebrzanego lustra.

Land odkrył teraz, że przy dużej różnorodności monochromatycznych par światel może uzyskać pełen kolor. Należy pamiętać, że Land używa słowa „kolor“ w znaczeniu odcienia barwy. Jeżeli długości fal występowały zbyt blisko siebie, to kolory były nie bardzo nasycone, a kiedy światła pochodziły z pewnych obszarów widma, to skala barw była bardzo ograniczona. Land twierdził jednak, że otrzymywał dobre rezultaty nawet wtedy, kiedy dwie długości fal wynosiły 579 $m\mu$ i 599 $m\mu$. Ilustracja kolorów w *Scientific American* (dla Landa, [11]), która ma za zadanie ukazanie, co wtedy pojawia się w lustrze, jest bardzo trudna do przyjęcia.

Pewne zjawisko, które pojawiło się przy użyciu podwójnego monochromatora, widocznie jeszcze wprawia Landa w zakłopotanie, pomimo że obiecał je przedyskutować. Nazywa on je odwróceniem krótkiej fali. Kiedy obie długości fal prześwietlających są krótkie, to ta bardzo mała ilość barw, którą się wtedy otrzymuje, występuje w odwrotnym do prawidłowego porządku, tzn. pierwotory zabarwione najzimniejszymi barwami wychodzą w najmniej zimnych odcieniach. Porządek koryguje się sam, jeżeli zamienić zapisy lub długości fal w ten sposób, że fale długości barwy fioletowej oświetlają długofalowy zapis, a niebieskiej — krótkofalowy. Moim zdaniem przyczyną jest to, że kolor fioletowy zawiera w sobie czerwień, a niebieski jej nie posiada, tak że fale fioletowe działają jak dłuższe, wtedy gdy łączy się je z falami niebieskimi.

Praca przy użyciu podwójnych monochromatorów wydaje się podtrzymywać teorię, że tylko wtedy, kiedy krańce krótkiego odcinka z całego 300-mikronowego widma Newtona są dostępne dla siatkówki, oko wykazuje „zdumiewającą wszechstronność” i „może odpowiedzieć pełnym zakresem odczuwania” barw przez przypisanie wszystkich barw, które należą do 300-mikronowego pasa, do fal o długości w pasie jedynie 20 $m\mu$ lub 30 $m\mu$. Land jest przekonany, że gdzieś w obrębie tak krótkiej strefy znajduje się punkt, który oko ustala jako „punkt odniesienia”. Fale dłuższe od niego, bez względu na ich absolutne wartości, widzi się zabarwione kolorami, o których sądzimy, że należą do długofalowego końca pełnego widma, podczas gdy fale krótsze od punktu równowagi reagują tak, jak gdyby były naprawdę krótkie (niebieskozielone, niebieskie), nawet jeśli leżą w środku widma.

Z tej „teorii przypisywania” powstała dodatkowa hipoteza, którą Land bardzo wyraźnie zarysowuje [11]: przypuśćmy, że barwy rzeczy nas otaczających mają bardzo wąskie odbiciowe pasma długości fal, tak że pewna liczba takich barw może być zebrana na małym kawałku obecnego widzialnego wi-

dma, powiedzmy o długości 30 μ lub 40 μ . Założmy także, że coś się stanie z obecnym widmem słonecznym, sięgającym powierzchni ziemi — można wyobrazić sobie substancje absorbujące światło, które przedostały się do atmosfery, tak że tylko jednostajne 30-40-milimikronowe widmo pozostało dostępne dla siatkówki. Land twierdzi, że barwy otaczających nas rzeczy byłyby takie same, jak teraz widzimy. Zjawisko „przypisywania” przygotowuje nas do przenoszenia się do któregośkolwiek z licznych „światów barw”.

Podstawowa idea „punktu odniesienia” nie jest całkowicie błędna, pod warunkiem, że zajmie się stanowisko, że idea ta naprawdę wyraża nieświadome ponowne odkrycie Landa ogólnej chromatycznej adaptacji. Jeśli wyświetla się obrazy lub cienie za pomocą fal o żółtej i niebieskozielonej długości i otrzymuje się kolory czerwone i niebieskie na ekranie, to wrażenie czerwieni nie może być „przypisane” długości żółtej fali, lecz jest zaindukowane przez falę niebieskozieloną, a kolor niebieski nie jest przypisywany zabarwieniu niebieskozielonemu, lecz jest zaindukowane kolorem żółtym. Jedna długość fali pojawi się tutaj istotnie jako punkt odniesienia — dominująca długość fali mieszaniny żółto-niebieskozielonej, która na skutek ogólnej adaptacji chromatycznej stała się dla obserwatora „białą”. Lecz oko nie wybiera tej długości fali z wszystkiego, co do niego dociera, i używa jej w specjalny sposób, ponieważ nie musi się ona znajdować w żadnym z bodźców.

Za pomocą oryginalnej metody, używając projektorów z przezroczami Land odkrył, że „białe” (niefiltrowane, wolframowe) światło mogło równie dobrze służyć jako składowe światło, co i najczystsze z kolorowych filtrowanych światel. Podwójny monochromator zawierał dwie białe powierzchnie na zawiasach, z których każda mogła być ustawiona w takiej pozycji, że zakrywała jedną z siatek dyfrakcyjnych i odbijała przez przezroczę nierozłożone światło lampy wolframowej na 45° lustro i do oka widza. Dzięki temu urządzeniu Land mógł potwierdzić, że skoro krótkofalowe monochromatyczne światło przechodziło przez krótkofalowy zapis, a białe światło przez długofalowy, to wtedy obraz zawierał kolory czerwone, tak jak gdyby białe światło było długofalowe. Skoro znowu białe światło przechodziło przez krótkofalowy zapis, a długofalowe monochromatyczne przez długofalowy, na obrazie pojawiały się kolory niebieskie, jak gdyby białe światło było krótkofalowe.

Naprowadziło to Landa do postawienia pytania: „Jaka jest długość fali, która jest równoważna bieli, długość fali, od której biel nie jest ani dłuższa, ani krótsza?” Takiej długości falą będzie fala, którą oko stosuje jako „punkt odniesienia w zwykłym oświetlonym słońcem świecie”, ze względu na który to punkt odniesienia system wizualny przyporządkowuje wrażenia czerwonej jakości najdłuższej dostępnej długości fali, a wrażenie niebieskiej — najkrótszej fali docierającej do oka. Przy świetle białym, przechodzącym przez jeden zapis, i monochromatycznym, przechodzącym przez drugi, widz znajdzie punkt odniesienia długości fali jako ten właśnie, który czyni obraz neutralnym lub całkowicie monotonicznym.

Tylko dwóch, ze wszystkich licznych obserwatorów Landa, którym polecono obserwować „przedmiot” czerwony i przekręcać urządzenie kontrolujące długość fal aż do chwili, gdy przedmiot ten zacznie przybierać kolor zielony, stwierdziło, że „punkt odniesienia” znajduje się przy $\lambda = 588 \pm 2 \text{ m}\mu$. Biorąc pod uwagę, że „białe” światło było tutaj wciąż żółtym promieniowaniem włókna wolframowego, staje się od razu oczywiste dla każdego powierzchownie obeznanego z kolorymetrią, że nie był to eksperyment, lecz tylko zwykła obserwacja — określanie dominującej długości fali emisji wolframowej, to znaczy tej długości fali, która ma to samo zabarwienie dla obserwatora, co samo światło wolframowe. Żadna występująca w otoczeniu mieszanina dwu światel o tym samym odcieniu, jednakże różniących się czystością, nie mogłaby zaindukować żadnej barwy do żadnej mieszaniny tych samych dwóch światel w płamie, którą otacza. Tych dwu niezwykłych obserwatorów (mężczyzna i kobieta), którzy zauważyli inną długość fali „słonecznego punktu odniesienia”, musiało mieć niezwykłą pigmentację soczewek, niezwykle krzywe barwoczułości lub coś w tym rodzaju. Oboje mieli normalną zdolność widzenia barw, co sam skontrolowałem za pomocą własnego anomaloskopu Nagela, który miałem ze sobą w Cambridge.

Działanie podwójnego monochromatora powodowało, że białe światło mogło sprawiać wrażenie czerwonego, niebieskiego lub też jakiegokolwiek innego koloru, zależnie od tego, z jakim światłem monochromatycznym je łączono; i wydawało się, że prawie każda długość fali mogła wywoływać wrażenie każdego prawie koloru w zależności z jaką długością fali, leżącą w wystarczającej odległości, ją połączono [10, 11]. Dla zademonstrowania tych zjawisk w sposób przekonywający grupie osób za pomocą czegoś innego niż jednoosobowego aparatu wizualnego, Land obmyślił inny aparat, wykorzystując fakt, że jedną szczególną długość fali światła monochromatycznego o silnym nateżeniu można łatwo osiągnąć z niekosztownego źródła, mianowicie ze standardowej, próżniowej, sodowej lampy ulicznej, emitującej $\lambda = 589 \text{ m}\mu$.

W jednym ze swych dwu „wizjerów sodowych” [10, 11], krótkofalowy diapozytyw z przedmiotami powiększonymi do naturalnej wielkości jest prześwietlony przez lampy wolframowe i oglądany przez 45° na pół posrebrzane lustro, a długofalowy zapis (z zamienioną prawą stroną na lewą) jest prześwietlony przez światło sodowe i oglądany w lustrze, tak że oba odrębne chromatycznie obrazy są optycznie współpłaszczyznowe i odpowiadające sobie. Obserwator spogląda w ten wizjer przez trzymany w ręce zielony filtr, który przepuszcza $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ i następnie otrzymuje efekt z podwójnym projektorem i ekranem, z jednym światłem projekcyjnym przepuszczonym przez zielony filtr, a drugim o długości $\lambda = 589 \text{ m}\mu$. W drugim wizjerze $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ przechodzi przez krótkofalowy zapis, a zapis długofalowy jest oświetlony światłem wolframowym poprzez czerwony filtr. W pierwszym wizjerze $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ jest dłuższa niż dominująca długość fali zielonego krótkofalowego filtru; w drugim wizjerze $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ jest krótsza niż dominująca długość fali długofalowego filtru czerwonego.

Obraz artykułów spożywczych, które Land pokazuje przez zielony filtr, zawiera niektóre przedmioty częściowo lub całkowicie czerwone, zwłaszcza pewną żywoczerwoną puszkę z pieprzem. Land utrzymuje, że to $\lambda = 589\text{m}\mu$ wychodzące z powierzchni puszkę stwarza wrażenie czerwieni. W drugim wizjerze, gdzie $\lambda = 589\text{m}\mu$ stanowi bodziec krótkofalowy, niektóre przedmioty pojawiają się w barwach zimnych, zwłaszcza pewna niebieskozielona oprawa książki. Land twierdzi, że tutaj $\lambda = 589\text{m}\mu$ wywołuje to wrażenie. Wobec tego, jeśli jedna i ta sama długość fali może „być” czerwona w jednym przypadku, a zielona lub niebieska w drugim, to teza, że oko przyporządkowuje różne barwy dla długości fal według swego uznania, została w dużym stopniu potwierdzona.

Eksperyment z wizjerem sodowym żadnej takiej rzeczy nie potwierdza. Rozważmy, co tworzy czerwień tej słynnej puszkę od pieprzu pod działaniem zielonego filtru. Puszkę jest ciemna przy krótkofalowym, a jasna przy długofalowym zapisie, z tej przyczyny jest reprezentowana przez jasne $\lambda = 589\text{m}\mu$ światło i przyćmione światło zielone. Ponieważ otoczenie puszkę nie było czerwone w pierwowzorze, to jest ono reprezentowane przez względnie intensywne światło zielone i słabe światło $\lambda = 589\text{m}\mu$. Zielony kolor indukuje silną czerwień purpurową na powierzchni puszkę. Tutaj niebieski składnik purpurowy napotyka na bezpośrednią żółtość światła sodowego i wzajemnie się one niweczą (w myśl zasady dopełniania), pozostawiając jedynie czerwień widzianą na puszcze. Kluczem do tego, co się tu właściwie dzieje, jest indywidualne odchylenie, jakie wyszło na jaw, gdy ja sam oglądałem ten pokaz w Cambridge. Dla mnie osobiście puszkę była z lekka niebieskawo-czerwona, koloru magenta. Nie rozwinąłem dostatecznej ilości barwy żółtej, aby zabić kolor niebieski, który tam dla mnie istniał. Inna obecna podczas pokazu osoba określiła kolor puszkę jako czysto czerwony. Trzecia i czwarta osoba określiła go jako kolor pomarańczowo-czerwony, dla nich było tam znacznie więcej koloru żółtego, względnie mniej niebieskiego w mieszanym dopełnieniu, indukowanym przez światło zielone. Niewątpliwie w tym przypadku różny był kształt krzywej osobniczej „istotnego nasycenia widma”.

Istnieją jeszcze inne sposoby opisanie genezy czerwonej puszkę od pieprzu, lecz są one wszystkie zawarte w starych pojęciach, nie wymagających przypuszczenia, że „oko okazało się instrumentem o nieprzewidzianej i wciąż przejmującej subtelności”. Co do mnie, to uważam, że czerwony kolor puszkę był widziany tam, gdzie istniała $\lambda = 589\text{m}\mu$, z tym, że to wyadaptowany w otoczeniu puszkę kolor zielony nakłada tam kolor czerwony. To samo otoczenie będzie indukowało czerwień do jakiegokolwiek innego światła zastępującego $\lambda = 589\text{m}\mu$, jeśli tylko jej bezpośredni kolor będzie miał wystarczająco niskie nasycenie. Przy stosowaniu wizjera sodowego o czerwonych filtrach staje się zupełnie jasne, że wszelki kolor zielononiebieski lub niebieskozielony, jaki się widzi w każdym przedmiocie, stanowi tylko oczekiwany wynik indukcji bardziej intensywnego czerwonego światła na otoczenie, która łatwo przytła-

cza wpływ żółtej barwy $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ (ponieważ żółta barwa jest najmniej nasyconym miejscem widma).

Land, wierząc mocno w swą teorię, że widzenie barw odbywa się po prostu na skutek przypisywania barw falom dostępnej długości, zależnie od tego czy są one dłuższe lub krótsze, przyjął filozofię o ewolucji ludzkiego widzenia barw, którą Bello [2] cytuje bezpośrednio z jednego z publicznych wykładów Landa w 1957 r.: „Czyż byłoby rzeczą niemożliwą w systemie posiadającym jedynie jedną parę receptorów, w jakiś sposób wzajemnie się równoważących, aby zwierzę miało wyczucie pełnej skali barw biegnącej od czerwonej, pomarańczowej, żółtej, zielonej w dół aż do niebieskiej? Zwierzę to mogłoby ujrzeć leoparda wśród liści w sposób, w jaki jego rywale nie mogliby go zobaczyć. Przeżyłoby ono leoparda... i zaczęłoby budować dalej świat, w którym żyjemy” W innym miejscu [11] Land powiedział:... „nie opisywalibyśmy dwukolorowej teorii widzenia... Jest jednak prawdą, że nasze eksperymenty zajmują się dwiema paczkami informacji... oko może wedle swej potrzeby zrobić niemal wszystko, co potrzebuje z tymi dwiema paczkami... nie ma zbyt dużej luki w skali wrażeń, którą należałoby wypełnić... proces widzenia pozostanie zjawiskiem zdumiewającym z ewolucyjnego punktu widzenia. Dlaczego miałby system, który jest w stanie tak dobrze działać przy dwóch rozwiniętych paczkach informacyjnych, lepiej pracować przy trzech?... odczuwamy, że wielki przeskok istnieje oczywiście od jednego do dwóch...” (str. 99).

Thumacząc to na język, którego by użyła większa część badaczy wizji barwnej, znaczy to, że Land patrzy na bieg ewolucji wizji barwnej u wyższych kręgowców w ten sposób: Początkowo pojedynczy typ receptora dostarczał tylko monotonicznych lub achromatycznych obrazów. Po różniczkowaniu go na dwa typy system ten stał się zdolny do przekazywania do świadomości barw od czerwonej do niebieskawo-błękitno-zielonej, niektórych odcieni purpury, neutralnych barw, kolorów powierzchniowych (zawierających czerń), wszystko to na skutek przyporządkowywania krańców serii barwnych do krańców jakiegokolwiek dostępnego bodźcowego pasma fal. Istotnie, jedyna barwa, której było brak, to najczystszy błękit. Trudno powiedzieć, dlaczego organizm dodał 50% więcej mechanizmu (trzeci typ receptorów i wszystkie dodatkowe neurony), aby uzyskać tę jedną barwę więcej do gamy wrażeń, lecz to właśnie się zdarzyło.

Jest tu podwójny chwyt. Po pierwsze, w stadium ewolucji wcześniejszym od wynalezienia receptora barwy niebieskiej w siatkówce, wyższe poziomy systemu nie włączały mechanizmu bądź to przez indukcję, czy też w inny sposób, dla przekładania jakiegokolwiek niebieskości na jakiegokolwiek wrażenia. Obecny trójskładnikowy system człowieka dostarcza barw czerwonej, zielonej i żółtej, zsyntetyzowanych od podstaw z kolorem niebieskim, a wszystkie te jakości barw, pojedyncze, czy też w mieszaninie po dwie, mogą stawać się wrażeniami — dzięki indukcji — kiedy tylko czerwone i (powiedzmy) żółte światła uderzają o siatkówkę. Lecz te światła, czy też jakiegokolwiek dwa inne, lub też

jakiegokolwiek światło, pobudzają wszystkie trzy składniki systemu. We wcześniejszym, dwuskładnikowym stadium systemu nie mogło być wykorzystanych więcej właściwości barwy niż czerwona, możliwie (lecz prawdopodobnie nie) żółta i zielona.

Land [11] błędzi, mówiąc, że centralną ideą trójskładnikowej teorii postrzegania barw jest to, że „oko reaguje na trzy różne rodzaje drgań, a wszelkie wrażenie barwy jest wynikiem pobudzenia trzech receptorów w różnym stopniu”. Przypisuje to Maxwellowi i Helmholtzowi, którzy, przeciwnie, uważali, że każdy typ receptora odpowiada w pewnym stopniu na każdą długość fali widzialnego widma. Należy powrócić do Tomasza Younga, aby odnaleźć krótkotrwałą ideę, że każdy receptor bywa początkowo pobudzany przez jedną cząsteczkę widma (jeden „rodzaj drgań”) i reaguje na wszystkie sąsiednie częstotliwości jedynie za pomocą „wymuszonych drgań”. Land wydaje się sądzić, że skoro używa dwóch światel projekcyjnych, których barwa nie ma żadnego odcienia błękitu, to pobudza on tylko dwa składniki, przy czym trzeci mógł się równie dobrze nie rozwinąć — a wszystkie te barwy widziane teraz przez obserwatora o trójskładnikowym systemie byłyby takie same, jakie zobaczyłby jakiś nasz odległy przodek, który w ogóle nie posiadał żadnego niebieskiego składnika.

Po drugie, istnieją ludzie o systemach dwuskładnikowych — dichromatyczna ślepotą kolorową. Tworzą oni trzy lub cztery odrębne grupy typów, lecz wiemy, że żaden z nich nie widzi więcej niż dwie barwy w całym widmie białego światła. Osobnik normalny odróżnia może około 40 odcieni⁵. Dychromatyczne widzenie stanowi „wielki skok” w stosunku do monochromatycznego, lecz nie dostarcza 40 — (czysty błękit) = 39 odcieni. Chociaż nawet osobnik normalny widzi dużo więcej kolorów w landowskim dwuprojekcyjnym obrazie, niż proste bodźce wydają się na to zasługiwać, nie będzie to prawdą dla widza dychromatycznego. Dla niego każda długość fali po jednej stronie neutralnego punktu może indukować ten sam i tylko jeden, inny odcień, który on może bezpośrednio otrzymać z jakiegokolwiek długości fali leżącej po drugiej stronie punktu neutralnego. Za pomocą długo- i krótkofalowych zapisów, rzutowanych przez czerwone i zielone filtry, osobnik normalny może zobaczyć na ekranie kolory czerwony, pomarańczowy, żółty, *chartreuse*, zielony, niebieskozielony, purpurowy i neutralny. Stojący obok „tritanop” nie zobaczy więcej niż jeden rodzaj czerwieni i jeden rodzaj zieleni, każdy o różnym nasyceniu aż do zera (barwy neutralnej).

Podczas gdy większość badań kolorystycznych Landa może być uważana za wiele zachodu o nic nowego, byłoby też błędem powiedzieć, że to wszystko jest właściwie krótkim błyskiem w panchromacie! Landowski „nowy system współrzędnych” i wszelkie pokrewne zależności, jakie stąd otrzymuje, są praw-

⁵ Musi to pozostać zagadką. Zwykle podaje się, że istnieje około 120 wyróżnionych odcieni barw w widmie o jednakowej jasności oraz 20 do 30 pozawidmowych czerwieni. Może tam być 120 wartości, lecz każda jest złożeniem barwy i nasycenia. Krzywa „ Δl versus λ ” nie została nigdy określona w widmie o jednakowym nasyceniu. Nie jest to krzywa dyskryminacji odcienia barwy, lecz krzywa dyskryminacji długości fal.

dopodobnie do uratowania (pomimo że sformułowania Judda [8] mogą być tak samo lub nawet bardziej owocne dla zagadnienia rzutowanych barw). Może się równie dobrze zdarzyć, że w rękach Landa i innych system współrzędnych umożliwi określenie ilościowe i dokładne przewidywanie produktów indukcji, które nigdy nie mogły być otrzymane lub też łatwo otrzymywane bez tego. To wszystko może być tylko moim własnym pobożnym życzeniem powstałym na skutek wielkiej sympatii do Landa. Sam osobiście nie jestem zdolny do określenia ilościowego czegokolwiek bardziej skomplikowanego niż mój wkład bankowy.

Landowskie współrzędne są kartezyjańskie, lecz nie ma w nich nic więcej konwencjonalnego. Oś rzędnych jest logarytmiczną skalą „procentowego natężenia dostępnych długofalowych bodźców”, a oś odciętych zawiera logarytmiczną skalę procentowego natężenia dostępnych krótkofalowych bodźców. Przy długo- i krótkofalowych zapisach w aparatach projekcyjnych lub w podwójnym monochromatorze i przy jakichkolwiek dwóch światłach projekcyjnych, każdy punkt na ekranie znajduje się również jako punkt na wykresie z tymi współrzędnymi. Po uregulowaniu promieni na najlepsze oddawanie kolorów krótkofalowy zapis zostaje wyłączony, a znajduje się i mierzy maksymalną intensywność długofalowego zapisu, przy czym to oświetlenie przyjmuje się za 100%. Względna intensywność w jakimkolwiek innym miejscu podaje wartość rzędnej dla tego właśnie punktu. Wartości odciętych odnajdujemy w odizolowanym obrazie krótkofalowego zapisu jako procenty największej intensywności istniejącej gdzieś na obrazie. Jeden punkt na wykresie może, naturalnie, przedstawiać każdą liczbę punktów obrazu, gdzie znajdzie się przypadkiem to samo absolutne oświetlenie obu rodzajów światła. Te różnorodne, fizycznie identyczne miejsca obrazu nie powinny wykazywać tego samego koloru, chyba że mają identyczne otoczenia; lecz Land wydaje się twierdzić, że wykazują je, ponieważ w próbnym wykresie, podanym we wszystkich trzech pracach, oznacza on pojedyncze punkty oddzielnymi nazwami kolorów.

Każdy punkt na wykresie przedstawia intensywność względną względem drugiej intensywności i przypuszczalnie ma on określać i przewidywać pojedynczy kolor na ekranie. Na skutek tego wydawało się Landowi, że „oko zamienia proporcje jasności na kolory” [2], chociaż — jak podano powyżej — bierze on pod uwagę tylko proporcje w plamach, a pomija proporcje w otoczeniach oraz stosunki proporcji w plamach do otoczeniowych proporcji. Land podkreśla z naciskiem, że jego współrzędne są bezwymiarowe, wyskalowane w niemianowanych liczbach. Teraz, ponieważ nowy wykres musi być zrobiony dla każdej pary odrębnych pod względem koloru pozytywów i dla każdej pary światła zastosowanych w każdym obrazie, to współrzędne powinny być wycechowane bezpośrednio w logarytmach jasności. Trudno mi dojrzeć, dlaczego nie są tak cechowane, bo procentowe skale nie mogą uogólniać wykresu. Przewidywane wartości z każdego wykresu są ograniczone same w sobie, dlatego że wykres ten nie może wcale określić, jakie kolory się zobaczy, ani też, gdzie one wystąpią w innym obrazie, z innymi światłami lub nawet z tymi samymi światłami.

Land wkrótce zauważył, że wszystkie barwy białe, szare i czarne na ekranie gromadziły się wzdłuż 45° linii w jego systemie współrzędnych. To jest logiczne, ponieważ dla 45° linii stosunek intensywności jednego światła do intensywności drugiego jest wielkością stałą, o ile jakiś punkt ekranu o tej proporcji i pewnej sumie wydaje się neutralny, to każdy inny punkt o tej proporcji i innej sumie powinien wydawać się również neutralny i ten stosunek jest tym właśnie, który zwykle istnieje dla całego ekranu, o ile usunięto przezroczą z aparatu. Land nazywa 45° linię „linią neutralną” lub też „linią szarą”; równie dobrze mogłaby ona być nazwana „linią ogólnej chromatycznej adaptacji” lub też „poziomem adaptacyjnym”. Ponieważ ciepłe kolory gromadzą się z konieczności ponad 45° linią, a zimne pod nią, można łatwo zobaczyć, skąd Land powziął ideę, że widmo Newtona jest fizycznie sztucznym tworem pryzmatów i siatek i że rzeczywista skala widzenia barw biegnie od barw ciepłych, poprzez neutralne do kolorów zimnych.

Należy z ostrożnością czytać Landowski opis właściwości prostych linii, innych niż 45° , na wykresie jego współrzędnych. Nazywa je on „szlakami achromatycznymi” i włącza do nich oś rzędnych i odciętych. Tak jak każdy powinien wiedzieć, że gdy Land mówi kolor, to ma na myśli odcień barwy, tak samo każdy powinien wiedzieć, że gdy Land mówi achromatyczny — to ma na myśli achromatyczny albo monotoniczny — nie robi żadnej różnicy pomiędzy zbiorem punktów na ekranie o tym samym odcieniu barwy a zbiorem, który wcale nie ma barwy. Wszystko co ma niedostatecznie pełny kolor, odrzuca on, jako nie posiadające żadnego koloru.

Pośród tych „achromatycznych” linii prostych znajduje się obrócona lub przemieszczona (lecz jeszcze prosta) linia szara, wynikająca z podwojenia kontrastu na jednym obrazie (na skutek zastosowania dwu warstw krótkofalowego przezroczą); jest tam również linia padająca pod kątem prostym na normalną linię szarą. Ta linia jest miejscem geometrycznym wszystkiego, co można otrzymać na ekranie przez wyświetlenie każdego negatywu w rejestracji z pozytywem, zrobionym z niego. Nie jest to koniecznie „achromatyczna” (monotoniczna) sytuacja, ponieważ linia może przejść przez linię szarą i ciągnąć się dalej w „zimnym” obszarze. Mimo, że widoczne są tylko barwy czerwone, różowe i białe, jeżeli ciemny negatyw zostanie przepuszczony przez filtr czerwony, a jasny pozytyw nie zostanie przepuszczony przez żaden filtr, to można otrzymać kolory czerwone, neutralne i niebieskozielone, o ile pozytyw zostanie przepuszczony przez filtr czerwony, a negatyw zostanie oświetlony wolframowym światłem.

Ta kombinacja negatywu z pozytywem służy do zilustrowania pewnych zjawisk, które sprawiają kłopot nawet Landowi, a mnie osobiście wprawiają w kompletne osłupienie. Każdy przedmiot może być reprezentowany na ekranie za pomocą jednego z tych samych stosunków intensywności światła projekcyjnych, które znajdują się na ekranie, jeżeli długo- i krótkofalowe zapisy-pozytywy były w projektorach. Lecz obraz negatywno-pozytywny jest monotoniczny lub w najlepszym przypadku dwukolorowy na ekranie. Nie dzieje

się tak dlatego, że negatyw posiada zawsze takie zaciernienie, że wszystkie otoczenia zawierają głównie tylko pozytywowy rodzaj światła projekcyjnego — Land przekonał mnie o tym, wyświetlając jedno negatywowe i pozytywowe ze swoich „standardowych przedmiotowych przeźroczy” [11], w którym wskutek tego, że tło pierwowzoru było średnio szare — było ono w pozytywie jak w negatywie prawie równej przepuszczalności.

Inne tajemnicze „achromatyczne” zjawisko zostało osiągnięte przy projekcji trzech identycznych pozytywów zrobionych z jakiegokolwiek negatywu (wyciąg barwny lub niebarwny) z dwoma nałożonymi na siebie pozytywami w jednym projektorze, a z trzecim oddzielnym w drugim projektorze i z nałożonym kolorowym filtrem na każdą soczewkę. Miejsca ekranu otrzymują znowu ogromną ilość proporcji obu rodzajów światła projekcyjnego. Może więc landowskie pozytywy „podwójne gamma” były zawsze zbyt gęste na większej części swego obszaru, ponieważ dowiedziałem się od innych dwu ludzi, którzy pracują nad postępem w tej dziedzinie, że otrzymują oni różne barwy w układzie „trzech identycznych obrazów”.

Wobec tego istnieją sytuacje, w których proporcje jasności jako takie nie zostają „obrócone w kolory” przez nasze zdolne oczy. Nie wiem dlaczego, nie zawsze otrzymuje się nowe kolory, kiedy jedna mieszanina dwu zabarwionych światel jest otoczona inną mieszaniną tych samych światel. We wszystkich tych zjawiskach, które Land uważa za „achromatyczne” występuje wspólna cecha regularnego postępu proporcji. To już samo w sobie wystarcza, aby nie oczekiwać zbyt błyskotliwych wyników. Land usprawiedliwia używanie wypracowanych kompozycji fotograficznych (zamiast „naukowych” plam i otoczeń oraz montażu „naukowych”, Munsellovskich papierów), twierdząc uparczywie, że przypadkowa proporcja intensywności światła projekcyjnego i jego topograficzne rozmieszczenie na ekranie jest zasadnicze dla otrzymywania efektów różnokolorowych. Takie przypadkowe konfiguracje, jak mówi, są naturalne i właśnie w naturalnych obrazach odnalazł prawdę o widzeniu kolorów.

Jednym z testów, za pomocą którego „dowodzi”, że przypadkowość jest konieczna, a jakiegokolwiek regulowanie szeregu stosunków intensywności na ekranie zabija efekty barwne, jest eksperyment z neutralnymi postopniowanymi klinami optycznie pochłaniającymi. Za pomocą dwu takich klinów wsuniętych w miejsce przeźroczy, jednego ustawionego poziomo w jednym projektorze, a drugiego pionowo w drugim, oraz z czerwonym filtrem w jednym projektorze, otrzymuje się na ekranie jedynie wielki czworokąt, którego jeden narożnik jest czerwony, przeciwległy jest biały, a pośrodku znajduje się kolor różowy. Atoli znajduje się tam znaczna liczba stosunków intensywności oświetlenia (ściśle 256), tak jak w jednym z pięknych, długo- i krótkofalowych zapisów — obrazów Landa.

Poprosiłem, aby nałożono na klisze czarne siatki, które same wystąpią w rejestracji na ekranie, i gdy to zrobiono, ekran przestał być monotoniczny i zabłysnął licznymi barwami. Każdy oświetlony czworokąt miał teraz w pobliżu siebie inne czworokąty, w których proporcje były dostatecznie różne,

aby były zdolne do indukowania czegoś do pierwszego czworokąta. Ku memu własnemu zadowoleniu było to właśnie dowodem, że to nie przypadkowość sama w sobie, lecz właśnie odrębność, była zasadnicza, gdyż proporcje w kwadratach znajdowały się wciąż w regularnym topograficznym porządku. Zaletą Landowskich fotografii-mieszanek jest to, że stanowią łatwy sposób otrzymywania odrębności — miejscowych zmian proporcji dostatecznie wielkich dla wytworzenia konturów — co przez dopuszczenie przypadkowości powszechnie panuje w takich właśnie fotografiach.

I tym kończę mój artykuł, z uczuciem zadowolenia, że udało mi się wyjaśnić, dlaczego Land osiąga to, co osiąga, używając jedynie dawnej wiedzy i dawnych sformułowań i nie wykorzystując jakiegokolwiek ze swych nowych fantastycznych hipotez i koncepcji. Pozostawiam innym do wytłumaczenia, dlaczego nie otrzymuje tego, czego nie otrzymuje, to znaczy, dlaczego „nieprzewidziane” kolory nie występują tam, gdzie ich oczekuje, jak w swych różnych „achromatycznych zjawiskach”. W każdym z nich — jestem tego pewny — jest jakaś prosta zasada, która właśnie przypadkiem wymyka się memu niematematycznemu ja, a która wyjaśni niepojawianie się „pełnego koloru”.

Tłumaczył Michał Narbutowicz

Literatura

- [1] Anonymous, *New light on the eye*, Archit. Forum., **109** (6), 124—128, 1958.
- [2] F. Bello, *An astonishing new theory of color*, Fortune, **59** (5), 144—206, 1959.
- [3] M. Cros, *A bombshell in color theory*, Graphic Arts Mon., **31** (6), 26—30; 204, 1959.
- [4] R. M. Evans, *Visual processes and color photography*, J. Opt. Soc. Amer., **33**, 579—614, 1943.
- [5] R. M. Evans, *An introduction to color*, New York, Wiley, 1948.
- [6] H. Helson, *Fundamental problems in color vision: I. The principle governing changes in hue, saturation, and lightness of nonselective samples in chromatic illumination*, J. exp. Psychol., **23**, 439—476, 1938.
- [7] H. Helson, *Color and seeing*, Illum. Engin., **50**, 271—278, 1955.
- [8] D. B. Judd, *Hue saturation and lightness of surface colors with chromatic illumination*, J. Opt. Soc. Amer., **30**, 2—32, 1940.
- [9] E. H. Land, *Color vision and the natural image*. Part I. Proc. Nat. Acad. Sci., **45**, 115—129, 1959.
- [10] E. H. Land, *Color vision and the natural image*. Part II. Proc. Nat. Acad. Sci., **45**, 636—644, 1959.
- [11] E. H. Land, *Experiments in color vision*, Sci. Amer., **200** (5), 84—99, 1959.
- [12] R. S. Mackay, C. C. Collins, *Color X-ray images and enhanced contrast*, J. Biol. Photog. Ass., **25**, 114—118, 1957.
- [13] J. F. Schouten, L. S. Ornstein, *Measurements on direct and indirect adaptation by means of a binocular method*, J. Opt. Soc. Amer., **29**, 168—182, 1939.
- [14] G. L. Walls, *A branched-pathway schema for the color-vision system and some of the evidence for it*, Amer. J. Ophth., **39** (2, Pt. II), 8—23, 1955.
- [15] W. Weaver, *Dither. Science*, **130**, 301, 1959.
- [16] M. H. Wilson, R. W. Brocklebank, *Complementary hues of after-images*, J. Opt. Soc. Amer., **45**, 293—299, 1955.

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Aktualne zagadnienia jednostek czasu i ich wzorce atomowe

1. Wprowadzenie

Fantastyczna, nieosiągalna — jak się zdaje — w żadnej innej dziedzinie pomiarów, dokładność, dająca możliwości atakowania najbardziej aktualnych i pasjonujących zagadnień — oto podstawowa cecha współczesnych fizycznych (w odróżnieniu od astronomicznych) wzorców czasu, które powstały na przestrzeni ostatnich kilkunastu lat. Poza tym wzorce te są nieporównanie bardziej dostępne aniżeli astronomiczne, do których ma dostęp jedynie garstka „wtajemniczonych“.

Stołość krótkoczasowa (w ciągu kilku minut) wzorców fizycznych sięga obecnie 1 na 10^{12} , a dokładność jest już obecnie większa od 1 na 10^{10} , gdy tymczasem stołość (długookresowa) średniej sekundy słonecznej wynosi „zaledwie“ 1 na 10^7 , zaś dokładność jej może dorównać dokładności wzorców atomowych, ale dopiero w oparciu o materiał obserwacji astronomicznych trwających przynajmniej około roku.

Wzorce atomowe mogły powstać przede wszystkim w oparciu o niezwykle postęp radiotechniki (w szczególności techniki mikrofalowej) i w związku z nowymi problemami [1], które pojawiły się na przestrzeni ostatnich lat, a których rozwiązanie wymaga nadzwyczajnej dokładności — isticie astronomicznej. Jako pierwsze zagadnienie należy wymienić potrzebę sprawdzenia niezmienności astronomicznych jednostek czasu [2]. Już zegary kwarcowe [3] umożliwiły zaraz po II wojnie światowej stwierdzenie nierównomierności (bardzo małych) obrotu Ziemi. Ewentualne wykrycie podobnej zmienności w okresie obiegu Ziemi wokół Słońca postawiłoby nas już nie tyle przed mniej lub bardziej banalnym zagadnieniem ulepszenia teorii ruchu planet, ile raczej przed podstawowym zagadnieniem stosunku czasu atomowego do czasu grawitacyjnego [4] wymagającym — być może — pogłębionego sformułowania ogólnej teorii względności.

Innym niezwykle interesującym zagadnieniem jest niewątpliwie podstawowy problem kosmogoniczny [1]: czy wszechświat rzeczywiście rozszerza się? Wielu teoretyków widzi możliwość znalezienia obiektywnej odpowiedzi na powyższe

pytanie w fizycznych konsekwencjach takiej ucieczki galaktyk, streszczających się w zmianie stałych uniwersalnych, takich jak stała grawitacyjna G oraz np. stała budowy subtelnej $\alpha = e^2/\hbar c$. Według Diraca stała G powinna z biegiem czasu ulegać zmianie o wielkość $\delta G/G \approx 10^{-10}$ /rok. Takie zmiany można wykryć w zasadzie stosunkowo łatwo: sztuczny satelita Ziemi stanowiłby zegar grawitacyjny zależny od G , porównanie w okresie kilku lat czasu wyznaczanego przez satelitę z czasem mierzonym w oparciu o wzorec atomowy pozwoliłoby stwierdzić zmienność G . W podobnym pomiarze można oczywiście wykorzystać Ziemię, wówczas jednak pomiar musiałby trwać znacznie dłużej. Silniejsze efekty powinna dać zależność G od prędkości np. Ziemi w jej ruchu dookoła Słońca ($\delta G/G \approx 10^{-8} \div 10^{-9}$), lecz, niestety, dokładność obserwacji astronomicznych nie jest tu jeszcze dostateczna.

Zmiany w czasie stałej α ocenia Landau na $\delta\alpha/\alpha \approx 10^{-2}\delta G/G$. Ponieważ zaś częstości różnych wzorców wykazują różną zależność od α , przeto porównując takie wzorce należy oczekiwać zmieniającej się z biegiem czasu różnicy skal czasu, jakie one wyznaczają. Pomiar tego typu przeprowadził ostatnio Bonanomi [1], jednakże czułość tych pomiarów pozostawała jeszcze na granicy szukanego efektu. Townes [1] podejmuje próby stwierdzenia zależności G od prędkości w drodze porównania częstości (zdudnianie) w dwóch promieniach cząsteczkowych, w których cząsteczki NH_3 biegną w kierunkach przeciwnych — jak dotąd — z wynikiem negatywnym.

Znane są piękne doświadczenia Townesa i współpr. [1], stanowiące powtórzenie słynnego doświadczenia Michelsona-Morleya, ale w oparciu o niezwykle wysubtelnioną technikę masera amoniakalnego o czułości 10^{-12} , które wykazały, że poszukiwany efekt jest w każdym razie około 2000 razy słabszy od przewidywanego przez prostą teorię eteru. O możliwości stwierdzenia relatywistycznego poczerwienienia promieniowania elektromagnetycznego w polu grawitacyjnym w warunkach ziemskich wspomnę jedynie, gdyż już obecnie istnieją możliwości badania go w oparciu o ostatnio wykryte wysokomonochromatyczne promieniowanie γ [5]¹.

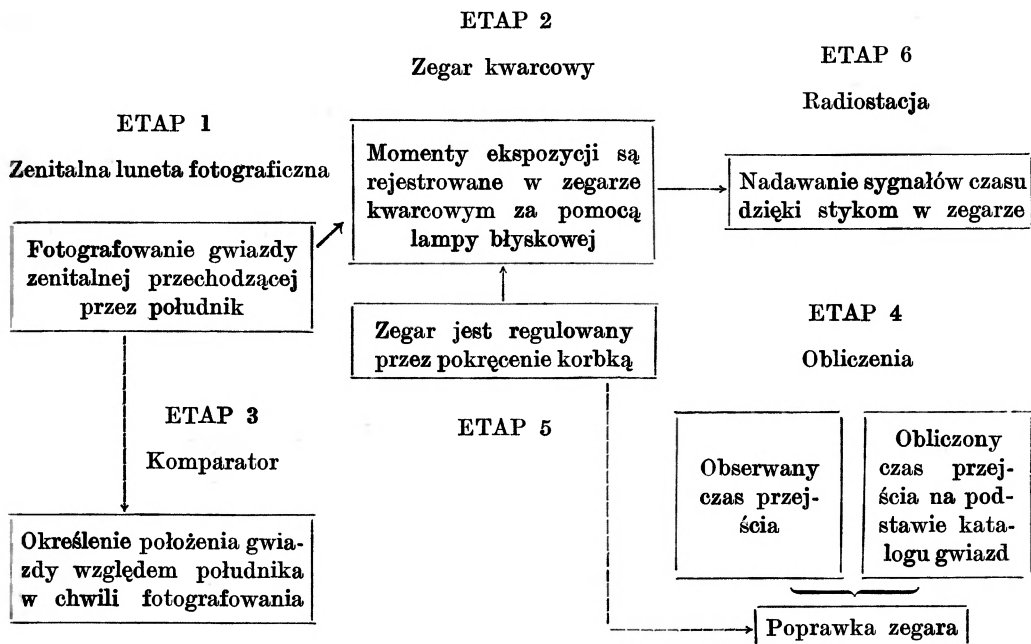
Bardzo dokładny pomiar czasu to równocześnie równie dokładny względny pomiar długości, w warunkach stałej prędkości mikrofal, lub bardzo dokładny względny pomiar prędkości w warunkach stałej długości.

Między astronomami i fizykami wytworzył się pewien rodzaj współzawodnictwa na polu dokładności pomiaru czasu. Jeśli do niedawna astronomowie „mieli zawsze czas“ na osiągnięcie prawie dowolnie wielkiej dokładności, byleby ich obserwacje trwały dostatecznie długo (dostatecznie wielka liczba spostrzeżeń), to obecnie zdopingowani przez fizyków, którzy dosłownie w ciągu paru minut mogą osiągnąć dokładność, na którą w astronomii trzeba było czekać parę lat, rozwinęli metody obserwacji, które w ciągu ostatnich lat pozwoliły dziesięciokrotnie skrócić czas pomiaru potrzebny do osiągnięcia określonej dokładności [3].

¹ Por. artykuł J. Huberta, *Postępy Fizyki* 11, 289 (1960).

2. Astronomiczne jednostki czasu

Niekiedy podkreśla się występowanie pewnej istotnej różnicy w pomiarze czasu i długości [2]. Jeśli mianowicie w ostatnim przypadku wystarczy jedynie ustalenie jednostki, to w przypadku pomiaru czasu poza znajomością jednostki konieczne jest (przynajmniej w astronomii) jeszcze podanie tzw. epoki (np. 1900,0, tzn. początek 1900 roku), innymi słowy pomiar czasu musi opierać się na skali czasu i polega na przyporządkowaniu rozpatrywanej chwili



Rys. 1. Wyznaczanie skali czasu i przekazywanie sygnałów czasu

odpowiedniemu punktowi skali czasu. Wspomniane już sugestie dopuszczające możliwość zmian w czasie stałych uniwersalnych dodatkowo podtrzymują słuszność powyższego punktu widzenia także i w pomiarach fizycznych.

Wszelkie wzorce czasu stanowiące praktyczną realizację skali czasu powinny zatem odznaczać się przede wszystkim:

- nieprzerwanym działaniem, a poza tym:
- ogólną dostępnością,
- stałością (niezmiennością),
- dostatecznie częstym powtarzaniem się zjawiska będącego wzorcem czasu.

Naturalną skalę czasu wyznaczają zasadniczo zjawiska regularnie powtarzające się. Takim zjawiskiem spełniającym — jak się zdawało — wyżej podane warunki był obrót Ziemi dookoła jej własnej osi. Można mieć, co prawda, wątpliwości, czy zjawisko to można uważać za dostatecznie dostępne, zdaje

się, że jest właśnie przeciwnie, jedynie garstka astronomów specjalizujących się w zagadnieniach służby czasu ma „bezpośredni“ kontakt z rozpatrywanym zjawiskiem, zwłaszcza, jeśli chodzi o najwyższą dokładność; dla przykładu w USA istnieje jedno, jedyne obserwatorium (*US Naval Observatory*), zajmujące się wyznaczaniem czasu z najwyższą osiągalną obecnie dokładnością. Praktyczna dostępność skali czasu związanej z obrotem Ziemi pochodzi stąd, że czas wyznaczony bezpośrednio na podstawie obrotu Ziemi jest dzielony przez możliwie dokładne zegary (mechaniczne lub lepiej kwarcowe) na godziny, minuty i sekundy, a następnie udostępniany np. dzięki sygnałom radiowym (rys. 1).

Wychodząc więc z dobowego obrotu Ziemi zdefiniowano średnią sekundę słoneczną jako $1/86400$ średniej doby słonecznej, a odpowiednia skala czasu wyznacza czas uniwersalny (*TU* lub *UT*) zwany też *średnim czasem Greenwich (GMT)*.

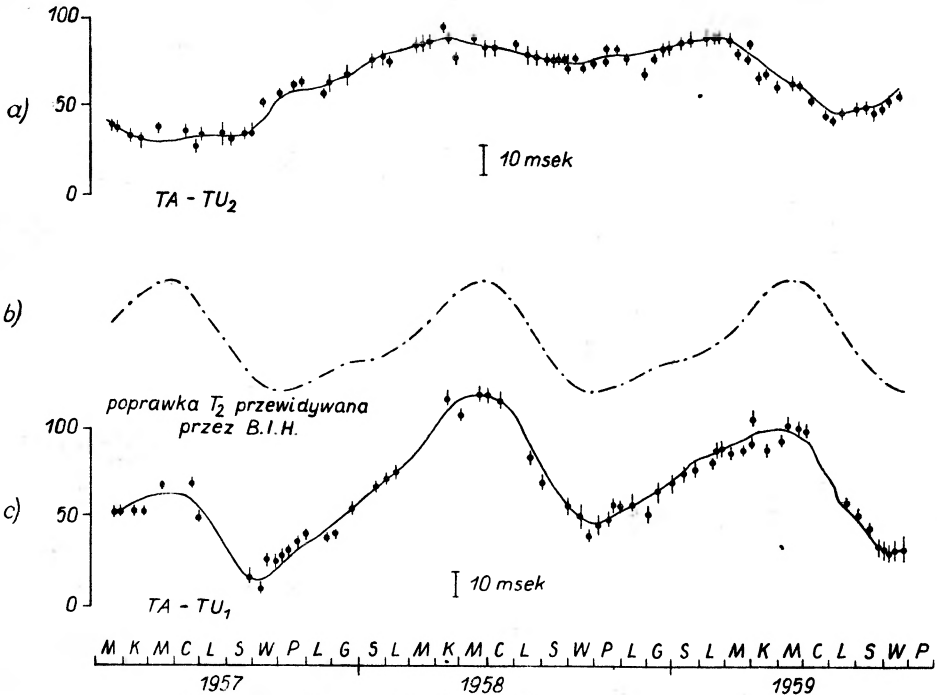
Należy jeszcze zauważyć, że w zasadzie skale czasu można oprzeć np. na obiegu Księżyca wokół Ziemi czy Ziemi wokół Słońca. Jednak takie skale byłyby na ogół mniej dokładne [2] (powolniejszy ruch, zatem mniejsze kąty), jak to wykazuje poniższa tabelka:

Względny błąd wyznaczenia różnych odstępów czasu		
na podstawie obrotu Ziemi		na podstawie obiegu Księżyca
1 doba	$1 \cdot 10^{-8}$	—
30 „	$0,25 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
365 „	$1 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$
5 lat	—	$1 \cdot 10^{-10}$

Interesujące były wyniki prowadzonego od 1872 r. porównywania skali czasu związanej z obrotem Ziemi ze skalami wyznaczonymi przez obieg Ziemi i innych planet wokół Słońca [6]: okazało się, że pierwsza z tych skal różni się nieznacznie od innych, które są między sobą zgodne. Należy w tym miejscu podkreślić, że czas z punktu widzenia astronomii stanowi po prostu współrzędną niezależną w inercjalnych równaniach ruchów ciał niebieskich [2], dzięki czemu ich współrzędne stają się miarą czasu [3], który odczytujemy z tablic efemeryd (tablice efemeryd — współrzędnych niebieskich, np. Jowisza — zestawiono do r. 2060 z dokładnością do dziesięciu miejsc znaczących). Otóż powyższą niezgodność można było wyjaśnić bądź jako wyraz niedoskonałości teorii ruchów planet, bądź — co było bardziej prawdopodobne — jako wynik nierównomierności obrotu Ziemi dookoła osi, mianowicie w okresie od 1872 do 1903 r. średnia doba wydłużała się średnio o $7 \cdot 10^{-3}$ sek, od 1903 do 1934 — skracała się o $5 \cdot 10^{-3}$ sek, a od 1934 r. wydłuża się o średnio $2 \cdot 10^{-3}$ sek na rok.

Nowsze porównania średniego czasu słonecznego z dobrymi zegarami kwarcowymi i atomowymi pozwoliły wykryć i dokładnie przebadać nieregularne i regularne (o okresie 1 i 0,5 roku, 27,6 i 13,6 dnia) wahania obrotu Ziemi² [7].

Powyższe nieregularności powinny być uwzględnione w pomiarach wyższej dokładności, w związku z czym wprowadzono czas uniwersalny wyrównany ze względu na nierównomierności wiekowe (TU_1) oraz czas uniwersalny wyrównany ponadto ze względu na zmiany periodyczne (TU_2). Jednak nawet



Rys. 2. Regularne (b) i nieregularne (a) zmiany obrotu Ziemi wyznaczone w oparciu o równomierną skalę czasu atomową TA

skala TU_2 wykazuje wahania rzędu 0,02 sek. (rys. 2). Z tego względu na Międzynarodowej Konferencji Miar i Wag w 1956 r. [6] została przyjęta jako urzędowa jednostka czasu sekunda efemerydalna (czas efemerydalny TE). „Nowa“ sekunda powstała jako wynik uśrednienia sekund słonecznych średnich za okres ostatnich 300 lat, dzięki czemu było możliwe podanie jej definicji z niezwykłą, nigdzie nie spotykaną dokładnością:

$$\text{sek}_{TE} = \text{sek} = \frac{12\,960\,276\,813}{408\,986\,496} \cdot 10^{-9} = \frac{1}{31\,556\,925,9747}$$

² Przyczyny tych nierównomierności nie są dobrze znane, w każdym razie jednym z przyczynków do zmian wiekowych (0,01 sek/rok) jest stałe tracenie przez Ziemię energii ruchu obrotowego w procesach niezachowawczych (np. tarcie przyływowe), zmiany sezonowe (okresowe) o wartości 0,16 sek/rok wiąże się z cyklem pogodowym, wiatrami itp. (zmiany momentu bezwładności).

roku zwrotnikowego w epoce 1900,0. Związek sek_{TE} z sek_{TU} można uwydatnić przez porównanie sek_{TU} z metrem wziętym jako odległość między dwiema rysami na wzorcu archiwalnym. Jeśli teraz uwzględnimy skończoną grubość odpowiednich rys i wprowadzimy dostatecznie cienkie kreski na osi rys, to metr wyznaczony przez ich odległość odpowiadałby właśnie sek_{TE} .

Należy podkreślić, że sek_{TE} wyżej określona jest wyznaczona w istocie rzeczy przez roczny ruch obiegowy Ziemi wokół Słońca, co powinno zapewnić jej dostatecznie wysoką stałość. Ponieważ jednak ruch orbitalny Ziemi jest znacznie powolniejszy od obrotowego, więc podanie sek_{TE} z najwyższą dokładnością, wymagające zebrania dostatecznego materiału obserwacyjnego i jego opracowania, trwało do niedawna przynajmniej dwa lata, a obecnie prawdopodobnie już (jeszcze!) „tylko“ kilka miesięcy. A więc wyznaczenie czasu z bardzo wysoką dokładnością dokonuje się z opóźnieniem przynajmniej kilku miesięcy! [2, 3].

W zagadnieniach, w których nie jest wymagana wysoka dokładność (cywilna służba czasu), praktycznie jest używana dawna sekunda.

3. Laboratoryjne („ziemskie“) wzorce czasu (częstości)

Jak widzieliśmy w § 2, im częściej powtarza się zjawisko będące punktem wyjścia dla pomiaru czasu, tym pomiar ten może być dokładniejszy. W skali laboratoryjnej zjawiska tego rodzaju są doskonale znane, a szczególnie wysoką niezmiennością wyróżniają się drgania piezokwarcu i zwłaszcza częstości fal elektromagnetycznych wypromieniowanych lub absorbowanych przez takie mikroukłady jak atomy i cząsteczki.

Rozwój elektroniki w latach ostatnich umożliwia zliczanie drgań fal elektromagnetycznych aż do zakresu mikrofalowego z dowolną praktycznie dokładnością pod warunkiem dostatecznej ich monochromatyczności i stałości. Do tego celu służy bardzo wyspecjalizowana technika układów dzielenia, powielania, dodawania i odejmowania częstości oraz urządzeń sumujących (całkujących) drgania oraz zliczających (analogicznych do liczników cząstek jądrowych).

Już od 1927 r. zaczęto wykorzystywać we wzorcach częstości, a zarazem i czasu ($T = 1/\nu$) drgania kryształu kwarcu [3]. Sam zegar kwarcowy był układem zliczającym i sumującym te drgania. Jednak dopiero w ostatnich latach zegary te osiągnęły najwyższą dobroć możliwą w tego rodzaju układach. Na dobroć takiego zegara (zresztą każdego zegara) składają się głównie dwa czynniki: stałość charakterystyk z upływem czasu i dokładność. Wysoką stałość zapewnia wybór kryształów o szczególnie jednorodnej budowie, wielomiesięczne starzenie i dobór kształtu zapewniającego maksymalną niezależność od zmian temperatury (pierścieniowe kryształy Essena o średnicy zewnętrznej ~ 60 mm).

W tej chwili na całym świecie istnieje tylko kilka zegarów o stałości aż $0,3 \cdot 10^{-10}$ /dobę (w ciekłym helu, nawet $\leq 1 \cdot 10^{-11}$ /dobę [8]), czyli 10^{-8} na rok.

W przeciętnym zegarze kwarcowym stałość ta wynosi $3 \cdot 10^{-9}$ /dobę. Naturalne ograniczenie stałości wynika z parowania kryształu, okazuje się mianowicie, że usunięcie atomowej (sic!) warstwy z płytki krystalicznej o grubości 1 cm zmienia jej częstość już o 10^{-8} [9].

Prócz starzenia się przebiegającego równomiernie w czasie, są możliwe przypadkowe, nieregularne i przy tym znaczniejsze zmiany wynikające z niedoskonałości kryształów, dlatego też zegary kwarcowe pracują co najmniej parami. Druga, istotna cecha zegara — jego dokładność, zależy od ostrości krzywej rezonansowej drgań kryształu, ta zaś mierzona przez $\Delta\nu/\nu$ (ν — częstość drgań, $\Delta\nu$ — szerokość krzywej rezonansowej w połowie wysokości) jest dana przez dobroć Q kryształu przekraczającą obecnie niejednokrotnie 10^6 , co zapewnia dokładność co najmniej równą stałości 10^{-8} /rok.

Zegary kwarcowe już około r. 1950 umożliwiły dosyć dokładne zbadanie sezonowych nierównomierności obrotu Ziemi.

Znacznie większą stałość i dokładność zapewniają wzorce atomowe [9, 10]. Można je podzielić na dwie zasadnicze grupy:

- 1) typu wzorca kwarcowego (aktywne), tzn. wytwarzające drgania o wzorcowej częstości (masery),
- 2) wzorce pasywne kontrolujące (pilotujące) zegary kwarcowe — wzorcecezy itp.

W pierwszym przypadku wykorzystujemy wymuszoną emisję promieniowania elektromagnetycznego przez atomy lub cząsteczki najczęściej w dziedzinie mikrofalowej. Układ, w którym emisja ta ma miejsce, działa po prostu jako generator mikrofal, a ich częstość stanowi właśnie wzorzec [11, 12, 13].

W drugim przypadku [10] korzystamy ze zjawiska absorpcji promieniowania mikrofalowego przez atomy lub cząsteczki. Wskaźnikiem osiągnięcia częstości wzorcowej jest maksimum absorpcji.

Zastosowanie wzorców atomowych (cząsteczkowych) w pomiarach czasu najwyższej dokładności wynika przede wszystkim z niezwykle wysokiej czystości spektralnej (ostrość linii) ich promieniowania sięgającej 10^{-12} ($\Delta\nu/\nu$) oraz wysokiej stałości, równej przynajmniej 10^{-11} .

Jako wygodną charakterystykę wzorca atomowego można wprowadzić jego dobroć Q [2, 9] (podobnie jak dla obwodów elektrycznych), którą w tym przypadku wiąże się z ostrością nastawienia wzorca na częstość wzorcową. Im większa ostrość nastawienia (monochromatyczność drgań), tym większe Q . Płósciowo Q oznacza stosunek częstości wzorcowej ν do szerokości $\Delta\nu$ krzywej rezonansowej wzorca w miejscu, gdzie wysokość krzywej różni się o 3 db (tzn. jest 2 razy mniejsza) od wysokości w maksimum. Oczywiście im bardziej ostra jest ta krzywa, tym dokładniej można wyznaczyć jej środek względnie tym pewniej regulować automatycznie wzorzec na środek krzywej (linii).

Ponieważ wzorce atomowe można rozpatrywać prawie zawsze jako układ dwóch sprzężonych (słabo) oscylatorów (jednym oscylatorem jest atom lub cząsteczka, drugim mikrofalowa wnęka rezonansowa), więc jako Q wzorca otrzymamy w najlepszym wypadku iloczyn dobroci oscylatorów elementarnych

(atomów lub cząsteczek) i wnąki: $Q_{wz} = Q_{at} \cdot Q_{wn}$, a skoro w najkorzystniejszym przypadku $Q_{at} = \frac{\nu}{\Delta\nu} \geq 10^9$ (dla Cs) i $Q_{wn} \approx 10^4$, przeto $Q_{wz} \approx 10^{13}$. Położenie maksimum można wyznaczyć, o ile sygnał jest dostatecznie silny, zasadniczo z dokładnością do 10^{-3} szerokości połówkowej [9, 13], wobec tego precyzja odczytu mogłaby sięgać nawet 10^{-16} częstości wzorcowej, zwykle jednak jest ograniczona przez szумы (zazwyczaj ciepłne), które w typowych przypadkach narzucają granicę 10^{-13} [9, 13].

Naturalnie wysoka dobroć Q wzorca, jak wynika z powyższego jest koniecznym warunkiem jego dokładności, jednak nie wystarczającym, jak słusznie, a pewnie i nieco złośliwie, zauważa Clemence [2] (astronom): „ Q ma przykładowo takie znaczenie dla dobroci wzorca jak pojemność akumulatorów dla dobroci samochodu: określona pojemność akumulatorów jest oczywiście konieczna, ale niedostateczna dla wysokiej jakości samochodu“.

Ponieważ w pomiarach laboratoryjnych interesują nas na ogół odstępy czasu, a epoka, w której pomiar jest wykonywany, nie ma na ogół znaczenia (choć, być może, powinna być brana pod uwagę), więc wzorzec atomowy wydaje się tutaj bardzo odpowiedni. Jakkolwiek można sobie wyobrazić w ogólności pracę ciągłą wzorców atomowych w przeciagu stosunkowo długich okresów czasu, to jednak nieprzerwane ich działanie bez żadnych ograniczeń nie wydaje się w tej chwili możliwe, dlatego też astronomowie [2] uważają, że wzorzec atomowy nigdy nie będzie mógł być wzorcem pierwotnym w sensie ustalenia skali czasu z podaniem epoki. Sprawa ta w tej chwili pozostaje otwarta.

Wbrew powyższym „przepowiedniom“ astronomów zasadniczo istnieją już nieliczne wzorce atomowe pracujące próbnie jako wzorce pierwotne wyznaczające atomową skalę czasu [14]. Osiąga się to w ten sposób, że wzorzec atomowy współpracuje z bardzo dobrym zegarem kwarcowym. Tak jak w technice przechowywania czasu „astronomicznego“ zagadnienie polega na kontrolowaniu chodu zegara kwarcowego przez systematyczne porównywanie jego wskazań z danymi obserwacji astronomicznych, podobnie tutaj wzorzec atomowy służy do okresowego (zwykle dwa razy w miesiącu) sprawdzania chodu zegara kwarcowego.

Istnieją sugestie wprowadzenia fizycznej jednostki czasu (proponuje się nazwę *essen*) niezależnie od urzędowo obowiązującej [2]. Jednostka ta byłaby wyznaczona z bardzo wysoką dokładnością względną, lepszą od 10^{-10} , przy tym nie byłby potrzebny wielomiesięczny okres obserwacji i ich opracowywania. Byłoby jednak konieczne wycechowanie nowej jednostki w sekundach urzędowych, co jak dotąd udaje się z niedostateczną dokładnością [14, 15], głównie z powodu ograniczonej jeszcze dokładności danych astronomicznych. Podjęto jednak już następujące prace wstępne:

Markowitz i wspóln. w Waszyngtonie wyznaczyli częstość wzorca cezowego w oparciu o czas efemerydalny z błędem prawdopodobnym $\pm 2 \cdot 10^{-9}$ i częstość tę przyjęli jako podstawę atomowej skali czasu A_1 . Inna atomowa

skala czasu TA_1 została przyjęta w Neufchâtel, gdzie w drodze porównania z pomocą sygnałów radiowych częstości masera amoniakalnego ze skalą A_1 przyjęto jako częstość wzorcową NH_3 : 23 870 128 870 Hz. Już wcześniej, bo w 1957 r. w drodze pomiaru częstości wzorca $^{14}NH_3$ w oparciu o skalę czasu TU_2 (w okresie od II. 1957 r. do VIII. 1957 r.) przyjęto jako podstawę skali TA częstość 23 870 129 235 Hz. Obecnie skala TA_1 opiera się na częstości masera z $^{15}NH_3$: 22 789 421 730 Hz.

A. Masery [11, 12, 13]

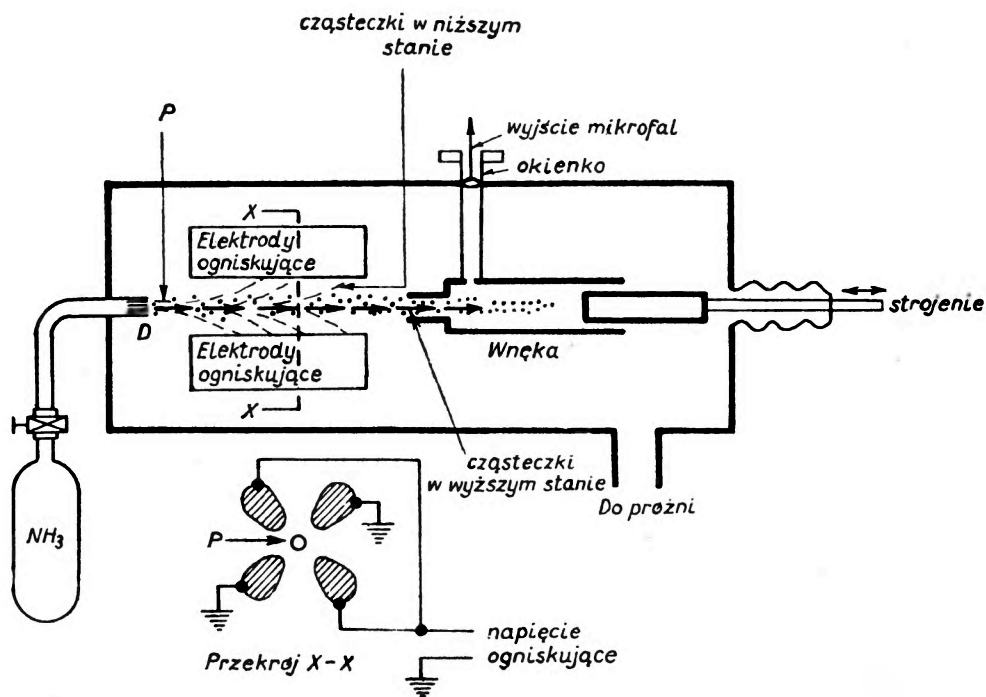
Nazwa maser symbolizuje zdanie: *Microwave amplification by stimulated emission of radiation*. Zasadę działania masera opartego na wydzieleniu cząsteczek (lub atomów), mogących emitować promieniowanie elektromagnetyczne, dzięki czemu staje się on generatorem drgań wzorcowych, podał w 1954 r. Townes i zrealizował w przypadku cząsteczek amoniaku. Obecnie stałość i precyzja tego rodzaju wzorców sięga 10^{-11} , a dokładność 10^{-9} .

Masery mogą być w ogólności układami nie tylko generującymi mikrofałę (ewentualnie fale dłuższe), lecz także wzmacniającymi (amplifikacja), jak i analizującymi skład promieniowania (spektrometry). Zastosowane jako wzorce częstości muszą spełniać szereg warunków, takich jak znaczna ostrość linii (czystość spektralna, monochromatyczność) $\nu/\Delta\nu$, dostatecznie wysoki stosunek sygnału do szumów, niezależność centralnej częstości linii (ν_0) od warunków zewnętrznych i czynników aparaturowych i jak największa wartość ν_0 .

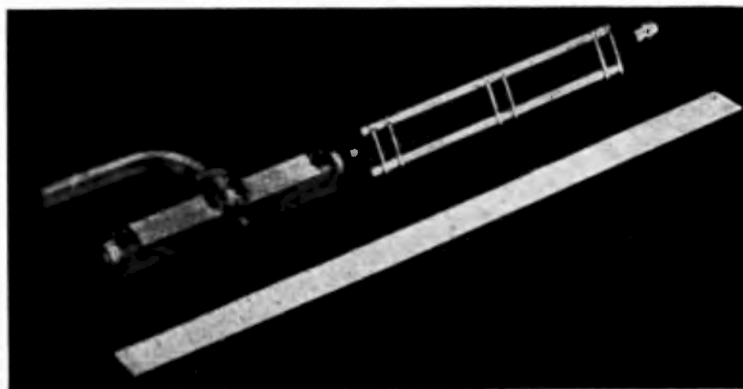
Powyższe warunki spełnia najlepiej maser amoniakalny [16]. Wielokanałowa dysza D (rys. 3) wytwarza, w temperaturze pokojowej, promień cząsteczkowy P cząsteczek amoniaku $^{15}NH_3$. W związku ze zjawiskiem inwersji azotu w tej cząsteczce [9, 17] najniższe poziomy oscylacyjne są rozszczepione na pary poziomów. Rozszczepienie poziomu podstawowego wynosi $\sim 2,3$ GHz ($\nu = \Delta E/h$), czemu odpowiada promieniowanie o długości fali $\sim 1\frac{1}{4}$ cm. Ponieważ w temperaturze pokojowej $h\nu \ll kT$, więc oba poziomy są obsadzone praktycznie jednakowo.

Inwersyjne widmo oscylacyjne NH_3 [18] wykazuje jeszcze strukturę rotacyjną. W maserach wykorzystuje się najsilniejszy z prążków 3–3 (liczby kwantowe rotacyjne J i K – całkowity moment pędu i jego rzut na oś cząsteczki). Prążek ten wykazuje niestety budowę nadsubtelną związaną z momentem kwadrupolowym ^{14}N [14]. Z tego względu lepiej nadawałby się prążek 3–2, który tej budowy nie wykazuje, prążek ten jest jednak znacznie słabszy, wobec czego w celu podtrzymania drgań niegasnących w maserze należałoby wprowadzić do niego więcej cząsteczek, co znów przedstawia inne niedogodności. Ostatecznie stosuje się izotop ^{15}N [16], w którym ze względu na $I = \frac{1}{2}$ moment kwadrupolowy jądra znika, a z nim znikają komplikacje związane z budową nadsubtelną. We wzorcu szwajcarskim (Neufchâtel) Bononomiego [16], pracującym już ponad rok, wytarcza 0,1 g $^{15}NH_3$ dzięki wbudowaniu urządzenia rekuperacyjnego.

Promień cząsteczkowy przechodzi z dyszy do tzw. selektora stanów (przekrój u dołu rys. 3, por. też rys. 4) będącego układem wytwarzającym pole elektryczne o wysokiej niejednorodności (na osi promienia natężenie pola



Rys. 3. Maser amoniakalny



Rys. 4. Wnęka rezonansowa, selektor (dwunastobiegunowy) stanów i dysza masera (łączna długość ~40 cm)

równe 0). W polu tym rozszczepienie inwersyjne powiększa się skutkiem efektu Starka [17], przy tym energia stanu górnego rośnie, dolnego maleje, w wyniku czego cząsteczki w górnym stanie są ogniskowane na osi promienia, natomiast pozostałe są usuwane na zewnątrz. Do wnętrza rezonansowej *W* wnika

promień wysoce wzbogacony w cząsteczki w wyższym stanie energetycznym. W tych warunkach staje się możliwa emisja wymuszona (czas życia ze względu na emisję spontaniczną jest rzędu 1 doby) w drodze samowzbudzenia (wymuszenie przez szумы cieplne względnie emisja spontaniczna dają pierwszy kwant, po czym następuje proces lawinowy), o ile jest spełniony warunek progowy: $4\pi\chi'' + 1/Q_L = 0$, czyli $n_2 - n_1 = \frac{\hbar\Delta\nu}{4\pi\mu_{12}^2 Q_L}$ (gdzie χ'' jest składową

urojoną przenikalności paramagnetycznej promienia (strumienia) cząsteczkowego, Q_L — dobrocią układu mikrofalowego, $(n_2 - n_1)$ — różnicą obsadzeń obu poziomów, μ_{12} — momentem dipolowym przejścia), wyrażający pokrycie strat energii w układzie mikrofalowym ($1/Q_L$) przez energię doprowadzaną przez promień cząsteczkowy ($4\pi\chi''$). Ostatnio dochodzi się w maserach do energii drgań rzędu nawet 10^{-8} W.

Szerokość linii emisyjnej NH_3 wskutek zastosowania promienia cząsteczkowego [19] ulega, jak wiadomo, znacznemu zmniejszeniu dzięki wydatnej redukcji efektu Dopplera (składowa prędkości cząsteczek w kierunku prostopadłym do promienia odpowiada kilku stopniom K) oraz wzajemnych oddziaływań cząsteczek (mała gęstość); dalsze obniżenie (10 razy) uzyskuje się przez zastosowanie wnęki o znacznej długości w kierunku promienia [9], co przedłuża znacznie czas życia cząsteczek, a więc powoduje zwężenie linii ($\Delta\nu \cdot \Delta t \approx \hbar$). Jak dotąd, szerokość ta wynosi jednak kilka kHz, a więc $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-7}$, natomiast osiągalny stosunek sygnału do szumów sięga 10^5 ,

dzięki czemu możliwe jest wyznaczenie położenia środka linii z dokładnością przynajmniej 10^{-3} jej szerokości połówkowej, co daje całkowitą precyzję pomiaru wynoszącą przynajmniej 10^{-10} . Jednak nie oznacza to, że taka sama jest dokładność wyznaczenia częstości promieniowania cząsteczek NH_3 , będącej częstością wzorcową. Okazuje się, że oscylator maserowy wykazuje te same ogólne właściwości, co wszelkie (choćby słabo) sprzężone układy drgań, gdyż właśnie wnęka rezonansowa tworzy z oscylatorami cząsteczkowymi NH_3 układ sprzężony. Z powyższej uwagi wynika, że częstość drgań ν_m wytwarzanych przez maser różni się na ogół zarówno od częstości własnej ν_0 cząsteczek, jak również od częstości własnej ν_w wnęki, mianowicie obowiązują

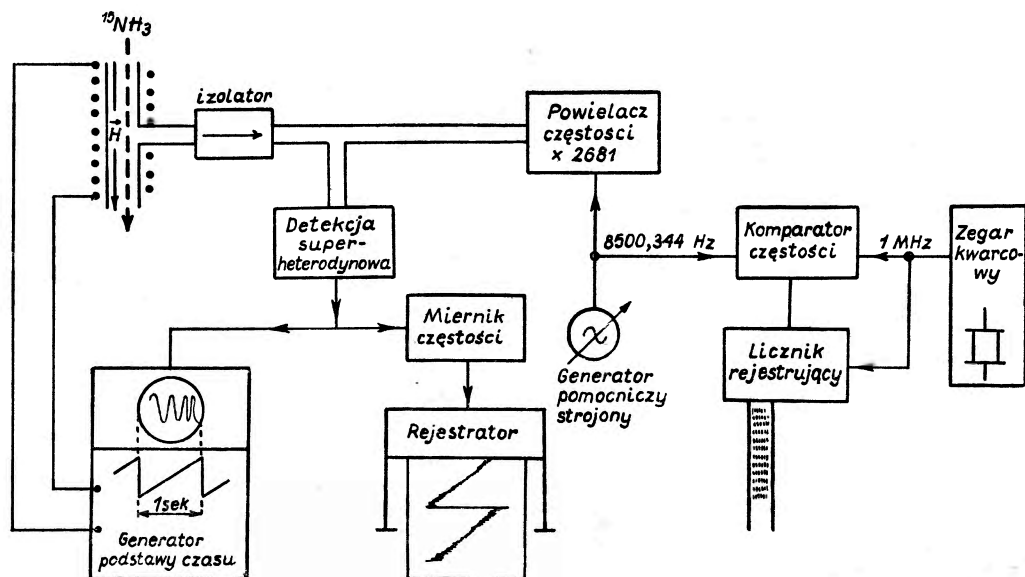
wzór: $\nu_m - \nu_0 = \frac{Q_L}{Q_L + Q_{cz}} (\nu_w - \nu_0)$, gdzie Q_L i Q_{cz} stanowi dobroć odpowiednio układu mikrofalowego i cząsteczki. Ponieważ w danym przypadku $Q_{cz} \gg Q_L$ ($Q_{cz}/Q_L \approx 10^4$) więc:

$$\nu_m - \nu_0 = Q_L Q_{cz}^{-1} (\nu_w - \nu_0).$$

Jest więc rzeczą zasadniczą, by wnęka była dokładnie dostrojona do częstości własnej NH_3 . Jednak gdyby nawet udało się uzyskać dokładne zestrojenie, to utrzymanie go z taką dokładnością, by stałość działania masera była rzędu 10^{-11} , wymagałoby stabilizowania temperatury wnęki (wykonanej z inwaru) z dokładnością $2 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ [9, 14]. Dlatego też w praktyce dopuszcza

się bardzo powolne zmiany monotoniczne temperatury, a pomiaru ν_0 dokonuje się w momencie dokładnego dostrojenia. Wynika jednak z tego konieczność znalezienia kryterium dokładnego zestrojenia, tzn. $\nu_w = \nu_0$. Jedną z najlepszych metod (w przypadku $^{15}\text{NH}_3$) okazała się metoda modulacji zeemanowskiej [14]. Przyłożenie słabego ($\sim 1\text{G}$) pola magnetycznego powoduje symetryczne rozszerzenie (rozszerzenie) linii; jeśli wnęka nie jest dokładnie dostrojona, powoduje ono zmianę częstości masera (ν_m). Zatem w momencie dostrojenia wnęki ν_m nie będzie zależał od pola magnetycznego.

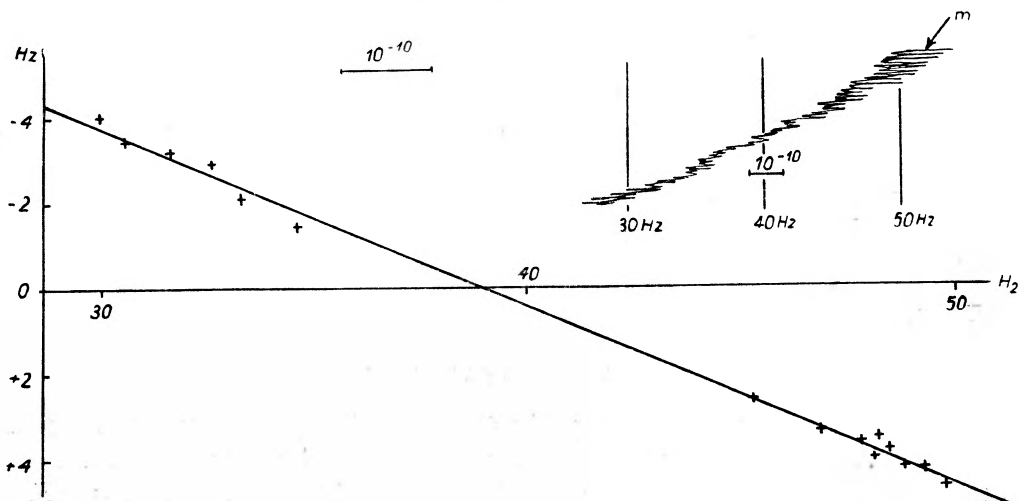
Schemat pomiaru ν_m generowanej przez maser, stanowiącego zarazem kontrolę zegara kwarcowego, przedstawia rys. 5. Bezpośredniemu pomiarowi pod-



Rys. 5. Schemat pomiaru częstości wzorcowej masera

lega tylko częstość dudnień wytwarzanych przez mierzoną częstość wzorcową $\nu_0 = \nu_m$ i częstość porównawczą ν_p , która z kolei powstaje przez powielenie (w znanym stosunku) innej częstości już stosunkowo niskiej. Ta ostatnia jest mierzona w drodze bezpośredniego porównania z zegarem kwarcowym, przy tym liczba dudnień jest zliczana przez odpowiedni falomierz rejestrujący. Układ reguluje się tak, by częstość dudnień ($\nu_m - \nu_p$) była rzędu kilkudziesięciu c/sek. Wnęka powoli chłodzi się od temperatury wyższej do odpowiadającej rezonansowi i równocześnie zostaje do niej przyłożone pole magnetyczne o zmienności w kształcie zębów piły (amplituda $\sim 1\text{G}$) i okresie 1 sek . Jeśli w danej temperaturze wnęki $\nu_w \neq \nu_0$, wówczas ν_m zależy od natężenia pola i to tym bardziej im ($\nu_w - \nu_0$) jest większe, wskutek czego zmienia się także w zależności od pola magnetycznego częstość dudnień $|\nu_m - \nu_p|$, co przejawia się w zapisie tych dudnień w postaci dłuższych lub krótszych odcinków poziomych (np. m na rys. 6). Kiedy $\nu_w \rightarrow \nu_0$, to obszerność zmian $|\nu_m - \nu_0|$, a więc

i $|\nu_m - \nu_p|$ w funkcji pola magnetycznego maleje do zera, przeto odcinki poziome zapisu dudnień skracają się przechodząc w punkt, gdy $\nu_w = \nu_0$, a następnie znów powiększają się po przejściu przez rezonans. Częstość dudnień w momencie zestrojenia otrzymujemy za pomocą krzywej interpolacyjnej (rys. 6). Według ostatnich pomiarów $\nu_0 = (22\ 789\ 421\ 730 \pm 10)$ Hz. Pewne wyobrażenie o stopniu trudności, jakie napotyka się w układach o najwyższej dokładności,



Rys. 6. Na prawo u góry zapis $|\nu_m - \nu_p|$ w zależności od temperatury wnętrza oraz natężenia magnetycznego pola modulującego. Na wykresie na osi odciętych odłożono częstość dudnień $(\nu_m - \nu_p)$ w nieobecności pola modulującego H , zaś na osi rzędnych $(\nu_m - \nu_p)$ warunkowane przez pole H

może dać następująca uwaga: korozja wnętrza prowadząca do zmiany wymiarów rzędu 100 \AA zmienia częstość własną wnętrza o więcej niż 10^{-10} .

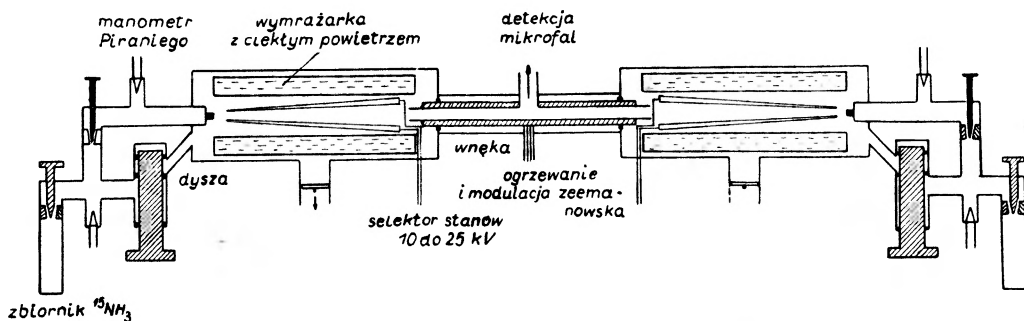
Do wad masera należy silne ograniczenie jego stałości od strony krótkich czasów pomiaru przez szумы ciepłе, mianowicie średnia względna zmiana fazy sygnału po czasie t wywołana przez szумы ciepłе wyraża się wzorem [9, 13]:

$$\frac{\overline{\Delta\theta}}{\theta} = 2 \cdot 10^{-13} t^{-1/2}.$$

Dotychczasowe doświadczenia wykazują zależność częstości masera ν_m od natężenia pola selektora i od gęstości cząsteczek NH_3 . Analiza teoretyczna wskazywała na związek tych zjawisk z istnieniem we wnętrzu poza falą stojącą także fali postępującej [20]. Ta ostatnia ma być związana z nierównomiernym wypromieniowywaniem energii wzdłuż promienia cząsteczkowego. W celu wyeliminowania powyższych efektów zbudowano maser podwójny [16] o wspólnej wnęce, w którym dwa promienie cząsteczkowe bieżą symetrycznie w opozycji (rys. 7). Uzyskane wyniki pozwalają sądzić, że rzeczywiście w tych warunkach następuje skompensowanie efektów fali postępującej, jednak równocześnie występują nowe zjawiska, nie znajdujące jeszcze wyjaśnienia teore-

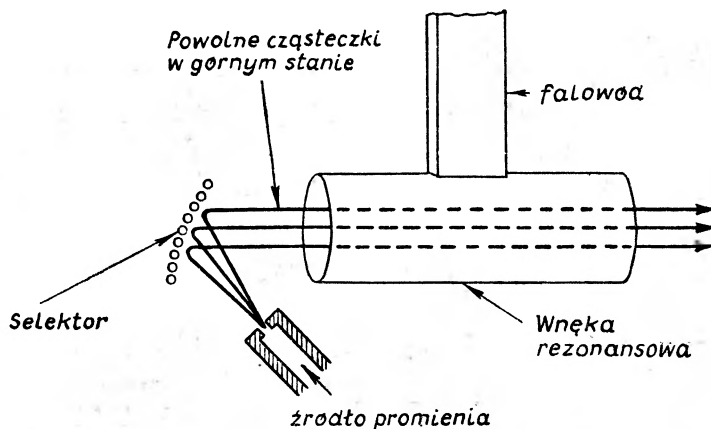
tycznego. W każdym razie panuje opinia, że maser podwójny powinien osiągnąć w przyszłości charakterystyki nie gorsze niż wzorzec cezowy i stać się wzorcem bezwzględny.

Należy podkreślić jeszcze, że działanie masera nie zależy dostrzegalnie od małych zewnętrznych pól elektrycznych i magnetycznych, a dzięki temu, że działa on w oparciu o układ dwóch poziomów nie zachodzi potrzeba dopro-



Rys. 7. Maser podwójny

wadzenia do niego energii w postaci pól wysokiej częstotliwości (wystarcza butla z NH_3). Jedno z niezwykle interesujących zastosowań masera amoniakalnego stanowi stwierdzenie z niezwykle wysoką dokładnością braku ruchu względem ewentualnego bezwzględnego układu odniesienia (eter) [1]. Inne zastosowania to sprawdzanie czystości widmowej oscylatorów kwarcowych i powielaczy częstotliwości.



Rys. 8. Uzyskiwanie w maserze ostrych linii dzięki selekcji prędkości

Maser jest wzorcem, który może być wykonany w postaci zminiaturyzowanej dzięki temu, że pobór energii wiąże się w nim głównie z separacją cząsteczek NH_3 , energia związana z pomiarem częstotliwości wzorcowej mogłaby być stosunkowo niewielka, a sama aparatura próżniowa w ogóle zbędna w przypadku środowiska kosmicznego (umieszczenie na satelicie Ziemi).

Są możliwe dalsze postępy zarówno w dziedzinie zwiększenia precyzji maserów, jak i ich dokładności. Pierwsze można uzyskać przeprowadzając dodatkowo w promieniu cząsteczkowym selekcję prędkości [13]. Stosując „reflektor“ starkowski (jak na rys. 8) ogniskujemy we wnęce cząsteczki odpowiadające małym prędkościom w rozkładzie Boltzmanna-Maxwella. Jednak równocześnie zmniejsza się całkowita rozporządzalna liczba cząsteczek, a więc obniża stosunek sygnału do szumów, co kompensuje w każdym razie częściowo zysk związany ze zmniejszeniem szerokości linii. Duże nadzieje na zwiększenie dokładności daje zastosowanie wnęki podwójnej [14] będącej odpowiednikiem dwóch obwodów rezonansowych silnie sprzężonych. Dobierając odpowiednio wielkość sprężenia otrzymujemy płaskie maksimum krzywej rezonansowej, co powinno zmniejszyć do minimum błędy związane z brakiem dokładnego dostrojenia.

B. Wzorce cezowe (atomowe) [8, 14, 19, 21, 22, 23]

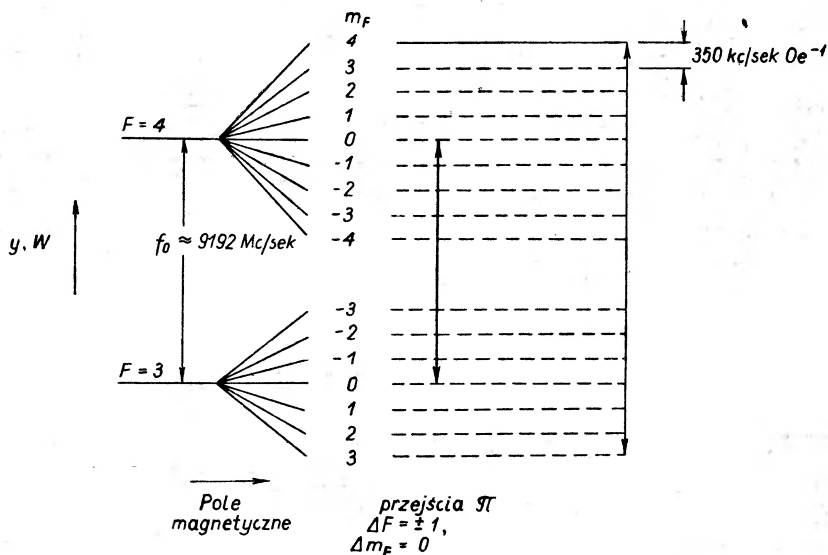
Rabi już w 1945 r. wyraził przekonanie, że rozwinięta przez niego technika rezonansu magnetycznego w promieniu atomowym może być wykorzystana do zbudowania wzorca częstości o takiej dokładności, by stał się możliwy bezpośredni pomiar zmian częstości zależnych od potencjału grawitacyjnego zgodnie z ogólną teorią względności. Odpowiednia aparatura opracowana przez Kuscha w 1949 r. została zbudowana przez Sherwooda i współpr. w *NBS (National Bureau of Standards)* w 1952 r. Jednak dopiero wzorzec zbudowany w *NPL (National Physical Laboratory)* w Teddington (Anglia) w 1955 r. [21] mógł mieć znaczenie praktyczne i został zastosowany do pilotowania nadajnika *MSF* (Rugby) nadającego bardzo dokładne sygnały czasu. Od tego czasu zbudowano już lub jest w budowie (np. w *NPL* o długości ponad 5 m) wiele wzorców tego rodzaju, najlepszy z nich (długości ponad 4 m) znajduje się w Neufchâtel (Szwajcaria) i ma dokładność 10^{-11} [14]. Już od 1955 r. buduje się typy przemysłowe, tzw. *atomichrony* wykazujące obecnie dokładność 10^{-10} [22].

Wzorzec cezowy różni się od masera głównie w następujących punktach: 1) działanie pasywne (na zasadzie absorpcji), 2) przynajmniej 100 razy mniejsza szerokość linii, 3) znacznie niższy stosunek sygnału do szumu, 4) znacznie mniejsza zależność od charakterystyk elektrycznych — wzorzec bezwzględny.

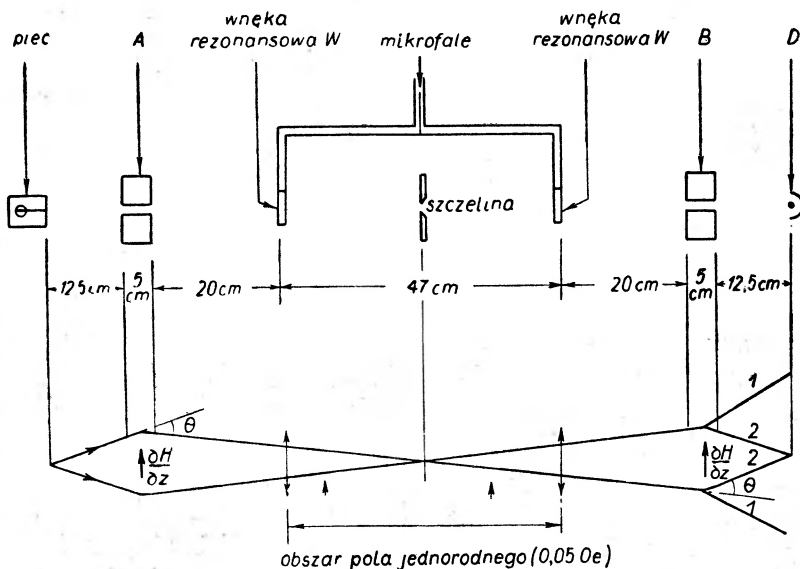
Dotychczas zrealizowano tylko wzorzec atomowy cezowy, gdyż częstość własna cezu jest dostatecznie wysoka ($\sim 10^{10}$ Hz), wykazuje wysoką stałość (mały wpływ pól zewnętrznych itp.), można osiągnąć bardzo małą szerokość połówkową linii ($\Delta\nu/\nu \approx 10^{-9}$), a stosunek sygnału do szumów jest stosunkowo duży.

Stan podstawowy ($^2S_{1/2}$) atomu ^{133}Cs wykazuje rozszczepienie nadsubtelne na dwa podpoziomy (o $F = 4$ i 3) w wyniku oddziaływania spinu jądra $7/2$ ze spinem elektronu optycznego $1/2$ (rys. 9). W temperaturze wytwarzania promienia cezowego ($\sim 150^\circ\text{C}$) obsadzenie obu poziomów jest praktycznie

jednakowe. W polu magnetycznym A o silnej niejednorodności, w które dostaje się promień (rys. 10 i 11) następuje dodatkowe (niewielkie) rozszczepienie zeemanowskie (liczba kwantowa m_F) obu poziomów, w wyniku którego atomy



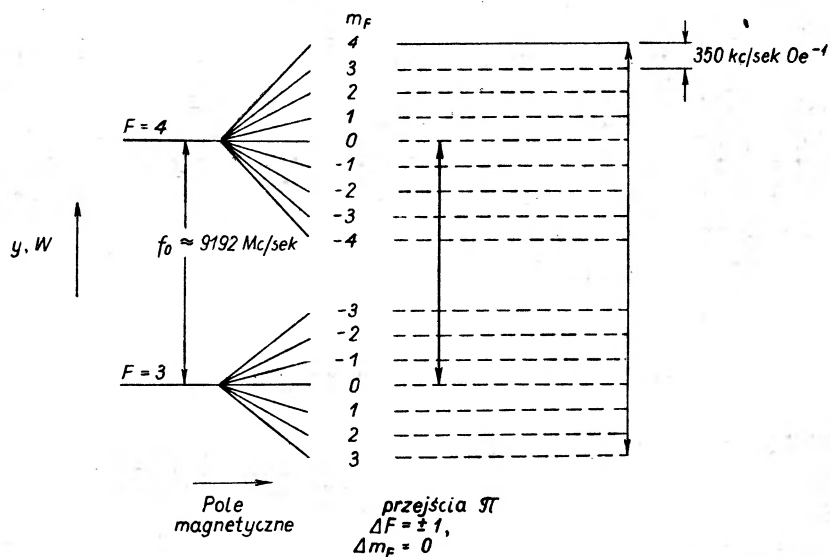
Rys. 9. Rozszczepienie nadsubtelne i zeemanowskie w stanie podstawowym ^{133}Cs



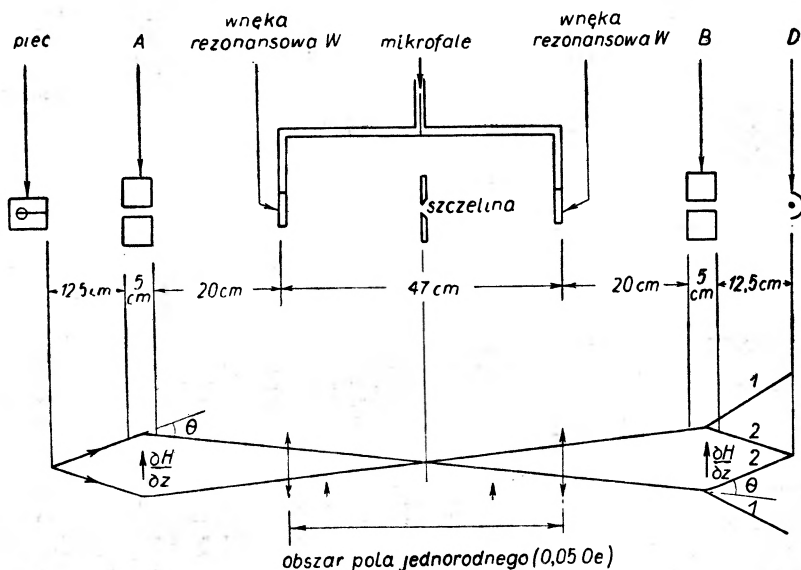
Rys. 10. Droga promieni atomowych we wzorcu cezowym

dziela się równomiernie między 16 powstałych podpoziomów (rys. 9). Dalsza droga atomów zależy przede wszystkim od m_F (magnetyczna liczba kwantowa odpowiadająca rzutowi całkowitego momentu pędu F na kierunek pola). Atom, który dostaje się następnie w pole magnetyczne B , także silnie niejednorodne,

jednakowe. W polu magnetycznym A o silnej niejednorodności, w które dostaje się promień (rys. 10 i 11) następuje dodatkowe (niewielkie) rozszczepienie zeemanowskie (liczba kwantowa m_F) obu poziomów, w wyniku którego atomy



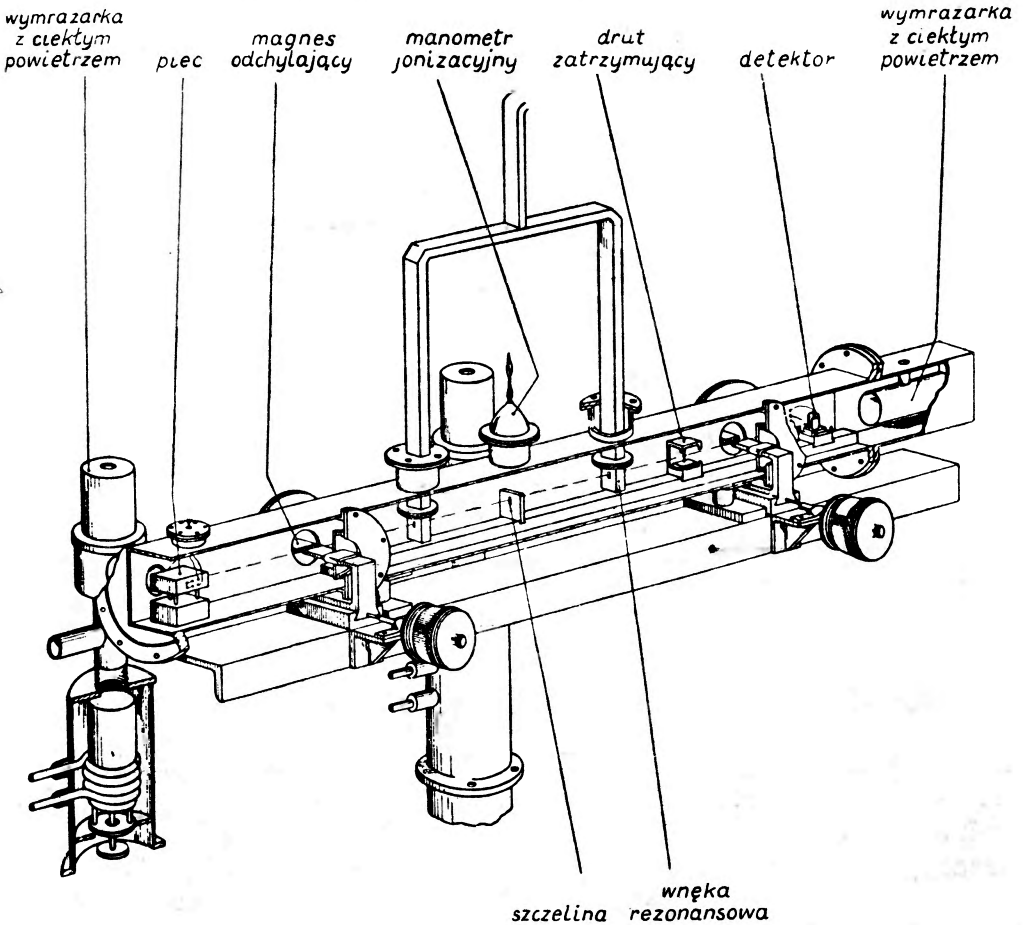
Rys. 9. Rozszczepienie nadsubtelne i zeemanowskie w stanie podstawowym ^{133}Cs



Rys. 10. Droga promieni atomowych we wzorcu cezowym

dziela się równomiernie między 16 powstałych podpoziomów (rys. 9). Dalsza droga atomów zależy przede wszystkim od m_F (magnetyczna liczba kwantowa odpowiadająca rzutowi całkowitego momentu pędu F na kierunek pola). Atom, który dostaje się następnie w pole magnetyczne B , także silnie niejednorodne,

ale o gradience przeciwnym niż w A , ulega odchyleniu w kierunku przeciwnym niż w A i nie dostaje się do detektora (np. gorący drut jonizujący atomy Cs). Umieszczając odpowiednio w przerwie między A i B szczelinę, można wybrać tylko jedną klasę atomów, mianowicie tutaj atomy w stanie o $F = 4$, $m_F = 0$ i $F = 3$, $m_F = 0$ ($1/8$ ogólnej liczby atomów).

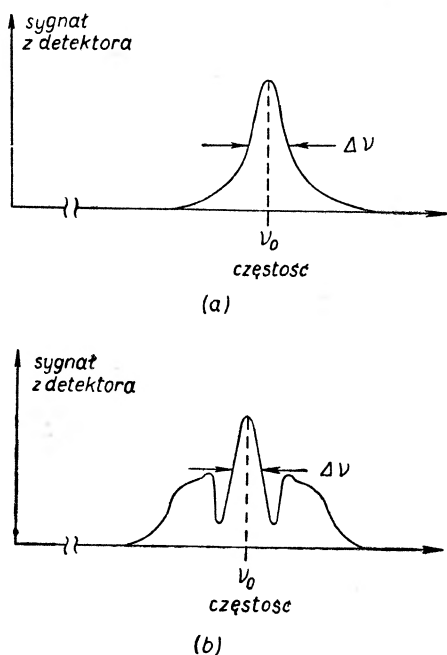


Rys. 11. Widok ogólny wzorca cesowego

Jeśli w tej sytuacji w obszarze między magnesami A i B wytworzymy pole mikrofalowe o częstotliwości odpowiadającej wymuszonemu przejściu emisyjnemu lub absorpcyjnemu $4,0 \rightleftharpoons 3,0$ wówczas atomy, które ulegną takiemu przejściu, zostaną skierowane przez pole B do detektora. Oczywiście maksimum przejść $4,0 \rightleftharpoons 3,0$ zanotujemy przy ścisłym rezonansie pola mikrofalowego z częstotliwością przejścia i wówczas prąd jonów Cs w detektorze będzie najsilniejszy. Częstotliwość pola mikrofalowego zmierzona konwencjonalnymi metodami w momencie rezonansu stanowi właśnie częstotliwość wzorcową.

Wybór przejścia $4,0 \rightleftharpoons 3,0$ jest podyktowany tym, że energie stanów $4,0$ i $3,0$ zależą stosunkowo słabo od natężenia ewentualnego pola magnetycznego

w obszarze między *A* i *B*, jak to widać z rys. 9 i z wzoru $\nu_H = \nu_0 + 427 H^2$; pole o natężeniu 0,1 Oe powoduje zmianę częstości o zaledwie 4 c/sec. W klasycznym doświadczeniu Rabiego pole mikrofalowe rozciągało się na większą część obszaru między magnesami, co zapewniało małą szerokość $\Delta\nu$ linii absorpcyjnej zgodnie z wzorem $\Delta\nu \cdot \Delta t \approx h$, gdzie Δt jest czasem przelotu atomu



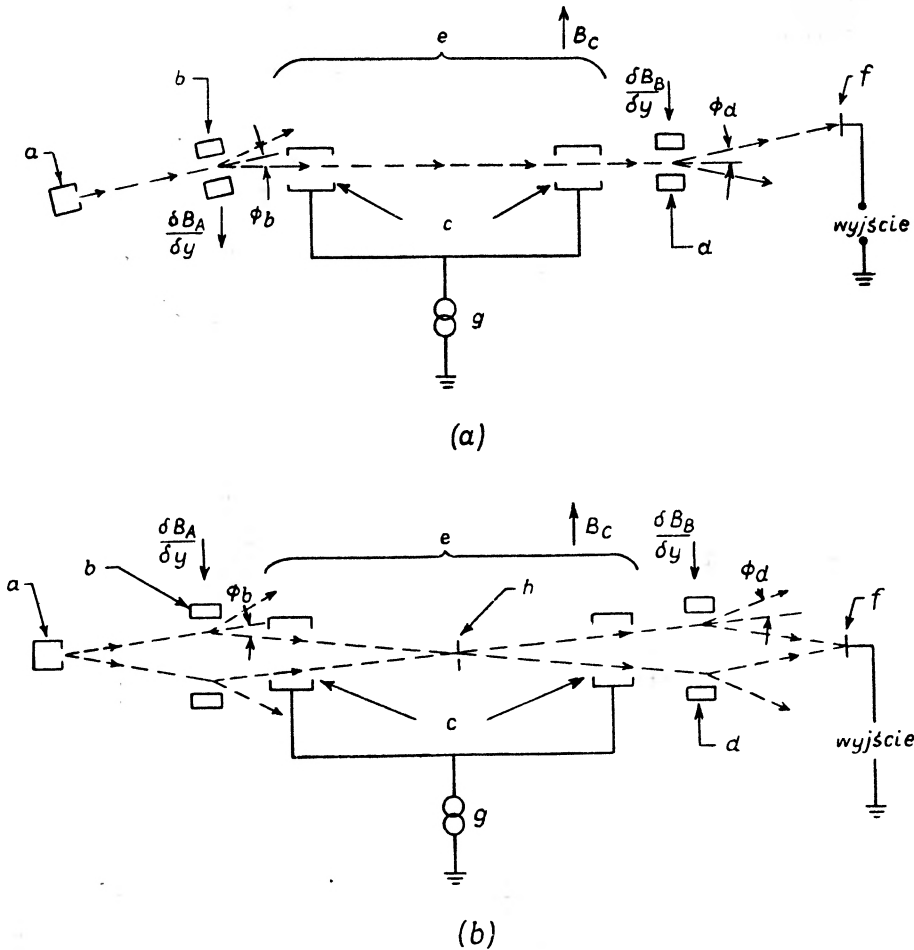
Rys. 12. Kształt linii absorpcyjnej w metodzie Rabiego (a) i Ramseya (b)

w polu mikrofalowym (jeśli najbardziej prawdopodobna prędkość $\approx 2,5 \cdot 10^4$ cm/sec, a długość przelotu 50 cm, to $\Delta\nu = 500$ c/sec). Istnieją jednak trudności z utrzymaniem stałej fazy i amplitudy pola w tak dużym obszarze. Ramsay w 1956 r. wykazał, że praktycznie ten sam wynik (rys. 12 daje porównanie kształtu linii) dają dwie wnęki rezonansowe umieszczone na drodze promienia atomowego w odpowiednio dużej odległości (obecnie nawet 4 m).

Obowiązuje wówczas wzór: $\Delta\nu = 0,65 \frac{v_a}{L}$, gdzie v_a — prędkość najbardziej prawdopodobna, L — odległość wnęk. W obszarze pomiędzy magnesami *A* i *B* pozostaje słabe pole jednorodne w celu zachowania orientacji uzyskanej przez atomy w polu *A* i utrzymania rozszczepienia Zeemana. Niejednorodność 10% przy indukcji pola 0,1 G daje niedokładność 10^{-10} .

Bieg promienia atomowego w atomichronie zgodnie z rys. 13 jest nieco inny (możliwość selekcji prędkości, a stąd zwiężenia linii). W etalonie szwajcarskim (Neufchâtel) przy odległości wnęk 408 cm osiągnięto szerokość linii zaledwie 25 c/sec, podczas gdy w etalonie *NPL* wynosi ona 330 c/sec, a w atomichronach już istniejących 120 c/sec.

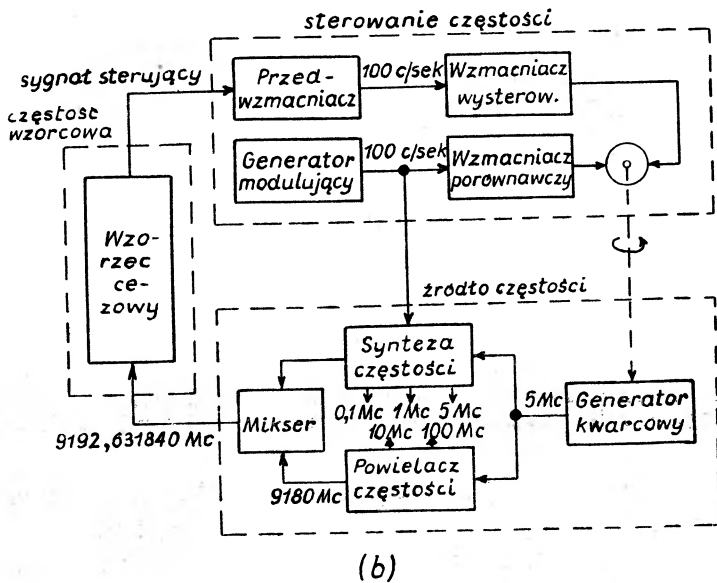
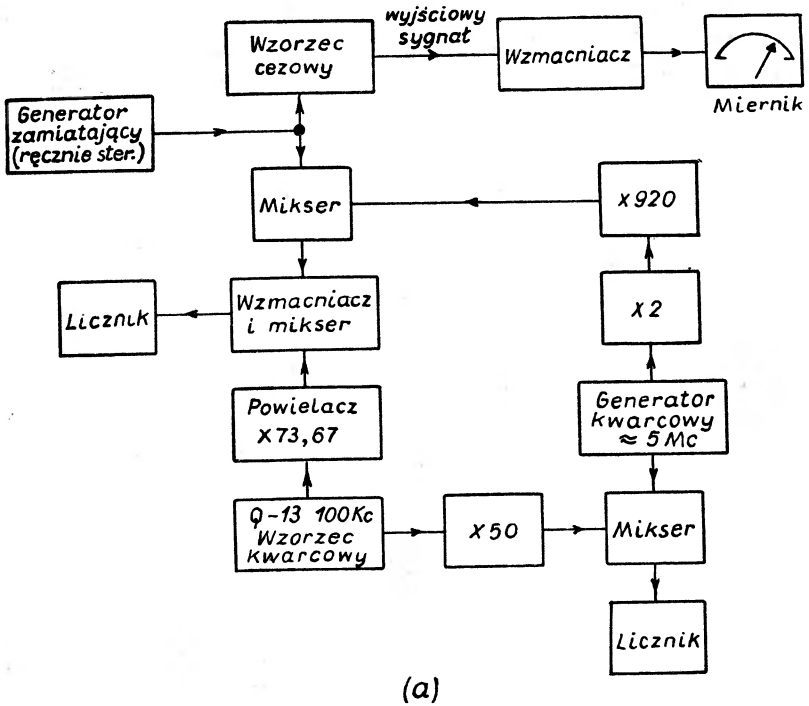
Rys. 14 pokazuje dwa rozwiązania zasilania wnek rezonansowych polem mikrofalowym [22]. We wzorcu *NPL* częstość rezonansowa Cs jest wytwarzana w drodze powielania częstości oscylatora kwarcowego pracującego na częstości podharmonicznej Cs w okolicy 5 MHz, natomiast w atomichronie częstość ta jest uzyskiwana z oscylatora krystalicznego o częstości dokładnie



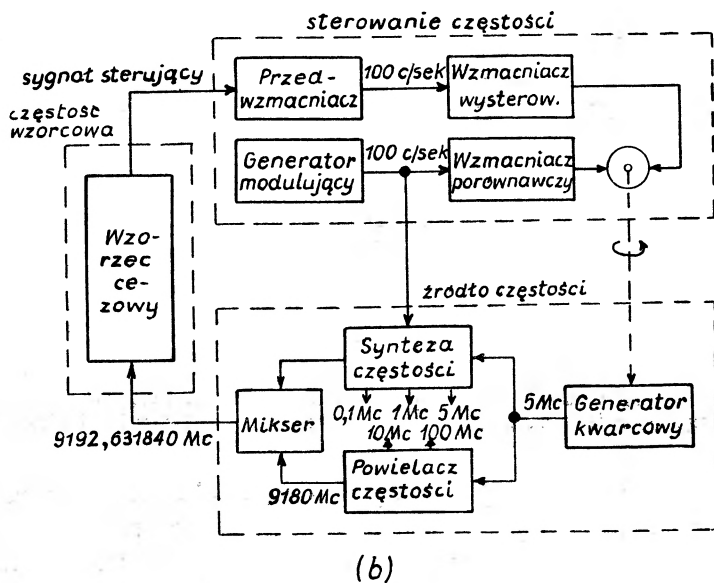
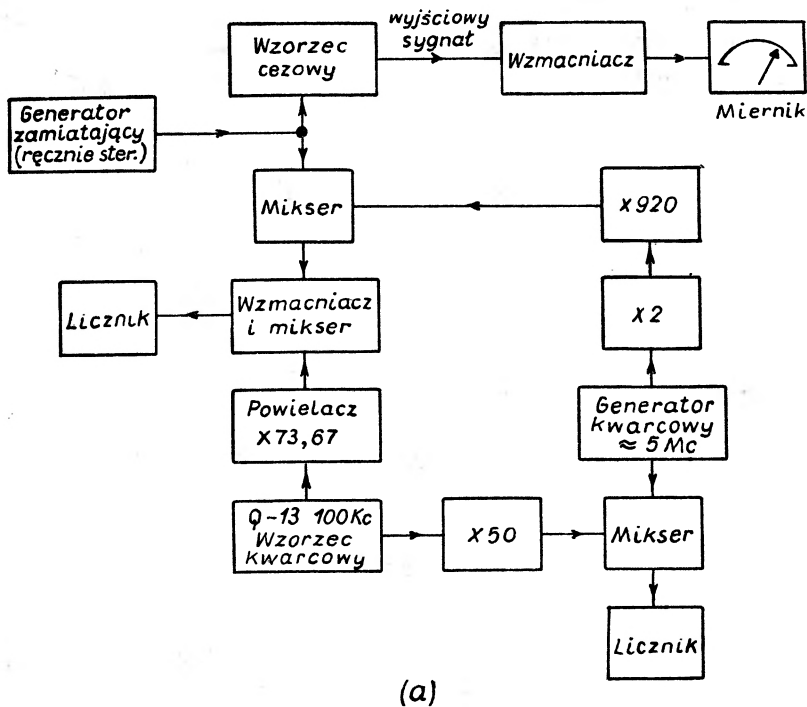
Rys. 13. Drogi atomów w atomichronie (a), we wzorcu *NPL* (b). c – wneki rezonansowe, e – obszar słabego pola jednorodnego, f – kolektor, e – generator 9192 MHz, h – szczelina

5 MHz w drodze odpowiedniej syntezy częstości. W tym ostatnim przypadku pojawiają się niepożądane pasma boczne. Zasilanie wnek wzorca *NPL* jeszcze tym różni się od przypadku atomichronu, że strojenie oscylatora do rezonansu odbywa się ręcznie, gdy tymczasem w atomichronie jest ono zautomatyzowane.

Główne źródła błędów są natury czysto elektronicznej. Jak się okazuje bardzo trudne jest uzyskanie dokładnie jednakowych faz pola mikrofalowego w obu wnekach i zapewnienie w ten sposób symetrycznej postaci linii ab-



Rys. 14. Schemat blokowy wzorca NPL (a) i atomichronu (b)



Rys. 14. Schemat blokowy wzorca NPL (a) i atomichronu (b)

sorpcyjnej Cs; przesunięcie środka linii $\delta\nu$ wywołane przez różnicę faz $\delta\varphi$ daje wzór: $\delta\nu = \frac{\delta\varphi}{180} \Delta\nu$ ($\Delta\nu$ – szerokość linii). Poza tym obecność bocznych pasm, modulacja częstości mikrofal powodują dodatkowe zniekształcenia i błędy [22].

Precyzja wzorca czterometrowego jest rzędu 10^{-11} , a dokładność stwierdzona w drodze porównania z innymi wzorcami przynajmniej 10^{-10} .

Częstość rezonansowa Cs wyrażona w odniesieniu do sek_{TE} wynosi $\nu_E = (9\ 192\ 631\ 770 \pm 20)$ c/sek_{TE} w epoce 1957,0. Nowy atomichron, właśnie przygotowywany, ma mieć dokładność $5 \cdot 10^{-11}$ i stałość dobową 10^{-11} lub lepszą, dzięki udoskonaleniu elektroniki. Jest możliwe, że dalszy zasadniczy postęp osiągnie się przez połączenie odpowiedniego masera z wzorcem cezowym.

C. Wzorce z zastosowaniem podwójnego rezonansu (metody optyczne) [10. 24]

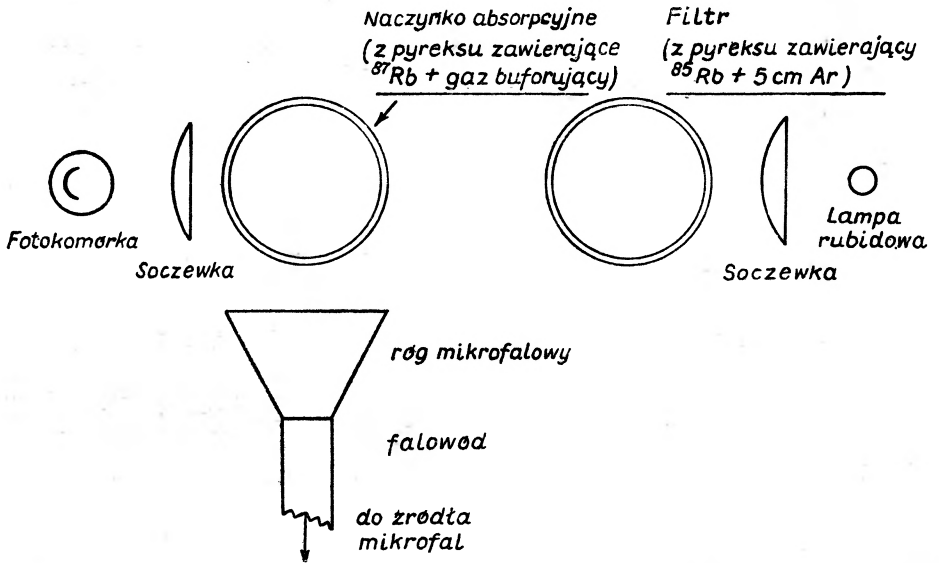
Z punktu widzenia zasady działania wzorce te nie różnią się wiele od wzorca cezowego. Odmienna jest jedynie technika selekcji atomów pozostających w pewnych stanach wyróżnionych, np. w stanie 4,0 w przypadku Cs, oraz technika detekcji rezonansu.

Do selekcji stanów stosuje się powszechnie metody pompowania optycznego³, także detekcja absorpcji rezonansowej (mikrofałe) odbywa się w drodze optycznej przez pomiar zmian natężenia fluorescencji rezonansowej widzialnej lub ultrafioletowej względnie zmian absorpcji rezonansowej (optycznej). Budowa takiego wzorca jest niezwykle prosta i daje znaczne możliwości miniaturyzacji. Ogólny schemat układu w przypadku detekcji przez absorpcję daje rys. 15.

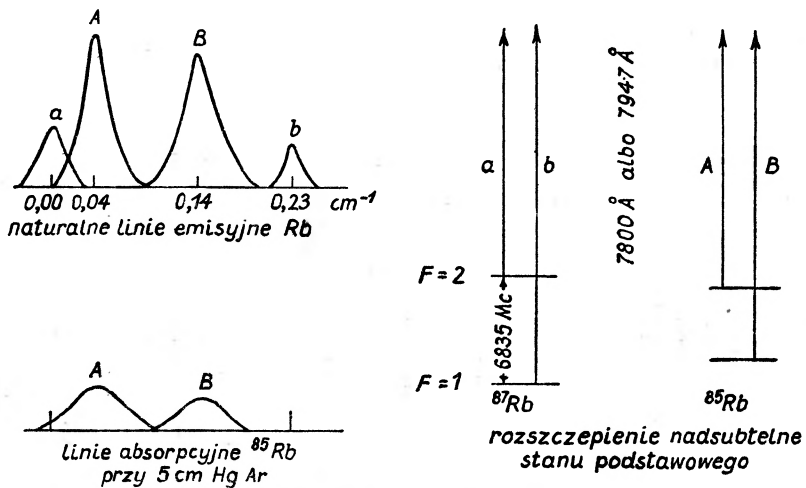
Naczynko szklane *A* z parą nasyconą ^{87}Rb i gazem buforującym (jeszcze lepiej z warstwą ochronną np. eicosanu na ściankach nie powodującą zmian stanu atomów) oświetlamy lampą rubidową poprzez filtr zawierający ^{85}Rb z dodatkiem (~ 5 cm Hg) argonu. Stan podstawowy atomów ^{87}Rb wykazuje rozszczepienie nadsubtelne na dwa stany o liczbie kwantowej *F* równej odpowiednio 1 i 2 (rys. 16). Odpowiednia częstość promieniowania towarzyszącego przejściu z jednego z tych stanów do drugiego wynosi 6,835 GHz. Filtr wydziela (dzięki poszerzeniu i przesunięciu linii ^{85}Rb przez Ar) ze światła lampy rubidowej składnik *b* (por. rys. 16), dzięki czemu absorpcja ma miejsce tylko ze stanu o *F* = 1. Ponieważ powrót promienisty ze stanu górnego odbywa się też do stanu o *F* = 2 (*a*), który zasadniczo nie kombinuje promieniście ze stanem o *F* = 1, przeto mamy tu typowy przypadek pompowania optycznego prowadzący do opróżniania stanu dolnego (*F* = 1), a wzbogacania obsadzenia (*n*₂) stanu górnego (*F* = 2). Zjawisko pompowania optycznego przejawia się w zmniejszeniu absorpcji ze stanu o *F* = 1 wskutek zmniejszenia się populacji tego stanu.

³ T. Skaliński, *Postępy Fizyki* 9, 515 (1958).

Wyżej opisana odmiana metody pompowania [10] zasługuje na uwagę ze względu na to, że nie wymaga zewnętrznego pola magnetycznego, co znacznie upraszcza aparaturę. Jeśli teraz napromieniamy naczynko polem



Rys. 15. Schemat aparatury do optycznej selekcji stanów i detekcji optycznej przejścia między stanami rozszczepienia nadsubtelnego w parze ^{87}Rb



Rys. 16. Budowa nadsubtelna linii rezonansowej rubidu

mikrofalowym z odpowiedniego „rogu“ (można również umieścić naczynko we wnęce rezonansowej), wówczas w wyniku wymuszonej emisji ($2 \rightarrow 1$) zwiększa się obsadzenie n_1 stanu o $F = 1$, a co za tym idzie rośnie gwałtownie absorpcja (optyczna) z tego stanu, co łatwo można stwierdzić posługując się wprost np. fotoogniwem krzemowym („słonecznym“).

Możliwość miniaturyzacji, koniecznej np. w przystosowaniu wzorca do sztucznego satelity, wynika z następujących danych: do zasilania słabej lampy rubidowej wystarcza moc 3 W, a nawet przewiduje się, że w przypadku użycia tranzystorów ≤ 1 W. Reszta aparatury z wyjątkiem termostatu, a mianowicie: oscylator kwarcowy na 4,946 MHz, powielacz częstości do 59,95 MHz i krystaliczny generator harmoniczných, dający współczynnik końcowego powielenia 114, modulator fazy i układ automatycznego nastawiania na środek linii rezonansowej, może być zasilana mocą zaledwie $\frac{1}{2}$ W.

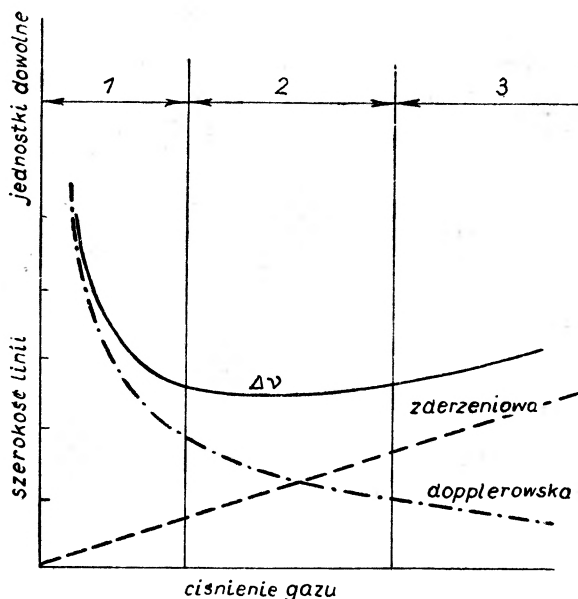
Jeśli w całym naczyniu faza pola mikrofalowego jest jednakowa, a procesy relaksacyjne wyrównujące obsadzenia odpowiednio spowolnione przez obcy gaz szlachetny lub odpowiednie pokrycie ścianek, wówczas czas relaksacji może być nawet rzędu sekund. Niestety szerokość linii, decydująca między innymi o dokładności, jest w normalnych warunkach dosyć znaczna ze względu na poszerzenie Dopplera, np. w przypadku ^{133}Cs , dla którego ze względu na znaczną masę ($M = 133$) poszerzenie powinno być stosunkowo małe ($\Delta\nu_D = = 7,2 \cdot 10^{-7} (T/M)^{1/2} \cdot \nu$), wynosi ono w temperaturze pokojowej aż 9,6 kHz. Jednak w obecności gazu obcego, skracającego wydatnie drogę swobodną atomów, następuje dzięki efektowi Dickego znaczne zwięźenie linii, której szerokość daje teraz wzór: $(\Delta\nu) = 5,6 \frac{L}{\lambda} \Delta\nu_D$, gdzie L jest drogą swobodną atomów, a λ — długością fali mikrofal; i tak np. dla ciśnienia gazu obcego ~ 1 mm Hg $(\Delta\nu) = 50$ Hz! [10, 24].

W przypadku ^{87}Rb osiągnięto $(\Delta\nu) = 20$ Hz (w obecności Ne lub He). W ten sposób niezwykle prostymi środkami osiągamy szerokość linii lepszą niż przy użyciu bardzo złożonej techniki w przypadku promienia atomowego. W ogóle obserwowano już linie o szerokości rzędu 1 Hz, tzn. $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \approx 10^{-10}$ (!) W rzeczywistości szerokości obserwowane są nieco większe od obliczonych z powodu poszerzenia w zderzeniach z atomami gazu obcego buforującego, zależnego od prężności tego gazu. Również w dążeniu do polepszenia stosunku sygnału do szumów (rzędu 100) nie możemy uniknąć pewnego poszerzenia (o czynnik dwa) w wyniku zwiększenia natężenia światła pompującego i natężenia pola mikrofalowego.

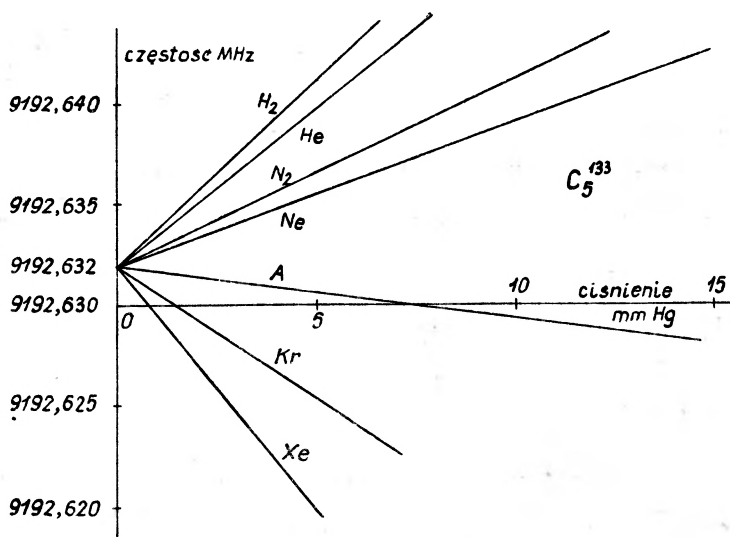
Poszerzenie linii w zderzeniach i zwięźenie dzięki efektowi Dickego wykazuje szerokie płaskie minimum (rys. 17), co umożliwia praktycznie uniezależnienie się od tych efektów [24].

Poważniejszą trudność przedstawia przesunięcie linii w wyniku zderzeń z atomami gazu obcego. Ponieważ jednak przesunięcie wywołane przez gazy lekkie jest znaku przeciwnego do wywoływanego przez gazy ciężkie (rys. 18), przeto można dobrać taką mieszaninę gazów, która wywiera minimalny wpływ.

Wobec tego, że stosuje się zawsze naczynka na stałe zamknięte, pozostaje jeszcze wpływ zmian ciśnienia wywołanych przez zmianę temperatury. I tak np. w przypadku ^{87}Rb z dodatkiem Ar + Ne (50% + 50%) odpowiednie zmiany częstości wynoszą $\frac{1}{3} \cdot 10^{-11}/^\circ\text{C}$ [10].



Rys. 17. Znaleziona teoretycznie szerokość linii rezonansowej zależna od zderzeń i efektu Dopplera-Dickego

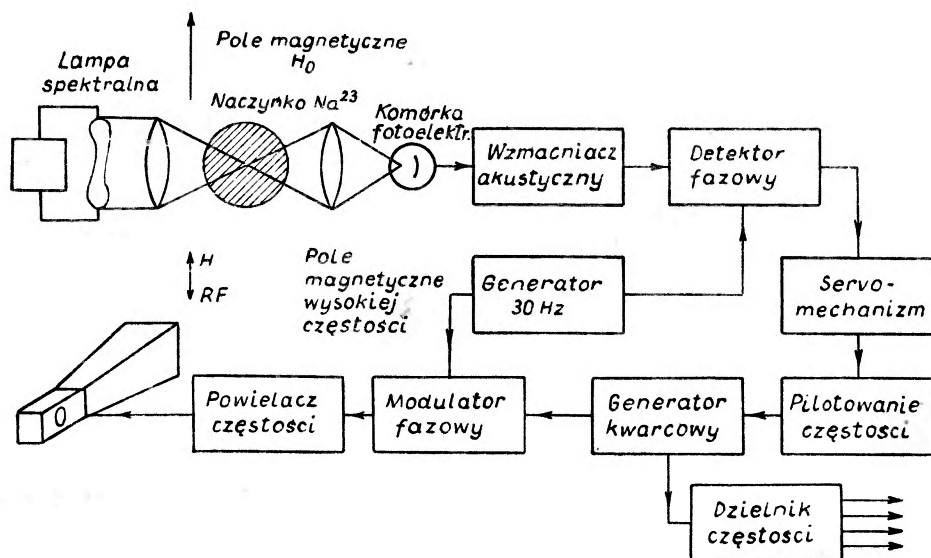


Rys. 18. Zmiana częstości rezonansowego przejścia $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ w zależności od ciśnienia gazu obcego (buforującego)

Jak wynika z powyższego, osiągnięcie stałości rzędu 10^{-11} nie przedstawia trudności, gorzej jest z dokładnością, ponieważ wyznaczenie wzorcowej częstości, właściwej swobodnemu atomowi, wymaga ekstrapolacji do zerowego ciśnienia gazu obcego. Skutkiem tego, pomimo wielu niewątpliwych zalet, omawiany tu typ wzorca może być używany na razie tylko jako bardzo wy-

godny przenośny (podręczny) standard wtórny. Obiecywane wkrótce modele handlowe mają mieć stałość $2 \cdot 10^{-10}$, a dokładność 10^{-9} [14], a więc taką jak masery.

Porównanie wzorca o podwójnym rezonansie z innymi wzorcami wykazuje niezwykłą jego prostotę, a brak elementów strojonych daje niezwykle możliwości powiększenia dokładności. Poza tym czas pracy naczynka z parą jest



Rys. 19. Zegar atomowy wykorzystujący podwójny rezonans

praktycznie nieograniczony, podczas gdy np. w przypadku wzorca z promieniem atomowym Cs zapas cezu wystarcza najwyżej na 2000 godzin.

Wzorce o podwójnym rezonansie dają największe możliwości zastosowania w sztucznych satelitach i raketach sterowanych dalekiego zasięgu.

Wzorce sodowy ze zautomatyzowanym układem elektronicznym pokazuje rys. 19.

Uwagi końcowe

Porównywanie wzorców atomowych ze skalą astronomiczną oraz między sobą opiera się na radiowych sygnałach czasu, przy tym mogą być brane pod uwagę tylko połączenia radiowe długofalowe (np. 18 kHz), gdyż fale krótkie nie nadają się z powodu niedostatecznej stałości warunków rozchodzenia się [14]. W drodze porównywania częstości można uzyskać w ciągu pomiaru trwającego 1 dobę dokładność rzędu 10^{-10} . Większą dokładność ($\pm 0,1$ msek) daje porównywanie sygnałów godzinnych.

Porównywanie różnych etalonów za pośrednictwem obserwacji astronomicznych, zwłaszcza dotyczących czasu efemerydalnego, jest znacznie mniej dokładne skutkiem zbyt małej dokładności krótkookresowych obserwacji astronomicznych.

Z. Leś i F. Leś

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Wyznaczanie elektrycznych kwadrupolowych momentów jąder atomowych

1. Wstęp

Jedną z ważniejszych wielkości określających jądro atomu jest jego elektryczny moment kwadrupolowy. Wielkość ta związana jest z asymetrią rozkładu ładunku elektrycznego wewnątrz materii jądrowej, a więc ze strukturą wewnętrzną jąder. Istnienie momentu kwadrupolowego zostało po raz pierwszy stwierdzone przez Schülera i Schmidta przy badaniu nadsubtelnej struktury linii widmowych europu już 25 lat temu, ale dopiero w ostatnich latach w związku z rozwojem nowych teorii budowy jądra atomowego, a zwłaszcza teorii powłkowej, zainteresowanie momentami kwadrupolowymi i sposobami ich wyznaczenia znacznie wzrosło. W ciągu niedługiego czasu rozwinęły się i udoskocniliły nowe metody pomiaru, dostarczające dokładnych danych o kwadrupolowym oddziaływaniu jąder, zwłaszcza w ciałach stałych i cieczach. Z pomiarów tych można uzyskać bardzo dokładne wartości stosunków momentów kwadrupolowych izotopów danego pierwiastka. Natomiast jeżeli chodzi o bezwzględne wartości tych momentów, to dla przeważającej większości nuklidów są one w dalszym ciągu zbyt mało dokładne. Jest to na ogół związane z tym, że momenty kwadrupolowe jąder nie są wielkością bezpośrednio mierzoną w doświadczeniu, ale muszą być obliczane w oparciu o pewne założenia teoretyczne.

Obecnie stosowane metody wyznaczania elektrycznych kwadrupolowych momentów jąder atomowych podzielić można na dwie zasadnicze grupy. Pierwsza z nich polega w zasadzie na pomiarze energii potrzebnej do reorientacji danego jądra w układzie atomowym czy molekularnym. Chodzi tu zawsze o energię oddziaływania rozkładu ładunków jądrowych, a w szczególności jego części niesferycznej, z nie posiadającymi symetrii sferycznej ładunkami zewnętrznymi. Znaczna większość wyników dotychczas otrzymanych została uzyskana właśnie na tej drodze.

Druga grupa metod opiera się na technice typowej dla fizyki jądrowej. Dane o momentach kwadrupolowych otrzymuje się tu z badań nad oddziaływaniem danego jądra z cząstkami lub fotonami o wysokiej energii (reakcje fotojądrowe, wzbudzenie kulombowskie, pomiary czasów życia wzbudzonych

poziomów jądrowych i inne). Pomiarzy tego typu zostały zastosowane do wyznaczenia momentów kwadrupolowych jąder dopiero w ostatnich kilku latach. Aczkolwiek metody te dotyczą głównie jąder ciężkich, to dostarczyły one już szeregu cennych informacji o jądrze atomowym.

Ponieważ dokładne omówienie wszystkich metod w krótkim artykule nie jest możliwe, więc zajmiemy się wyłącznie metodami grupy pierwszej, przy czym ograniczymy się do kilku najczęściej stosowanych.

2. Definicja elektrycznego kwadrupolowego momentu jądra atomu

Energię elektrostatycznego oddziaływania jąder o wymiarach skończonych z ładunkami elektrycznymi otaczającymi to jądro można ogólnie wyrazić wzorem:

$$W_{el} = e \int_{\tau_n} \varrho_n \varphi d\tau_n = \int_{\tau_n} \int_{\tau_e} \frac{\varrho_e \varrho_n d\tau_e d\tau_n}{r} \quad (1)$$

gdzie $e\varrho_n$ i $e\varrho_e$ oznaczają gęstości ładunku jądra (wskaźnik n) i ładunków zewnętrznych (wskaźnik e), φ — potencjał elektrostatyczny pochodzący od ładunków zewnętrznych, a r — długość wektora wodzącego, łączącego element objętościowy ładunków zewnętrznych $d\tau_e$ z elementem objętościowym jądra $d\tau_n$. Początek układu współrzędnych umieszczony jest w tym wypadku w środku jądra. Aby oszacować wpływ rozmycia ładunku jądra po całej jego objętości na energię oddziaływania kulombowskiego należy obliczyć różnicę energii elektrostatycznego oddziaływania z ładunkami zewnętrznymi jądra o skończonych wymiarach i jądra punktowego, czyli:

$$\Delta W_{el} = e \int \varrho_n \varphi d\tau - Ze^2 \int \frac{\varrho_e d\tau}{r}. \quad (2)$$

Dla takich ładunków zewnętrznych, które w środku jądra mają zerową gęstość, można w otoczeniu początku układu rozwinąć φ na szereg względem potęg (x, y, z) . Wzór (2) przyjmie wówczas postać:

$$\begin{aligned} \Delta W_{el} = e \int \varrho_n \varphi(0) d\tau + e \int \varrho_n [x\varphi_x(0) + \dots + z\varphi_z(0)] d\tau + \\ + \frac{1}{2} e \int \varrho_n [x^2\varphi_{xx}(0) + xy\varphi_{xy}(0) + \dots + z^2\varphi_{zz}(0)] d\tau + \dots - Ze^2 \int \frac{\varrho_e d\tau}{r} \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie:

$$\varphi_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \varphi_{xy} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y}, \quad \varphi_{xx} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}; \dots$$

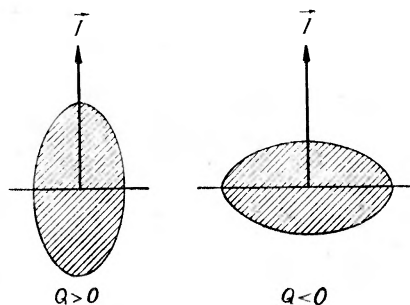
Pierwszy składnik sumy oznacza działanie ładunku punktowego, a więc znosi się z ostatnim. Drugi składnik przedstawia energię oddziaływania elektrycznego dipolowego momentu jądra z polem elektrostatycznym, wytworzonym w miejscu jądra przez ładunki zewnętrzne. Z rozważań teoretycznych (symetria jądra względem płaszczyzny równikowej), potwierdzonych przez doświadczenie, wynika, że elektryczny dipolowy moment jądra jest równy

zeru. Z tych samych względów symetrii znikają wszystkie nieparzyste momenty elektryczne wyższych rzędów. Trzeci człon powyższego rozwinięcia przedstawia oddziaływanie elektrycznego kwadrupolowego momentu jądra z gradientem natężenia pola elektrycznego liczonego w środku jądra, a pochodzącego od ładunków zewnętrznych. Zaniedbując wszystkie wyższe parzyste człony tego szeregu, z całego wyrażenia na ΔW_{el} pozostanie tylko energia oddziaływania kwadrupolowego ΔW_Q :

$$\Delta W_Q = \frac{1}{2}[\varphi_{xx}(0)e \int \rho_n x^2 d\tau + \varphi_{xy}(0)e \int \rho_n xy d\tau + \dots + \varphi_{zz}(0)e \int \rho_n z^2 d\tau]. \quad (4)$$

Korzystając z założenia, że gęstość rozkładu ładunków zewnętrznych w początku układu jest równa zeru, czyli:

Rys. 1. Kształt jądra przy dodatniej i ujemnej wartości Q



$$\nabla^2 \varphi = -4\pi e \rho_e = 0 \quad (5)$$

i zakładając symetrię obrotową tego rozkładu względem wyróżnionej osi z , wzór (4) można przekształcić na:

$$\Delta W_Q = \frac{\varphi_{zz}(0)}{4} e \int (3z^2 - r^2) \rho_n d\tau. \quad (6)$$

gdzie $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Gdy założymy, że rozkład ładunków w jądrze również posiada symetrię obrotową, przy czym oś symetrii pokrywa się z osią spinu jądrowego \vec{I} (niech w układzie związanym z jądrem kierunkowi temu odpowiada oś ζ), to łatwo można sprawdzić, że:

$$\int (3z^2 - r^2) \rho_n d\tau = \int (3\zeta^2 - r^2) \rho_n d\tau \left(\frac{3}{2} \cos^2 \varphi - \frac{1}{2}\right), \quad (7)$$

gdzie φ jest kątem między osiami z i ζ .

Wyrażenie:

$$e \int (3\zeta^2 - r^2) \rho_n d\tau = eQ \quad (8)$$

nazywa się *elektrycznym kwadrupolowym momentem jądra*.

Parametr Q ma wymiar powierzchni i jest miarą odchylenia rozkładu elektrycznego ładunku jądra od symetrii kulistej. Ze wzoru (8) widać, że dla jąder wydłużonych w kierunku osi spinu Q jest dodatnie, a dla jąder spłaszczonych Q ma wartość ujemną (rys. 1). Dla sferycznie symetrycznego rozkładu ładunków

względem osi spinu $Q = 0$ (wszystkie jądra o spinie $I = 0$ lub $I = 1/2$). Dlatego też bardzo często sam parametr Q wyrażony w 10^{-24} cm² nazywany jest momentem kwadrupolowym jądra.

Wielkości Q można przypisać także prostą interpretację pogładową. Jeżeli założymy, że jądro o ładunku Ze ma kształt jednorodnie naładowanej elipsoidy obrotowej o osiach a i b , ustawionej tak, że kierunek osi a jest zgodny z kierunkiem \vec{I} , to można wykazać, że:

$$Q = \frac{2}{5} Z (a^2 - b^2).$$

Ta postać wzoru na Q nasuwa analogię między momentem kwadrupolowym takiej jednorodnie naładowanej elipsoidy obrotowej i różnicą jej głównych momentów bezwładności: $\Theta_a - \Theta_b$. Mianowicie moment bezwładności elipsoidy obrotowej względem osi b wynosi: $\Theta_b = \frac{2}{5} Ma^2$, a względem osi a : $\Theta_a = \frac{2}{5} Mb^2$ (M — masa elipsoidy), więc:

$$\Theta_b - \Theta_a = \frac{2}{5} M (a^2 - b^2).$$

Korzystając z wzorów (6), (7) i (8) energię oddziaływania kwadrupolowego można zapisać w postaci:

$$\Delta W_Q = \frac{eQ\varphi_{zz}(0)}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2\varphi - \frac{1}{2} \right). \quad (9)$$

Jak widać z tego wzoru, do wyznaczenia Q potrzebna jest znajomość zarówno energii oddziaływania kwadrupolowego ΔW_Q , jak i gradientu pola w miejscu jądra, $\varphi_{zz}(0)$. W zależności od tego, czy jądro, którego moment kwadrupolowy chcemy wyznaczyć, wchodzi w skład swobodnego atomu czy też większego zespołu cząstek, jak swobodna molekula, kryształ itp., stosowane są różne techniki pomiaru ΔW_Q . Również gradient pola $\varphi_{zz}(0)$ w sposób istotny zależy od rozkładu i rodzaju ładunków otaczających dane jądro. Niestety, podczas gdy ΔW_Q można wyznaczyć eksperymentalnie stosunkowo dokładnie, to — jak dotąd — nie ma metody pomiaru $\varphi_{zz}(0)$. Gradient ten dla danego rozkładu ładunków zewnętrznych znajduje się teoretycznie, co na ogół jest sprawą bardzo trudną, a otrzymane wartości są mało pewne. Stosunkowo najprościej problem oszacowania tego gradientu przedstawia się w atomie swobodnym, dlatego też przegląd sposobów pomiaru ΔW_Q i wyznaczania stąd elektrycznych kwadrupolowych momentów jąder zaczniemy właśnie od atomu swobodnego.

3. Wyznaczanie Q z pomiaru energii oddziaływania kwadrupolowego w swobodnym atomie

W przypadku atomu swobodnego gradient pola elektrycznego w miejscu jądra pochodzi wyłącznie od elektronów powłok elektronowych, przy czym wszystkie kuliste symetryczne rozkłady ładunków nie wnoszą przyczynku do gradientu pola ($\varphi_{zz}(0) = 0$). Ponieważ zarówno zamknięte powłoki elektronowe, jak i elektrony s i $p_{1/2}$ mają kuliste symetryczny rozkład ładunku, więc gradient pola w miejscu jądra jest wywołany jedynie przez elektrony powłok

niezamkniętych, dla których $j \geq 1$, o ile oczywiście superpozycja tych elektronów nie daje symetrycznego rozkładu ładunku (a więc musi być równocześnie $J \geq 1$). Energia ΔW_Q jest zatem wynikiem oddziaływania niesymetrycznego kuliście rozkładu ładunku powłoki elektronowej atomu z również niesymetrycznym rozkładem ładunku jądra.

Ośią symetrii powłoki elektronowej atomu jest wektor krętu całkowitego \vec{J} . Według modelu wektorowego w swobodnym atomie wektory \vec{I} i \vec{J} tworzą ze sobą stały kąt, więc wzór (9) można w tym wypadku zapisać w postaci:

$$\Delta W_Q = \frac{B}{4} \left[\frac{3}{2} \cos^2(\vec{I}, \vec{J}) - \frac{1}{2} \right], \quad (10)$$

gdzie:

$$B = eQ \overline{\varphi_{JJ}(0)}. \quad (11)$$

B posiada wymiar energii i nazywa się stałą sprzężenia kwadrupolowego, a $\varphi_{JJ}(0)$ jest liczoną w miejscu jądra średnią wartością gradientu pola elektrycznego powłoki elektronowej o symetrii obrotowej względem osi \vec{J} . Dla niedużych wartości I, J i F (F — liczba kwantowa krętu całkowitego powłoki elektronowej i jądra, $F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|$) można $\cos^2(\vec{I}, \vec{J})$ wyrazić za pomocą tych liczb kwantowych [1]. Wówczas:

$$\Delta W_Q = \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2} C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (12)$$

gdzie $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. Jeżeli potrafimy wyznaczyć ΔW_Q , to wzór (12) pozwala obliczyć stałą oddziaływania kwadrupolowego B .

W swobodnym atomie energia oddziaływania kwadrupolowego ΔW_Q dodaje się do energii poziomu elektronu określonego liczbami kwantowymi J, I i F . Wobec tego całkowitą energię tego poziomu można przedstawić w postaci:

$$W_F = W_J + A \frac{C}{2} + B \frac{\frac{3}{2} C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (13)$$

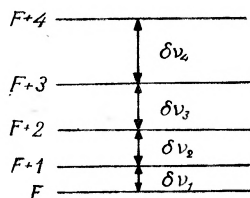
W_J oznacza tu energię termu struktury subtelnej, drugi człon tego wzoru jest odpowiedzialny za oddziaływanie magnetyczne między jądrem i powłoką elektronową (struktura nadsubtelna), a ostatni, zgodnie z wzorem (12), przedstawia energię oddziaływania kwadrupolowego. $A = \mu_I \overline{H(0)} / \sqrt{I(I+1)J(J+1)}$ jest stałą struktury nadsubtelnej (μ_I — magnetyczny moment dipolowy jądra, $\overline{H(0)}$ — średnie natężenie pola magnetycznego w miejscu jądra), a C ma to samo znaczenie co we wzorze (12).

Doświadczenie wykazuje, że na ogół stała B jest znacznie mniejsza od stałej A , wobec czego schemat rozszczepienia nadsubtelnego można wyobrazić sobie w sposób następujący: Dla nuklidu o spinie I term struktury subtelnej o liczbie kwantowej J rozszczepia się pod wpływem magnetycznego oddziaływania jądra z powłoką elektronową na $2I+1$ (gdy $I \leq J$), lub $2J+1$ (gdy $I \geq J$) poziomów struktury nadsubtelnej o różnych wartościach F ; pod wpływem

elektrostatycznego oddziaływania jądra z powłoką elektronową każdy z tych poziomów zostaje przesunięty o ΔW_Q .

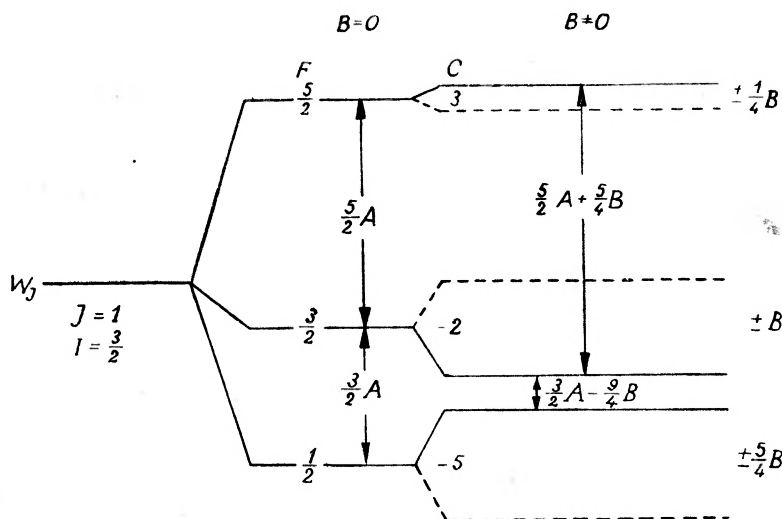
Z wzoru (13) widać, że w przypadku braku oddziaływania kwadrupolowego różnica energii między dwoma poziomami o liczbach kwantowych $F+1$ i F wynosi:

$$W_{F+1} - W_F = A(F+1) \quad (14)$$



Rys. 2. Schemat poziomów nadsubtelnego rozszczepienia

Oznacza to, że wzajemne odległości $\delta\nu_1, \delta\nu_2, \dots$ poziomów struktury nadsubtelnej (danego termu W_J) o liczbach kwantowych $F, F+1, F+2, \dots$ wyrażone w jednostkach energetycznych mają się do siebie jak $(F+1):(F+2):\dots$



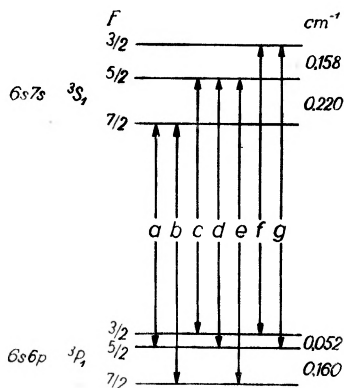
Rys. 3. Schemat poziomów struktury nadsubtelnej dla $J = 1, I = 3/2, Q = 0$ (na lewo) i $Q \neq 0$ (na prawo). Linie ciągłe odpowiadają $B > 0$, przerywane — $B < 0$

(rys. 2). Prawidłowość ta nazywa się *regulą interwałów sprzężenia magnetycznego* lub *regulą Landego* dla struktury nadsubtelnej.

Oddziaływanie elektrostatyczne wprowadza zmianę położenia poszczególnych poziomów (różną dla różnych wartości F), co z kolei pociąga za sobą odstępstwa od reguły interwałów. Badanie stosowalności reguły interwałów dla poziomów nadsubtelnej struktury może więc służyć do wyznaczenia stałej oddziaływania kwadrupolowego B . Na rys. 3 podany jest schemat poziomów struktury nadsubtelnej dla $J = 1$ i $I = 3/2$ w wypadku $B = 0$ i $B \neq 0$.

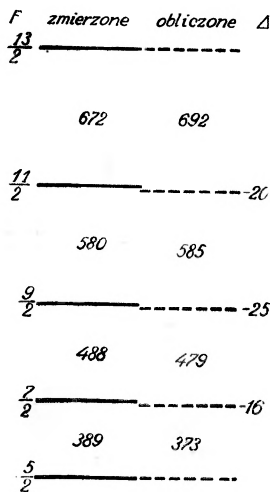
3.1. Optyczna metoda wyznaczania stałej B

Jak wiemy, linia spektralna jest wynikiem promienistego przejścia między dwoma poziomami energetycznymi atomu. Jeżeli poziomy te wykazują rozszczepienie nadsubtelne, to zamiast pojedynczej linii spektralnej powstaje



Rys. 4. Schemat poziomów i przejść struktury nadsubtelnej dla linii $\lambda = 6799 \text{ \AA}$ w $^{173}\text{Yb I}$

linia złożona z pewnej liczby składowych, tworzących tzw. hipermultiplet. Przykład takiej nadsubtelnej struktury linii podany jest na rys. 4. Jak widać, interesujące nas dla wyznaczenia stałej B , różnice energetyczne między po-



Rys. 5. Schemat poziomów struktury nadsubtelnej w Bi I . Odległości między poziomami podane są w 10^{-3} cm^{-1} . Δ oznacza różnicę między odległością zmierzoną a obliczoną na podstawie reguły interwałów

ziomami nadsubtelnego rozszczepienia można znaleźć z pomiaru odległości między składowymi hipermultipletu. Odległości te mierzy się stosując metody spektroskopii interferencyjnej. Ponieważ na ogół taki pomiar nie jest eksperymentalnie łatwy (zwłaszcza dla linii o większej liczbie składowych), więc do analizy wybiera się zazwyczaj linię powstającą przy przejściu między termem badanym i drugim, możliwie nieskomplikowanym, o którym wiadomo, że spełnia regułę interwałów ($B = 0$).

Przypadek taki przedstawia np. linia $\lambda = 6799 \text{ \AA}$ ($6s6p^3P_1 - 6s7s^3S_1$) $^{173}\text{Yb I}$ (rys. 4) zanalizowana przez Schülera i współpracowników [2]. Spin jądra

^{173}Yb $I = 5/2$. Poziom 3S_1 spełnia zupełnie dokładnie regułę interwałów, natomiast ze znacznego odstępstwa od tej reguły dla poziomu 3P_1 można wnioskować o dużej wartości stałej B . Z pomiarów otrzymano:

$$\begin{aligned} A(^3S_1) &= -0,0630 \text{ cm}^{-1}, & B(^3S_1) &= 0 \\ A(^3P_1) &= -0,0374 \text{ cm}^{-1}, & B(^3P_1) &= 0,0277 \text{ cm}^{-1}. \end{aligned}$$

Innym przykładem takiej analizy jest podany na rys. 5 schemat poziomów rozszczepienia nadsubtelnego termu $6p7s^2P_2$ w ^{209}Bi II, otrzymany przez Schülera i Schmidta [3]. Spin jądra ^{209}Bi jest równy $9/2$. Z podanych na rysunku różnic pomiędzy odległościami zmierzonymi, a wynikającymi z reguły interwałów, autorowie otrzymali: $B = 0,0363 \text{ cm}^{-1}$.

3.2. Obliczanie $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ i Q

Jak już było wspomniane, do obliczenia wartości momentu kwadrupolowego ze stałej oddziaływania B , potrzebna jest znajomość średniej wartości gradientu pola elektrycznego w miejscu badanego jądra (wzór 11).

Potencjał elektrostatyczny pochodzący od rozkładu ładunków o gęstości $e\rho_e$ wyraża się wzorem:

$$\varphi(0) = e \int \frac{\rho_e d\tau}{r}, \quad (15)$$

gdzie $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ jest odległością elementu $d\tau$ rozkładu ładunków od początku układu. Różniczkując dwukrotnie wyrażenie podcałkowe otrzymamy:

$$\varphi_{JJ}(0) = -e \int \rho_e \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{r^3} d\tau, \quad (16)$$

gdzie ϑ oznacza kąt między wektorem wodzącym \vec{r} i wektorem \vec{J} (zgodnym z osią symetrii obrotowej rozkładu ładunków elektronów w swobodnym atomie), a znak minus pochodzi od ujemnego znaku ładunku elektronu.

W formalizmie mechaniki kwantowej całkowanie w ostatnim wzorze oznacza średniowanie wyrażenia $(3 \cos^2 \vartheta - 1)/r^3$ po funkcjach własnych Ψ_J^M rozpatrywanego stanu, dla $M = J$ (M — magnetyczna liczba kwantowa). Należy więc obliczyć element macierzowy:

$$\left(\frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{r^3} \right)_{J,J} = \left(\Psi_J^{*M} \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{r^3} \Psi_J^M \right). \quad (17)$$

W przybliżeniu, w którym funkcje własne ψ poszczególnych elektronów dają się przedstawić w postaci iloczynu części radialnej i części kątowej, wyrażenie $\overline{(3 \cos^2 \vartheta - 1)r^{-3}}$ dla pojedynczego elektronu można zapisać:

$$\left(\frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{r^3} \right) = \overline{r^{-3}} \cdot \overline{(3 \cos^2 \vartheta - 1)}. \quad (18)$$

Wykorzystując związki (16), (17) i (18) w równaniu (11) na moment kwadrupolowy Q otrzymujemy wyrażenie:

$$Q = \frac{B}{e\varphi_{JJ}(0)} = - \frac{B}{e^2 \sum [r^{-3}(3 \cos^2\vartheta - 1)]}, \quad (19)$$

przy czym suma rozciągnięta jest na wszystkie elektrony danej konfiguracji, które wnoszą jakiś przyczynek do stałej B . Występująca w tym wzorze średnia wartość $\overline{r^{-3}}$ jest, ogólnie biorąc, bardzo trudna do obliczenia, co wiąże się z niedokładną znajomością radialnych części funkcji falowych. Daje się ją jednak wyrazić w sposób przybliżony za pomocą wielkości, które mogą być wyznaczone doświadczalnie, np. za pomocą stałej oddziaływania spin-orbita ζ_l . Mianowicie:

$$\overline{r^{-3}} = \frac{\zeta_l}{2Z^*\mu_B H}, \quad (20)$$

gdzie Z^* oznacza efektywny ładunek jądra dla elektronów zewnętrznych, μ_B — magneton Bohra, a $H = H(Z, l)$ jest poprawką relatywistyczną wprowadzoną przez Casimira [1]. Wstawiając wyrażenie (20) na $\overline{r^{-3}}$ do wzoru (19) otrzymujemy ostatecznie:

$$Q = - \frac{BZ^*H}{\zeta_l \sum (3 \cos^2\vartheta - 1)} \cdot 0,7457 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (21)$$

Stała B wyrażona jest tu w mK¹, ζ_l w K. Wartość ζ_l oblicza się ze znanych odległości między poziomami struktury subtelnej dla danej konfiguracji elektronowej. Ogólnie przyjmuje się: $Z^* \cong Z$ dla elektronów s , $Z^* \cong Z - 4$ dla elektronów p , $Z^* \cong Z - 10$ dla elektronów d . Wartości funkcji $H(Z, l)$ dla różnych Z i l są stabilizowane.

Wartość średnia $\sum (3 \cos^2\vartheta - 1)$ zależy od kształtu kątowych części funkcji własnych poszczególnych poziomów danej konfiguracji elektronowej. Casimir [1] wyprowadził ogólne wzory pozwalające obliczyć odpowiednie elementy macierzowe, jednak tylko w przypadku konfiguracji jednoelektronowej lub dwuelektronowej typu (s, l) , tzn. gdy gradient pola elektrycznego w miejscu jądra pochodzi od jednego elektronu $l > 0$ (elektron s ma kuliste symetryczny rozkład ładunku). Jeżeli natomiast rozpatrywane termy powstały z konfiguracji składającej się z dwu lub więcej elektronów o $l \geq 1$, to potrzebne elementy macierzowe trzeba obliczyć, stosując metody mechaniki kwantowej do każdego konkretnego wypadku.

W związku z tym, że do obliczenia $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ trzeba korzystać z przybliżonych metod mechaniki kwantowej, ocena dokładności wyznaczenia kwadrupolowego momentu jądra jest bardzo trudna. Nawet bardzo starannie przeprowadzone pomiary stałej B mogą dostarczyć wartości Q obarczonej znacznym błędem,

¹ 1 kaysler (1K) = 1 cm⁻¹, jednostka liczby falowej, często stosowana w spektroskopii optycznej; 1 mK = 10⁻³ K.

wynikającym z niedokładnej znajomości gradientu pola $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$. Dokładność otrzymanej dla pewnego nuklidu wartości Q zwiększa się, jeżeli pomiary i potrzebne obliczenia zostały przeprowadzone dla różnych poziomów energetycznych lub nawet różnych stopni jonizacji danego atomu. W ten sposób uzyskuje się również potwierdzenie, że znalezione odstępstwo od reguły interwałów jest wywołane rzeczywiście momentem kwadrupolowym jądra, a nie np. zaburzeniem badanego poziomu przez inne, sąsiednie. Z przytoczonej poniżej tabelki widać na przykład dobrą zgodność między wartościami Q zmierzonymi dla różnych poziomów i przy różnych stopniach jonizacji dla jąder ^{121}Sb i ^{209}Bi , co może świadczyć o poprawności przeprowadzonych pomiarów i obliczeń:

Jądro	Widmo	Stan	$Q \times 10^{24} \text{ cm}^2$	Autor
^{121}Sb	Sb I	$5p^2 6s^2 P_{3/2}$	- 0,54	Leś [4]
	Sb II	$5p 6s \ ^3P_2$	- 0,53	Murakowa [5]
^{209}Bi	Bi I	$6p^3 \ ^2D_{3/2}$	- 0,41	Schüler, Schmidt [3]
	Bi II	$6p 7s \ ^3P_2$	- 0,36	
		$6p 7s \ ^3P_1$	- 0,43	
		$6p 7s \ ^1P_1$	- 0,39	
	Bi III	$7p \ ^2P_{3/2}$	- 0,44	

3.3 Spektroskopia częstości radiowych w strumieniu atomowym

Wyznaczenie stałej B z analizy nadsubtelnej struktury linii widmowych jest, ogólnie biorąc, dość trudne do przeprowadzenia, zwłaszcza dla pierwiastków o większej liczbie izotopów posiadających różne, a przy tym znaczne wartości spinów. Zagadnienie wybitnie upraszcza się, jeżeli możemy dysponować próbkami z separowanymi albo przynajmniej znacznie wzbogaconymi izotopami danego pierwiastka. I wtedy jednak dla wyznaczenia stałej B trzeba znaleźć położenia poziomów nadsubtelnego rozszczepienia zarówno górnego jak i dolnego termu analizowanej linii widmowej. Jeżeli jednak badany term jest stanem podstawowym lub stanem metatrwałym o znacznym czasie życia, to odległości między poziomami nadsubtelnego rozszczepienia można wyznaczyć ze stosunkowo dużą dokładnością za pomocą metody rezonansowej w strumieniu atomowym, bez konieczności analizowania nadsubtelnej struktury linii widmowych. W tym celu strumień atomów badanego pierwiastka przepuszcza się przez niejednorodne pola magnetyczne, podobnie jak w metodzie Rabiego i mierzy się częstości wymuszonych przejść magnetycznych między poziomami zeemanowskiego rozszczepienia nadsubtelnej struktury. Przechodząc do pola zerowego znajduje się tym sposobem szukane odległości. Dokładność tych pomiarów jest duża, gdyż na ogół mierzone częstości leżą w obszarze częstości radiowych.

Między innymi metoda ta została z powodzeniem zastosowana przez Kopfermanna i współpracowników [6] do wyznaczenia Q jądra ^{45}Sc ($I = 7/2$). Rozszczepienie nadsubtelne obu stanów podstawowych: $3d4s^2 \ ^2D_{3/2,5/2}$ jest

tak małe, że metoda optyczna pozwoliła wyznaczyć stałą tego rozszczepienia (A) z dokładnością zaledwie $\pm 30\%$ [7]. Z pomiarów tych absolutnie nie można było wyciągnąć wniosków co do energii oddziaływania kwadrupolowego. Natomiast metodą rezonansu w strumieniu atomowym można było zanalizować bardzo dokładnie strukturę nadsubtelną obu stanów podstawowych, a stąd znaleźć stałe A i B oraz moment kwadrupolowy jądra ^{45}Sc . Rezultaty tych pomiarów są następujące:

$$\text{Stan } {}^2D_{3/2}: A = (269,560 \pm 0,02)\text{MHz}, \quad B = -(26,37 \pm 0,1)\text{MHz}$$

$$\text{Stan } {}^2D_{5/2}: A = (109,034 \pm 0,01)\text{MHz}, \quad B = -(37,31 \pm 0,1)\text{MHz}$$

$$Q(^{45}\text{Sc}) = -(0,22 \pm 0,01) \times 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Niestety, zastosowanie tej metody ogranicza się prawie wyłącznie do stanów podstawowych obojętnych atomów.

Z drugiej strony wiemy, że stany podstawowe ogromnej większości pierwiastków są albo stanami S , albo przynajmniej charakteryzują się liczbą kwantową $J \leq \frac{1}{2}$. W obu tych wypadkach rozkład ładunku elektronów posiada symetrię sferyczną, czyli $\Delta W_Q = 0$, a więc stanów tych nie można wyorkzystać do wyznaczania kwadrupolowych momentów jąder. Dlatego metoda rezonansu w strumieniu atomowym może być zastosowana jedynie do niewielkiej liczby pierwiastków.

4. Inne metody wyznaczania Q

4.1. Oddziaływanie kwadrupolowe w swobodnej molekułe

Jak już było wspomniane, wpływ oddziaływania kwadrupolowego na strukturę poziomów energetycznych w molekułach swobodnych może w zasadzie służyć, podobnie jak w atomie swobodnym, do wyznaczenia elektrycznego kwadrupolowego momentu jąder atomowych. Część doświadczalna tego zagadnienia sprowadza się do wyznaczenia z nadsubtelnej struktury widm rotacyjnych stałej oddziaływania kwadrupolowego badanego jądra z niejednorodnym elektrycznym polem wewnątrzdrobinowym. Stałą tę definiowaną tu jako $B = eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}/h$ (gdzie h — stała Plancka) wyznacza się metodami spektroskopii mikrofalowej w obszarze fal centymetrowych i dlatego dokładność pomiaru jest stosunkowo duża. Ponieważ zagadnienia spektroskopii mikrofalowej i zastosowanie jej do wyznaczenia stałej oddziaływania kwadrupolowego w drobinach były omawiane już w *Postęпах Fizyki* (A. Piekara, tom III/1, 1952) więc ograniczymy się tylko do paru uwag dotyczących dokładności tej metody i przydatności jej do wyznaczania bezwzględnych wartości momentów kwadrupolowych.

Jeżeli jądro, którego moment kwadrupolowy chcemy wyznaczyć, wchodzi w skład molekuly, to gradient pola w miejscu jądra jest wywołany zarówno przez elektrony, jak i pozostałe jądra tworzące tę molekułę. W takim wypadku oszacowanie szukanego gradientu pola jest znacznie utrudnione głównie dlatego, że potrzebne funkcje własne praktycznie we wszystkich interesujących wy-

padkach (z wyjątkiem molekuly H_2) nie są dokładnie znane. Trzeba więc stosować znaczne przybliżenia, przy czym uwzględnia się tylko elektrony z najbliższego otoczenia (jak widać z wzoru (16) wkład pewnego ładunku do $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ maleje jak r^{-3}). W takim przypadku istotny jest charakter chemicznego wiązania molekuly. Dla wiązania jonowego (np. Cs^+F^-) w pierwszym przybliżeniu każde jądro jest otoczone przez chmurę elektronów kulistą symetryczną, która do wartości gradientu pola $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ wnosi równie mało jak zamknięte powłoki elektronowe w swobodnym atomie. Natomiast w wypadku wiązania kowalentnego (np. Cl_2) elektrony wiązania poruszają się po torach obejmujących wszystkie jądra drobin i w otoczeniu poszczególnego jądra powstaje rozkład ładunków powłoki elektronowej z zaburzoną symetrią kulistą, a więc $\overline{\varphi_{zz}(0)} \neq 0$. Na ogół mamy do czynienia z molekułami o wiązaniu mieszanym i wówczas $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ jest uwarunkowane wielkością udziału wiązania kowalentnego, który jest również trudny do oszacowania.

W rezultacie, chociaż stała B może być tutaj wyznaczona znacznie dokładniej niż z analizy nadsubtelnej struktury linii widmowych, to dokładność bezwzględnych wartości Q jest ograniczona przez dużą niepewność, związaną z obliczeniem $\overline{\varphi_{zz}(0)}$. Dlatego dokładność otrzymanych wyników jest na ogół znacznie mniejsza niż w wypadku atomu swobodnego. Z pomiarów mikrofalowych można natomiast znaleźć dość dokładne wartości stosunków momentów kwadrupolowych jąder izotopów danego pierwiastka w tym samym związku chemicznym.

4.2. Metoda magnetycznego rezonansu jądrowego

Stałą oddziaływania kwadrupolowego można również wyznaczyć, jeżeli badane jądro wchodzi w skład drobin substancji krystalicznej, w której istnieje wyróżniony kierunek pola elektrycznego. Najprościej sprawa przedstawia się w monokryształach zbudowanych z molekuł o diamagnetycznych powłokach elektronowych w wypadku, gdy tylko jeden rodzaj jąder posiada znaczny moment kwadrupolowy. Jeżeli kryształ taki umieścimy w jednorodnym polu magnetycznym H_0 , to przy założeniu, że oddziaływanie momentu magnetycznego jądra (μ_I) z polem jest znacznie większe niż oddziaływanie kwadrupolowe, otrzymamy w pierwszym przybliżeniu układ $2I + 1$ równoodległych poziomów zeemanowskich (I — spin jądra). Energia tego rozszczepienia wynosi:

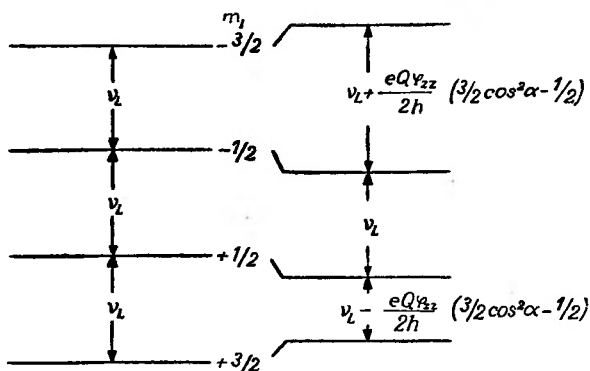
$$\Delta W_H = h\nu_L = \frac{\mu_I}{I} H_0, \quad (22)$$

gdzie $\nu_L = \frac{eH_0}{4\pi mc}$ jest częstością precesji Larmora. Uwzględnienie oddziaływania kwadrupolowego zmienia nieco wzajemne odległości tych poziomów. Jeżeli pole H_0 tworzy kąt α z kierunkiem gradientu pola elektrycznego $\overline{\varphi_{zz}(0)}$, to dla niezbyt dużych liczb kwantowych energię oddziaływania kwadrupolo-

wego można wyrazić wzorem:

$$\Delta W_Q = \frac{eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \right) \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}. \quad (23)$$

m_I oznacza tu składową \vec{I} w kierunku pola \vec{H}_0 . Suma $\Delta W_H + \Delta W_Q$ daje odległości sąsiednich poziomów zeemanowskich przy uwzględnieniu obu tych efektów. Częstotści przejść między sąsiednimi poziomami (rzędu 10^6 Hz) mogą być wyznaczone metodami magnetycznego rezonansu jądrowego².



Rys. 6. Schemat rozszczepienia zeemanowskiego w kryształach dla $I = 3/2$ bez uwzględnienia (na lewo) i z uwzględnieniem (na prawo) oddziaływania kwadrupolowego

Dla ilustracji na rys. 6 przedstawiony jest schemat rozszczepienia zeemanowskiego w monokryształach dla jądra o $I = 3/2$, bez uwzględnienia i z uwzględnieniem oddziaływania kwadrupolowego. Na skutek oddziaływania kwadrupolowego linia rezonansu o częstotści Larmora ν_L rozszczepia się w tym wypadku na trzy składowe o częstotściach:

$$\begin{aligned} \nu_0 &= \nu_L \\ \nu_{1,2} &= \nu_L \pm \frac{eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}}{2h} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \right). \end{aligned}$$

Przy obrocie kryształu zmienia się kąt α między \vec{H}_0 i φ_{zz} , a więc zmieniają się odległości między składową centralną i składowymi bocznymi. Mierząc te odległości można wyznaczyć stałą oddziaływania kwadrupolowego: $B = eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}/h$.

Problem obliczenia gradientu pola $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ w kryształach jest na ogół jeszcze bardziej skomplikowany niż w swobodnych molekułach. Gradient ten wywołany jest głównie jonami sieci krystalicznej i aby znaleźć jego wartość w danym miejscu, należy całkowanie rozciągnąć na stosunkowo duży obszar, co narzuca duże trudności rachunkowe. Ponadto regularność budowy kryształów może być zaburzona przez istniejące defekty sieci krystalicznej. Dowodzi tego

² Obszerny artykuł K. Antonowicza o magnetycznym rezonansie jądrowym ukazał się w tomie IX/3 (1958) *Postępów Fizyki*.

znalezione doświadczalnie w wielu wypadkach istnienie oddziaływania kwadrupolowego w kryształach kubicznych (np. NaCl), w których ze względów symetrii gradient pola elektrycznego powinien być równy zeru. Poza tym okazuje się, że stała B wykazuje większą lub mniejszą zależność temperaturową, którą jedni autorowie tłumaczą zmianą typu wiązania [8], a inni zmianą amplitudy oscylacji jonów sieci krystalicznej [9] przy zmianie temperatury. Z powyższych względów najczęściej musi się poprzestać jedynie na grubym oszacowaniu $\varphi_{zz}(0)$.

4.3. Rezonans kwadrupolowy

W roku 1950 Dehmelt i Krüger opracowali nową, nadzwyczaj dokładną metodę wyznaczenia stałej oddziaływania kwadrupolowego, tzw. metodę kwadrupolowego rezonansu jądrowego. Badania przeprowadza się na kryształach zbudowanych z molekuł diamagnetycznych o częściowym lub czystym wiązaniu kowalentnym. Podstawy teoretyczne tej metody różnią się w sposób zasadniczy od wszystkich poprzednich. Mianowicie widzieliśmy, że w swobodnych atomach na stosunkowo dużą energię oddziaływania momentu magnetycznego jądra z polem magnetycznym powłoki elektronowej nakłada się, o wiele mniejsza na ogół, energia oddziaływania kwadrupolowego. Podobnie w swobodnych molekułach znaczna energia rotacyjna jąder jest zaburzana przez mały efekt oddziaływania kwadrupolowego (struktura nadształtna widm rotacyjnych). Również w metodzie rezonansu magnetycznego energia oddziaływania kwadrupolowego dodaje się do energii rozszczepienia zeemanowskiego. W przeciwieństwie do tego, w kryształach diamagnetycznych o wiązaniu kowalentnym istnieje widmo jądrowe czysto kwadrupolowe, powstające przy przejściach między jądrowymi poziomami kwadrupolowymi. Przy przejściach tych zmienia się jedynie orientacja jądra w stosunku do osi niejednorodnego pola elektrycznego, pochodzącego od otaczających je ładunków.

Jeżeli założymy, że pole to ma symetrię obrotową, i oś symetrii obierzemy jako oś z stałego w przestrzeni układu współrzędnych, to energia elektrostatycznego oddziaływania jądra o spinie I i momencie kwadrupolowym eQ w kryształach wynosi:

$$W_Q = \frac{eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}}{4} \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} = \frac{Bh}{4} \frac{3m_I^2 - I(I-1)}{I(2I-1)}, \quad (24)$$

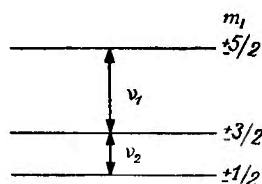
gdzie m_I oznacza składową \vec{I} w kierunku osi z ($m_I = I, I-1, \dots, -I$). Poziomy o $\pm m_I$ mają, zgodnie z (24), tę samą energię. Wynika stąd, że dla I całkowitego W_Q przybiera $I+1$, a dla I połówkowego $I+1/2$ różnych wartości. Widać także, że jeżeli spin jest całkowity, to odległości między sąsiednimi poziomami określonymi przez wzór (24) pozostają w stosunkach jak 1:3:5, ..., a w wypadku spinu połówkowego stosunki odległości wynoszą 1:2:3, ... Na przykład, dla $I = 5/2$ stosunek częstości $\nu_1:\nu_2$ (rys. 7) wynosi:

$$\frac{W_Q(\frac{5}{2}) - W_Q(\frac{3}{2})}{W_Q(\frac{3}{2}) - W_Q(\frac{1}{2})} = \frac{25-9}{9-1} = 2.$$

Trzeba jednak podkreślić, że te reguły odległościowe są słuszne tylko przy ścisłej symetrii obrotowej pola elektrycznego (tzn. $\varphi_{xx} = \varphi_{yy}$).

Przejścia $\Delta m_I = \pm 1$ są związane z promieniowaniem magnetycznym dipolowym. Ze znanych wartości $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ w swobodnych molekułach można oszacować, że przy wartościach Q rzędu 10^{-25} cm² częstości tych przejść leżą w obszarze fal metrowych i decymetrowych. Jednak przejścia spontaniczne między poszczególnymi termami kwadrupolowymi są za rzadkie, aby je można było obserwować, co związane jest zarówno z małymi wartościami momentów jądrowych, jak

Rys. 7. Energetyczne poziomy kwadrupolowe dla $I = 5/2$ oraz przejścia $\Delta m_I = \pm 1$



i z nadzwyczaj małymi częstościami przejść. Jeżeli natomiast badaną próbkę umieścić (podobnie jak w doświadczeniu Blocha-Purcella) w zmiennym polu magnetycznym H_1 , ze składową prostopadłą do osi symetrii z , to w warunkach rezonansu między częstością pola H_1 i odległościami między termami kwadrupolowymi otrzymać można wymuszone magnetyczne przejścia dipolowe. Mierząc częstość rezonansową i korzystając z wzoru (24) można wyliczyć stałą oddziaływania kwadrupolowego $B = eQ\overline{\varphi_{zz}(0)}/h$ (w jednostkach częstości).

Wymuszone przejścia kwadrupolowe ($\Delta m_I = \pm 1, \pm 2$) nie muszą być w tym wypadku brane pod uwagę, ponieważ prawdopodobieństwo ich wystąpienia jest znikomo małe w porównaniu z prawdopodobieństwem wymuszonych przejść magnetycznych dipolowych. Na przykład w wymuszającej fali elektromagnetycznej o długości $\lambda = 1000$ cm energia oddziaływania kwadrupolowego: $W_Q = eQ\overline{\varphi_{zz}}$ dla $Q = 10^{-25}$ cm² jest 10^4 razy mniejsza niż energia oddziaływania magnetycznego tej fali z momentem magnetycznym jądra: $W_H = \mu_I H$.

Ponieważ, jak widzieliśmy, ścisłe obliczenie $\overline{\varphi_{zz}(0)}$ w kryształach jest bardzo trudne do przeprowadzenia, więc dokładność bezwzględnej wartości Q wyznaczonej metodą rezonansu kwadrupolowego jest stosunkowo niewielka. Natomiast metoda ta pozwala zmierzyć z bardzo dużą precyzją stosunki momentów kwadrupolowych jąder izotopów danego pierwiastka, gdyż nadzwyczaj dokładny pomiar stosunku częstości rezonansowych daje wprost stosunek szukaných momentów. Jak dotąd, metoda rezonansu kwadrupolowego jest najdokładniejszą metodą pomiaru stałej oddziaływania kwadrupolowego i stosunku momentów kwadrupolowych izotopów tego samego pierwiastka. Dla ilustracji przytaczamy poniżej wyniki pomiarów stosunków momentów kwadrupolowych par izotopów kilku pierwiastków otrzymane tą metodą:

Izotop	³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	⁶³ Cu/ ⁶⁵ Cu	⁷⁹ Br/ ⁸¹ Br	¹²³ Sb/ ¹²¹ Sb	¹²⁹ J/ ¹²⁷ J
Q_1/Q_2	1,26878	1,0806	1,19707	1,274745	0,701213
	± 15	± 3	± 3	± 10	± 15
Literatura	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]

Widać stąd, że dla nuklidów z $I = 0$ lub $I = 1/2$ „efektywny“ moment Q znika, natomiast dla dużych wartości I , Q zbliża się do Q_0 .

Ogólnie można powiedzieć, że jeżeli moment kwadrupolowy wyznaczamy z energii oddziaływania jądra z gradientem elektrycznego pola zewnętrznego, to otrzymujemy wartość efektywnego momentu, natomiast metody fizyki jądrowej, o których wspomnieliśmy we wstępie, dostarczają danych o wewnętrznym momencie kwadrupolowym jąder.

Literatura

Opracowania ogólne

- 1 E. U. Condon, G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge (1957).
- 2 H. Kopfermann, *Kernmomente*, Leipzig (1956).
- 3 H. Niewodniczański, *Materiały z konferencji fizyków w Spale*, Warszawa (1954).
- 4 N. F. Ramsey, *Nuclear Moments*, New York—London (1953).
- 5 Ch. H. Townes, *Handbuch der Physik*, Bd. 38/1, 377 (1958).

Literatura szczegółowa

- [1] H. B. G. Casimir, *Verh. Teylers tweede Genootschap*, Haarlem **11**, (1936).
- [2] H. Schüler, J. Roig, H. Korsching, *Z. Phys.*, **111**, 165 (1938).
- [3] H. Schüler, Th. Schmidt, *Z. Phys.*, **99**, 717 (1936).
- [4] F. Leś, *Acta phys. Polon.*, **9**, 775 (1961).
- [5] K. Murakowa, *Phys. Rev.*, **100**, 1369 (1955).
- [6] G. Fricke, H. Kopfermann, S. Penselin, K. Schlüpmann, *Z. Phys.*, **156**, 414 (1959).
- [7] H. Kopfermann, E. Rasmussen, *Z. Phys.*, **92**, 82 (1934).
- [8] C. Dean, R. V. Pound, *J. chem. Phys.*, **20**, 195 (1952).
- [9] J. W. Hennel, E. R. Andrew, S. Clough, R. G. Eades, *Extrait du Bulletin Ampère*, 9^e année, fasc. spécial, (1960).
- [10] R. Livingston, *J. chem. Phys.*, **19**, 1434 (1951).
- [11] H. Krüger, U. Meyer-Berkhout, *Z. Phys.*, **132**, 171 (1952).
- [12] A. L. Schawlow, *J. chem. Phys.*, **22**, 1211 (1954).
- [13] T. Ch. Wang, *Phys. Rev.*, **99**, 566 (1955).
- [14] R. Livingston, H. Zeldes, *Phys. Rev.*, **90**, 609 (1953).

Stanisław Ogaza

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Własności silnie zdeformowanych jąder parzysto-parzystych

1. Wstęp

Dwoma najprostszymi, a zarazem ekstremalnie różnymi modelami jądra są: model kropłowy i model gazu Fermiego. W modelu kropłowym oddziaływania między nukleonami przyjmuje się za tak silne, że jądro traktowane jest jako całość. Natomiast model gazu Fermiego jest najprostszym „mikroskopowym“ modelem jądra, w którym zaniedbuje się oddziaływania między nukleonami. W trakcie rozwoju modeli jądrowych uwzględniano różne, określone części oddziaływania nukleon-nukleon. Duży sukces, jaki osiągnął model powłokowy jądra, wskazuje na to, że główna część oddziaływania między cząstkami jądra może być traktowana jako pewne średnie, sferycznie symetryczne pole samouzgodnione. W modelu uogólnionym, rozwiniętym przez Bohra i Mottelсона [1] oraz innych autorów [2], zakłada się, że z pozostałej części oddziaływania nukleon-nukleon można wyłączyć dodatkowy człon samouzgodniony, niesferyczny i zależny od czasu. Ten sposób podejścia umożliwia wytłumaczenie wielu regularności niskoenergetycznych poziomów jądrowych poprzez ich opis jako wzbudzenia kolektywne.

Prawdziwego oddziaływania między nukleonami nie można jednak sprowadzić tylko do pól samouzgodnionych. Po oddzieleniu części samouzgodnionej pozostaje jeszcze pewne rezydualne oddziaływanie między cząstkami. To oddziaływanie jest już raczej słabe, może odgrywać jednak ważną rolę w różnych własnościach jądrowych [3].

Po opracowaniu nowej teorii nadprzewodnictwa zasugerowano [4], że „energy gap“ (przerwa energetyczna) stwierdzona w widmach energetycznych jąder parzysto-parzystych może być spowodowana efektami korelacyjnymi podobnego typu jak w układzie elektronów w nadprzewodnikach. W nadprzewodniku korelacje między elektronami pochodzące od oddziaływań z wibracjami siatki krystalicznej powodują powstanie quasi-związanych stanów par elektronowych, z równymi i przeciwnie skierowanymi pędami, w pobliżu powierzchni Fermiego. Prowadzi to do modyfikacji „morza“ Fermiego i pojawienia się „gapu“ w początkowo ciągłym widmie energetycznym układu. W wypadku jąder atomowych korelacje tego typu mogą mieć wpływ także na własności

jądrowe nie mające odpowiednika w nadprzewodnikach, a związane ze skończonymi rozmiarami jądra i strukturą powłokową poziomów jednocząstkowych.

Podstawą fizyczną tego nowego modelu jądrowego jest podobieństwo, jakie zachodzi pomiędzy „pairing energy“ (energia sprzężenia par) dwóch nukleonów z przeciwnie skierowanymi rzutami momentu pędu na wyróżnioną oś, a quasi-związanymi stanami pary elektronów z równymi i przeciwnie skierowanymi pędami. Efekt korelacyjny między nukleonami uwzględnia się za pomocą transformacji kanonicznej od pierwotnie oddziałujących na siebie nukleonów do nowych, niezależnych quasi-cząstek — wzbudzeń podstawowych [5]. Stan podstawowy układu w nowym ujęciu quasi-cząstek jest stanem „próżniowym“. Zasadnicza część korelacji sprzężenia par nukleonów wchodzi do struktury „próżni“ i do wewnętrznej struktury quasi-cząstek. Dlatego, nawet przy zaniedbaniu rezydualnego oddziaływania między quasi-cząstkami, można badać wpływ tej korelacji na różne własności jądrowe. Zasadniczą myślą przewodnią takiego podejścia jest uwzględnienie „koherentnej“, krótkozasięgowej części rezydualnego oddziaływania między nukleonami, pozostając przy prostym opisie modelu cząstek niezależnych (quasi-cząstek).

Rezydualne oddziaływanie między quasi-cząstkami ważne jest o tyle, że powoduje ono powstanie wzbudzeń kolektywnych. Jednak otrzymanie wzbudzeń kolektywnych wprost z oddziaływań quasi-cząstek jest bardzo trudnym problemem matematycznym. Poza tym znane są prostsze modele jądrowe, tłumaczące wzbudzenia kolektywne, które w zasadniczych zarysach dają takie same rezultaty.

Wyprowadzanie różnych własności jądrowych w oparciu o model quasi-cząstek jest stosowane głównie przez grupę kopenhaską. Niektóre wyniki dotyczące np. wpływu korelacji sprzężenia par nukleonów na wzbudzenia kolektywne jądra zostały już opublikowane [5]. Fragmentaryczność opublikowanych wyników nie pozwala jeszcze na pełny opis własności jądrowych w języku quasi-cząstek. Można poza tym sądzić, że wyniki opisu zasadniczych własności widm energetycznych jąder silnie zdeformowanych, otrzymane w oparciu o model uogólniony będą tylko nieznacznie zmienione w ujęciu nowego modelu.

2. Model uogólniony

Model uogólniony stworzony przez A. Bohra [6] i opracowany przez Bohra i Mottelsoona [1] oparty jest na założeniu, że nukleon porusza się w jądrze prawie niezależnie, w pewnym wspólnym, wolno-zmiennym potencjale, wytworzonym przez wszystkie nukleony jądra. Podobnie jak w modelu powłokowym, uwzględniane są stopnie swobody, związane z jednym lub kilkoma luźno związanymi nukleonami. Z drugiej strony, przyjęte zostają z modelu kropkowego wzbudzenia kolektywne, jako zmiany kształtu i orientacji jądra jako całości.

Chociaż model uogólniony stanowi połączenie modelu powłokowego i kropkowego, to jednak jest on znacznie bardziej zbliżony warunkami fizycznymi

do modelu powłokowego. Nukleon nie jest silnie związany jak w modelu kropłowym, lecz porusza się prawie niezależnie. W zasadzie można by opisać wzbudzenia kolektywne za pomocą modelu powłokowego, jednak problem taki jest matematycznie nadzwyczaj skomplikowany, a fizyczny charakter ruchów jądrowych mógłby zaginać przy takim podejściu. O powiązaniach modelu uogólnionego z modelem powłokowym świadczy także fakt, że chociaż oscylacje kolektywne w jądrze obejmują wszystkie nukleony, to jednak w ruchu tym największy udział mają nukleony najluźniej związane (znajdujące się na powłokach zewnętrznych) [7].

Jeżeli przyjąć, że potencjał jądrowy zmienia się dostatecznie wolno, to można dokonać aproksymacyjnego rozdziału ruchów jądrowych na ruchy wewnętrzne i kolektywne. Pierwsze z nich charakteryzują ruchy nukleonów w potencjale stałym, podczas gdy drugie związane są ze zmianami kształtu i orientacji pola jądrowego. Mamy więc tutaj do czynienia z analogią do podziału ruchów molekularnych na ruchy elektronowe i jądrowe. W wielu wypadkach ruchy wewnętrzne sprzężone są silnie z polem kolektywnym, co oznacza, że struktura wewnętrzna jądra podąża za zmiennym polem jądrowym prawie adiabatycznie. Jeżeli jednak struktura wewnętrzna zawiera zdegenerowane poziomy energetyczne lub poziomy nisko położone, to może nastąpić rozsprzężenie między ruchem wewnętrznym a kolektywnym.

Szczególnym przypadkiem modelu uogólnionego jest model rotacyjny, w którym przyjmuje się, że kształt jądra jest niezmienny. Powoduje to, że jedynym rodzajem ruchów kolektywnych są rotacje. Zanedbuje się więc ruchy wibracyjne, chociaż uwzględniane są wzbudzenia struktury wewnętrznej. Każdy z poziomów wewnętrznych może być stanem podstawowym pasma rotacyjnego. Model rotacyjny okazał się bardzo przydatny dla interpretacji widm poziomów energetycznych jak i innych własności jąder zdeformowanych. W jądrach parzysto-parzystych prawie wszystkie nisko wzbudzone stany mają charakter rotacyjny.

Innym, szczególnym przypadkiem modelu uogólnionego jest model kolektywny, w którym zakłada się, że struktura wewnętrzna jądra podąża również adiabatycznie za zmiennym polem jądrowym, ale wszystkie wzbudzenia traktowane są jako wzbudzenia kolektywne. Model ten obejmuje więc zarówno ruchy rotacyjne, jak i wibracyjne. Model kolektywny nie jest równoznaczny z modelem kropłowym, chociaż uwzględniane są tylko kolektywne stopnie swobody. I tak wartości parametrów charakteryzujące ruchy kolektywne w tym modelu różnią się znacznie od wartości hydrodynamicznych.

3. Stany rotacyjne jądra

3.1. Funkcje falowe

W obecnych rozważaniach zakładamy, że jądra nie mają kształtu sferycznego, lecz są elipsoidami obrotowymi, oraz że ruchy jądrowe można rozdzielić na ruchy wewnętrzne i rotacyjne.

W ruchu rotacyjnym jądra, jądrowy moment bezwładności związany jest z kolektywnym podążaniem nukleonów za zmianami pola jądrowego, a ponieważ pole to jest niezmiennicze wobec rotacji wokół osi symetrii jądra, to moment bezwładności względem tej osi jest równy zeru. Gdyby jądro miało kształt sferyczny, to nie mogłoby wykonywać ruchów rotacyjnych i wszystkie momenty bezwładności równałyby się zeru.

Poza tym przy rotacjach jądrowych musimy uwzględnić stopnie swobody związane ze wzbudzeniami nukleonów najslabiej związanych. Wewnętrzna funkcja falowa, czyli funkcja falowa zakładająca potencjał statyczny, nie jest funkcją własną momentu pędu, ponieważ potencjał ten nie jest sferycznie symetryczny. Jednak ze względu na osiową symetrię potencjału, składowa wewnętrzna momentu pędu w kierunku osi symetrii, oznaczana przez Ω , jest całkowitą. Oznaczmy wewnętrzną funkcję falową przez χ_{Ω}^{τ} , gdzie τ obejmuje wszystkie liczby kwantowe z wyjątkiem Ω , które charakteryzuje stan wewnętrzny. Ta funkcja falowa jest funkcją współrzędnych cząstek w układzie związanym z jądrem. Rozdzielmy obecnie całkowity moment pędu na część wewnętrzną \vec{j} i część rotacyjną ($\vec{I} - \vec{j}$). Hamiltonian jądrowy można więc przedstawić następująco [6, 8]:

$$H = H_{\text{wewn}}(\vec{r}) + T_{\text{rot}} \quad (1)$$

gdzie

$$T_{\text{rot}} = \sum_{\nu} \frac{\hbar^2}{2J_{\nu}} (I_{\nu} - j_{\nu})^2 = \frac{\hbar^2}{2J} [(\vec{I} - \vec{j})^2 - (I_3 - j_3)^2] \quad (2)$$

jest całkowitą energią kinetyczną związaną z ruchem rotacyjnym, a $J_1 = J_2 = J$ jest momentem bezwładności jądra względem osi prostopadłej do osi symetrii.

T_{rot} możemy dalej przedstawić jako sumę dwóch członów:

$$T_{\text{rot}} = T_{\text{rot}}^0 + T_{\text{sprzęż.}}, \quad (3)$$

gdzie

$$T_{\text{rot}}^0 = \frac{\hbar^2}{2J} [(\vec{I}^2 + \vec{j}^2) - (I_3 - j_3)^2] \quad (4)$$

a

$$T_{\text{sprzęż.}} = \frac{\hbar^2}{2J} (-2\vec{I} \cdot \vec{j}). \quad (5)$$

Człon T_{rot}^0 jest zwykłym członem rotacyjnym (jest diagonalny zarówno w reprezentacji χ_{Ω}^{τ} i D_{MK}^I), natomiast człon $T_{\text{sprzęż.}}$ opisuje sprzężenie między ruchem wewnętrznym i ruchem rotacyjnym; w większości wypadków człon ten można zaniedbać, tak że hamiltonian przyjmuje postać:

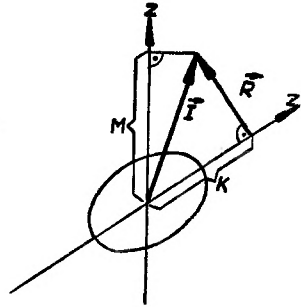
$$H = H_{\text{wewn.}}(\vec{r}) + \frac{\hbar^2}{2J} [(I^2 + j^2) - (I_3 - j_3)^2]. \quad (6)$$

Znormalizowana funkcja własna tego hamiltonianu ma postać:

$$\Psi = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \chi_{\Omega}^{\tau}(r) D_{MK}^I(\vartheta_i) \quad (7)$$

gdzie D_{MK}^I jest funkcją transformującą układ współrzędnych związany z jądrem do układu laboratoryjnego poprzez kąty Eulera ϑ_i . Rozwiązania równań na D_{MK}^I odpowiadają: całkowitemu momentowi pędu I , składowej momentu pędu na wyróżnioną oś z — M , oraz składowej momentu pędu na oś symetrii jądra — K (a więc $|K|$ oraz $|M|$ muszą być $\leq I$).

Założenie symetrii osiowej jądra narzuca pewne warunki funkcji falowej — funkcja ta musi być niezmiennicza wobec obrotu wokół osi symetrii jądra, jak i wobec obrotu o 180° wokół osi przechodzącej przez środek układu [8, 9]. Pierwszy warunek spełniony jest, gdy



Rys. 1. Schemat sprzężenia dla silnie zdeformowanych jąder [8]

$$K = \Omega \quad (8)$$

natomiast drugi w wypadku, gdy $K = \Omega = 0$, dla wartości spinów

$$I = 0, 2, 4, \dots \quad (9)$$

a gdy $K = \Omega \neq 0$, to dla

$$I = K, K+1, K+2, \dots \quad (10)$$

Warunek niezmienniczości wobec odbicia zwierciadlanego określa nam także i parytet stanu jądrowego, mianowicie parytet funkcji falowej określony jest parytetem wewnętrznej funkcji falowej χ_{Ω}^{\pm} :

$$\Psi(-r) = \pi\Psi(r) = [\pi\chi_{\Omega}^{\pm}(r)]D_{MK}^I \quad (11)$$

Schemat sprzężenia jądra zdeformowanego osiowo symetrycznie przedstawiony jest na rys. 1. Spełnione jest równanie:

$$\vec{I} = K\vec{e}_3 + \vec{R} \quad (12)$$

gdzie \vec{e}_3 jest wektorem jednostkowym w kierunku osi symetrii, a \vec{R} jest momentem pędu rotacji. Z równania (8) widać, że składowa momentu pędu w kierunku osi symetrii jest całkowicie pochodzenia wewnętrznego, tak więc \vec{R} jest prostopadłe do osi symetrii. Stanowi to geometryczną interpretację wyniku $I \geq |K|$.

Rozważmy jeszcze konsekwencje niespełniania wyżej założonych symetrii. Jeżeli układ nie posiada symetrii osiowej, ale posiada symetrię odbiciową, to wewnętrzna funkcja falowa nie jest już jednoznacznie określona przez Ω . Jeżeli jednak założymy, że odstępstwa od symetrii osiowej są małe, tak że w przybliżeniu istnieje pewna oś symetrii, to Ω jest przybliżoną całką ruchu i zamiast równania (8) otrzymamy:

$$K - \Omega = \text{liczba parzysta} . \quad (13)$$

Wypadek ten jest ważny dla stanów γ -wibracyjnych (patrz 4, 2A).

Wypadek, gdy jądro posiada symetrię osiową, ale nie jest symetryczne ze względu na inwersję, jest ciekawy w związku z poziomami o ujemnym parzystości w jądrach parzysto-parzystych. Spełnione jest wtedy równanie (8), natomiast nie stosują się równania (9) czy (10). Jeżeli jednak założymy, że odstępstwa od symetrii inwersyjnej są nieduże, to wewnętrzna funkcja falowa może być w przybliżeniu charakteryzowana przez jednoznaczny parytet. Odstępstwo od symetrii ze względu na odbicie (a więc i ze względu na kształt jądra) można opisać za pomocą pewnego parametru p . Funkcja falowa będzie miała parytet dodatni lub ujemny, w zależności od charakteru transformacji $p \rightarrow -p$. Zamiast warunków (9) i (10) otrzymamy nowe warunki, i tak np. dla $K = \Omega = 0$ możemy mieć sekwencję [8]:

$$I = 1-, 3-, 5-, \dots \quad (14)$$

Wypadek ten jest ciekawy ze względu na wibracje oktupolowe w jądrach parzysto-parzystych (patrz 4, 2B).

3.2. Widma energetyczne

Okazało się, że opisany w części 3.1 model rotacyjny tłumaczy wiele własności widm energetycznych dla jąder w obszarach $155 \leq A \leq 185$ oraz $A \geq 225$. Rozważmy obecnie własności pasma rotacyjnego, czyli sekwencji stanów jądrowych posiadających tę samą wewnętrzną funkcję falową, a różniących się tylko funkcjami rotacyjnymi. Jeżeli hamiltonian ma postać (6), to widmo energetyczne dane jest wzorem:

$$E_K(I) = E_K^0 + \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad (15)$$

gdzie E_K^0 jest stałą niezależną od I [8].

Wynik ten jest jednak niekompletny, ponieważ opuszczony został w hamiltonianie człon (5). Można jednak wykazać, że odgrywa on rolę tylko w wypadku, gdy $K = \frac{1}{2}$, lub gdy jądro posiada niskoenergetyczne stany wewnętrzne. Widma rotacyjne można więc na ogół łatwo rozpoznać po ich charakterystycznych sekwencjach spinowych oraz po stosunkach energii kolejnych stanów wzbudzonych. Zgodnie z (15) pasmo rotacyjne posiada spin stanu podstawowego $I_0 = K$ (wyższe poziomy mają spiny dane przez (9) lub (10)) oraz widmo ener-

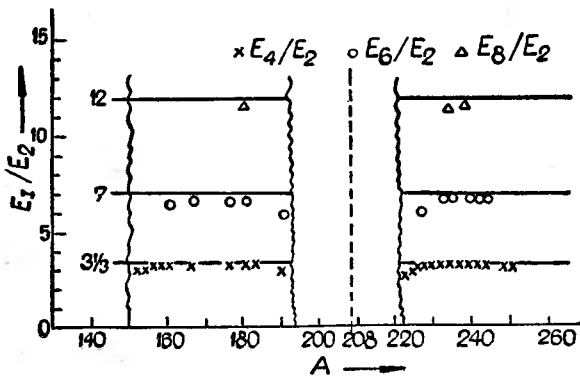
getyczne dane wzorem:

$$E_I = E_{I_0} + \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K(K+1)]. \quad (16)$$

Dla podstawowego pasma rotacyjnego jąder parzysto-parzystych mamy $I = 0$, $E_0 = 0$ i sekwencję spinową $0+, 2+, 4+, \dots$. Teoretyczne stosunki energii dane są więc przez:

$$\frac{E_4}{E_2} = \frac{10}{3}; \quad \frac{E_6}{E_2} = 7; \quad \frac{E_8}{E_2} = 12; \dots \quad (17)$$

Doświadczalne stosunki energii pokazane są na rys. 2. Widzimy tutaj bardzo dobrą zgodność z przewidywaniami prostego modelu rotacyjnego (przy zbliżaniu się jednak do powłok zamkniętych stosunki doświadczalne zaczynają się



Rys. 2. Stosunki energii podstawowych pasm rotacyjnych jąder parzysto-parzystych [8]

obniżać). Niewielkie odstępstwa, jakie obserwowano dla jąder nawet oddalonych znacznie od powłok zamkniętych, można usunąć po uwzględnieniu „oddziaływania rotacyjno-wibracyjnego“ (patrz 5.1).

3.3. Momenty jądrowe

A. Momenty magnetyczne

Momenty magnetyczne dane są wzorem

$$\mu = \mu_z|_{M=I} = \frac{(\vec{\mu} \cdot \vec{I})^I}{I(I+1)}. \quad (18)$$

Korzystając z wzoru (12) możemy dla stanów rotacyjnych napisać:

$$\vec{\mu} = g_K K \vec{e}_3 + g_R \vec{k}, \quad (19)$$

gdzie przez g_K i g_R oznaczamy czynniki jądrowe ruchów wewnętrznych i rotacyjnych. Ostatecznie otrzymujemy:

$$\mu = \frac{1}{I+1} [(g_K - g_R)K^2 + g_R I(I+1)], \quad (20)$$

a dla stanu podstawowego:

$$\mu = \frac{I}{I+1} (g_K I + g_R). \quad (21)$$

B. Momenty kwadrupolowe

Jądro zdeformowane, charakteryzowane jest przez moment kwadrupolowy Q_0 — moment, jaki otrzymalibyśmy, gdyby oś symetrii jądra skierowana była zawsze w kierunku pędu.

Jądrowy moment kwadrupolowy w układzie laboratoryjnym Q związany jest z Q_0 poprzez zależność [8]:

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (22)$$

przy założeniu słuszności modelu rotacyjnego. Dla stanu podstawowego równanie (22) redukuje się do:

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (23)$$

Z wzoru tego widać, że moment kwadrupolowy Q znika, gdy $I = 0$ i $I = \frac{1}{2}$, chociaż wewnętrzny moment kwadrupolowy Q_0 może być różny od zera.

C. Parametry deformacji jądra

Wewnętrzny moment kwadrupolowy jądra Q_0 można łatwo obliczyć, jeżeli przyjmiemy, że jądro jest elipsoidą obrotową o ładunku równomiernie rozłożonym, a jego główne półośie mają długości $R_0 e^{\frac{\alpha}{2}}$, $R_0 e^{-\frac{\alpha}{2}}$, $R_0 e^{\alpha}$. Wychodząc z ogólnej definicji momentu kwadrupolowego otrzymamy [8]:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z e R_0^2 \alpha \quad (24)$$

ograniczając się do pierwszej potęgi α .

Można też wprowadzić inny parametr deformacji a_0 , wyrażając wydłużenie w dowolnym kierunku (w układzie związanym z jądrem) w postaci:

$$\delta R = R(\vartheta, \varphi) - R_0 = R_0 a_0 Y_{20}(\vartheta, \varphi), \quad (25)$$

gdzie R_0 jest średnim promieniem jądra. Odstępstwo kształtu jądra od symetrii sferycznej określone jest parametrem β zdefiniowanym jako:

$$\beta = |a_0|. \quad (26)$$

Bardziej dogodną definicją β , równoważną w pierwszym przybliżeniu definicji (26), jest:

$$\beta = \left(\frac{16\pi}{45}\right)^{1/2} \frac{\Delta R}{R_0} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R_0} \quad (27)$$

gdzie ΔR jest różnicą długości półośi dużej i małej.

Dane doświadczalne przemawiają raczej za tym, że jądra silnie zdeformowane mają kształt wydłużonej elipsoidy obrotowej. Dla takich jąder we-

wewnętrzny moment kwadrupolowy dany jest wzorem [3]:

$$Q_0 = \frac{3}{(5\pi)^{1/2}} Z e R_0 \beta [1 + 0,16\beta + \dots]. \quad (28)$$

Jeszcze inny parametr deformacji δ , równy prawie $\Delta R/R_0$, został wprowadzony w pracy Nilssona [10]. Związki między tymi różnymi parametrami wyrażone są przez:

$$\alpha \approx 0,63\beta [1 - 0,16\beta + 0(\beta^2)] \quad (29)$$

$$\delta \approx 0,95\beta [1 - 0,48\beta + 0(\beta^2)]. \quad (30)$$

3.4. Prawdopodobieństwa przejść

Zastosowana separacja ruchów jądrowych na ruchy wewnętrzne i ruchy rotacyjne (uzasadniona dla jąder silnie zdeformowanych) posiada poważne konsekwencje w odniesieniu do natężeń przejść promieniowań jądrowych. Ograniczę się tylko do krótkiego omówienia przejść elektromagnetycznych.

Dla emisji promieniowania gamma prawdopodobieństwo przejścia dane jest wzorem [1]:

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda) \quad (31)$$

gdzie λ określa multipolowość, ΔE jest różnicą energii stanu początkowego i końcowego, a $B(\lambda)$ jest tzw. „zredukowanym prawdopodobieństwem przejścia“. W wyrażeniu (31) tylko $B(\lambda)$ zależy od struktury jądra.

Prawo zachowania momentu pędu w przejściu jądrowym narzuca następujące ostre reguły wyboru dla przejść elektromagnetycznych:

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq I_i + I_f. \quad (32)$$

Prawo zachowania parytetu daje:

$$\begin{aligned} \pi_i \cdot \pi_f &= (-1)^\lambda \quad \text{dla przejść elektrycznych,} \\ \pi_i \cdot \pi_f &= (-1)^{\lambda+1} \quad \text{dla przejść magnetycznych.} \end{aligned} \quad (33)$$

Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia dla promieniowania dowolnej multipolowości można zapisać następująco:

$$B(\lambda; i \rightarrow f) = \sum_{M_f, \mu} |\langle f | \mathcal{M}(\lambda, \mu) | i \rangle|^2 \quad (34)$$

za pomocą elementów macierzowych operatora $\mathcal{M}(\lambda, \mu)$ działającego na stan początkowy i końcowy o magnetycznych liczbach kwantowych M_i i M_f . $B(\lambda)$ nie zależy od wartości M_i .

Dla przejść elektrycznych kwadrupolowych zredukowane prawdopodobieństwo przejścia ma postać:

$$B(E2; i \rightarrow f) = \frac{5}{16\pi} \sum_{M_f, \mu} |\langle f | Q_\mu | i \rangle|^2 \quad (35)$$

natomiast dla przejść dipolowych magnetycznych:

$$B(M1; i \rightarrow f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \sum_{M_f, \mu} |\langle f | \mu_\mu | i \rangle|^2. \quad (36)$$

Zarówno równanie (35) jak i (36) są całkowicie niezależne od jakichkolwiek założeń odnoszących się do jądrowych funkcji falowych.

A. Przejścia wewnątrz pasma rotacyjnego

Dla przejść między poziomami jednego pasma rotacyjnego, stan początkowy i końcowy opisany jest tą samą wewnętrzną funkcją falową. Wobec tego elementy macierzowe przejść zależne są tylko od tych parametrów, które opisują kolektywne własności jądra, to znaczy Q_0 , g_K , g_R oraz czynniki statystyczne, natomiast nie zależą od szczegółów ruchu wewnętrznego. Takie twierdzenie jest słuszne tak długo, dopóki nie mamy do czynienia z wyraźnym rozsprzężeniem między ruchami wewnętrznymi i rotacyjnymi (co może mieć miejsce w pasmach z $K = \frac{1}{2}$ lub gdy istnieją blisko pasma rotacyjnego poziomy wewnętrzne).

Dla przejść typu $E2$ między dwoma poziomami tego samego pasma rotacyjnego o liczbie kwantowej K otrzymujemy:

$$B(E2; i \rightarrow f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 |\langle I_i 2k0 | I_i 2I_f k \rangle|^2 \quad (37)$$

gdzie wielkość w nawiasach jest współczynnikiem Clebscha-Gordana.

Natomiast dla przejść typu $M1$ otrzymujemy analogicznie:

$$B(M1; i \rightarrow f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 |\langle I_i 1K0 | I_i 1I_f K \rangle|^2. \quad (38)$$

Wszystkie znane przejścia wewnątrz pasm rotacyjnych są typu $E2$ lub $M1$ lub też mieszaniną obu typów.

B. Przejścia między różnymi pasmami rotacyjnymi

Przy przejściach między różnymi pasmami rotacyjnymi stany wewnętrzne są różne i natężenia przejść będą porównywalne z wartościami dla przejść jednocząstkowych. Wyjątkiem będą przejścia między stanami wibracyjnymi, które są inną formą ruchów kolektywnych.

Jeżeli jądrową funkcję falową można przedstawić jako iloczyn funkcji falowej wewnętrznej i funkcji rotacyjnej, to wtedy liczba kwantowa K jest całką ruchu. Prawdopodobieństwo przejść między różnymi pasmami rotacyjnymi zależy od wartości całki:

$$\int \mathcal{D}_{M_f K_f}^{I_f} \mathcal{D}_{\mu\nu}^2 \mathcal{D}_{M_i K_i}^{I_i} d\Omega. \quad (39)$$

By całka ta nie zniknęła, spełnione być muszą nie tylko reguły wyboru na całkowity moment pędu (32), lecz także dodatkowy warunek:

$$|K_i - K_f| \leq \lambda. \quad (40)$$

Warunek ten nazywamy regułą wyboru ze względu na liczbę kwantową K ; jest ona ściśle spełniona, jeżeli spełniony jest ściśle schemat sprzężenia rotacyjnego [11]. Doświadczenie potwierdza, że ta reguła wyboru, a więc i przedstawienie jądrowej funkcji falowej w postaci prostego iloczynu, spełnione są z bardzo dobrym przybliżeniem.

Inną konsekwencją sprzężenia rotacyjnego są pewne reguły dotyczące „stosunków rozgałęzienia“ przejść od wspólnego stanu początkowego do różnych stanów końcowych [11]. Rozważmy przejścia ze stanu początkowego opisanego liczbami kwantowymi I_i i K_i do różnych stanów (I_f) pasma rotacyjnego (K_f). Dla przejść elektromagnetycznych z $\lambda \leq (K_i + K_f)$ spełniony jest wtedy związek:

$$\frac{B(\lambda; I_i \rightarrow I_f)}{B(\lambda; I_i \rightarrow I_f)} = \frac{|\langle I_i \lambda K_i K_f - K_i | I_i \lambda I_f K_f \rangle|^2}{|\langle I_i \lambda K_i K_f - K_i | I_i \lambda I_f K_f \rangle|^2}. \quad (41)$$

Większość znanych stosunków rozgałęzień zgodna jest z tym wzorem z dokładnością do około 10%. Różnice takie wskazują na niewielkie tylko odstępstwa od schematu sprzężenia rotacyjnego.

3.5. Momenty bezwładności

Podczas gdy niektóre własności poziomów rotacyjnych (np. stosunki energii) zależą tylko od słuszności stosowania schematu sprzężenia rotacyjnego, to bezwzględne wartości energii poziomów rotacyjnych lub równoznacznie wartości momentów bezwładności zależą od dalszych szczegółów struktury wewnętrznej jądra.

Rozważmy jądro rotujące powoli wokół osi symetrii z częstością ω . Wtedy indukowane pole prędkości transportu masy będzie wszędzie (w pierwszym przybliżeniu) proporcjonalne do ω . Szczegółowa zależność tego pola od położenia będzie zależała od dynamiki układu. Moment pędu unoszony w tym kolektywnym ruchu:

$$L_{\text{rot}} = J\omega, \quad (42)$$

a kolektywna energia kinetyczna rotacji:

$$T_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} L_{\text{rot}}^2. \quad (43)$$

A. Proste modele rotacji jądra

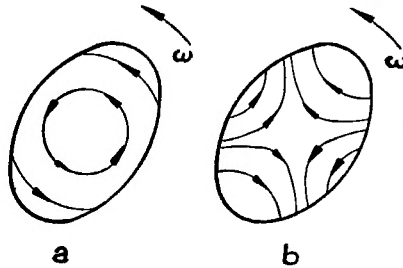
Prostymi modelami rotacji jądra może być zarówno rotacja bryły sztywnej, jak i rotacja cieczy bezwirowej. Częściowa charakterystyka ruchu obrotowego dla obu modeli pokazana jest na rys. 3. W wypadku modelu bryły sztywnej, cząstki podążają ściśle za obrotem jądra. Moment bezwładności dla sztywnej elipsoidy obrotowej dany jest wzorem [8]:

$$J_{\text{rig}} = \sum_i M_i (y_i^2 + z_i^2) \approx \frac{2}{5} M A R_0^2 (1 + \frac{1}{2} a + \dots) \approx \frac{2}{5} M A R_0^2 (1 + 0,31 \beta + \dots). \quad (44)$$

W wypadku cieczy bezwirowej ruchy kolektywne mają głównie miejsce na powierzchni i moment bezwładności jest wtedy mniejszy aniżeli w wypadku poprzednim [8]:

$$J_{\text{irrot}} \approx J_{\text{rig}} \frac{9}{4} \alpha^2 = J_{\text{rig}} \frac{45}{16\pi} \beta^2. \quad (45)$$

Moment bezwładności jądra byłby równy momentowi bezwładności cieczy bezwirowej, gdyby aproksymacja hydrodynamiczna była ściśle spełniona,



Rys. 3. Pola prędkości dla rotacji kolektywnych [8]

- a) rotacja bryły sztywnej,
b) pola prędkości cieczy bezwirowej

czyli wtedy, gdyby można było uznać średnią drogę swobodną nukleonów w jądrze jako małą w porównaniu z rozmiarami jądra (model kropłowy). Jeżeli natomiast będziemy uważali jądro za układ cząstek poruszających się całkowicie niezależnie, a ruch kolektywny jądra jako ruch takiego układu cząstek w wolno obracającej się jamie potencjalnej, to wtedy stosując rachunek statystyczny, można ruch każdego nukleonu (w układzie związanym z jądrem) przedstawić jako sumę trzech członów [3]. Za pierwszy człon odpowiedzialny będzie wpływ jamy potencjalnej, za drugi siły Coriolisa, a za trzeci siły odśrodkowe. Jeżeli ograniczymy się do pierwszych potęg na ω , to wtedy ruch obrotowy omówionego układu cząstek będzie równy ruchowi obrotowemu bryły sztywnej, pomimo że dynamika ruchów w obu wypadkach jest całkiem różna.

B. Systematyka danych doświadczalnych

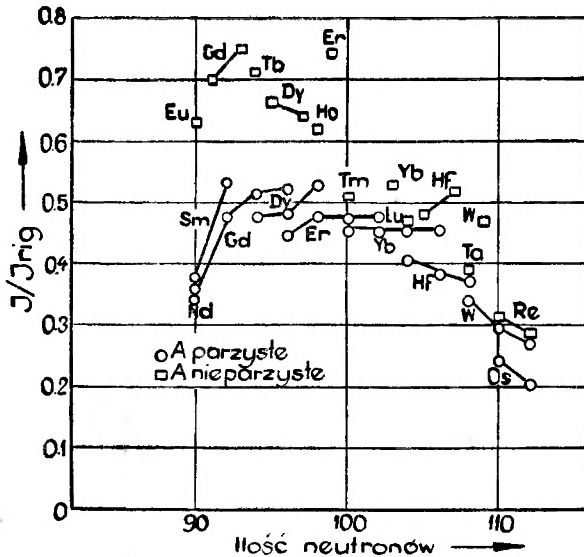
Doświadczalne momenty bezwładności, wyznaczone z wartości energii poziomów rotacyjnych, wzrastają w miarę oddalania się od powłok zamkniętych. Wartości doświadczalne leżą pomiędzy wartościami przewidywanymi przez modele bryły sztywnej i cieczy bezwirowej [3]. Np. dla ^{170}Yb :

$$J_{\text{dośw.}} \approx 5,5 J_{\text{irrot}} \approx 0,45 J_{\text{rig}}. \quad (46)$$

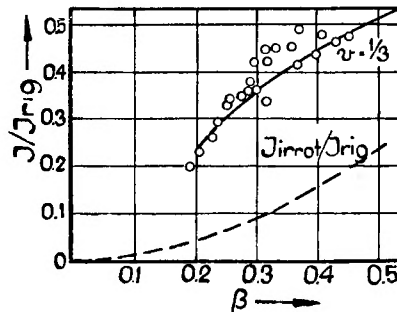
Stosunki wartości momentów doświadczalnych do wartości przewidywanych dla bryły sztywnej przedstawione są na rys. 4 dla jąder z obszaru ziem rzadkich z $150 < A < 190$. Na rys. 5 pokazane są stosunki J/J_{rig} dla jąder parzysto-parzystych z $150 < A < 190$ jako funkcje deformacji jąder (β wyznaczone z przekrojów czynnych na wzbudzenie kulombowskie). Doświadczalne wartości

momentów bezwładności wzrastają silniej z deformacją niż J_{rig} , lecz wolniej niż J_{irrot} .

Odstępstwa doświadczalnych momentów bezwładności od wartości przewidywanych dla cieczy bezwirowej można wytłumaczyć faktem, że średnie drogi swobodne nukleonów w jądrze są porównywalne z rozmiarami jądra.



Rys. 4. Momenty bezwładności jąder z $150 < A < 190$ [3]



Rys. 5. Zależność momentów bezwładności od deformacji jądra [2]

Odstępstwa wartości doświadczalnych momentów bezwładności od wartości momentów dla bryły sztywnej spowodowane są nakładaniem się dwóch efektów [3]. Rezydualne oddziaływania zmniejszają momenty bezwładności (gdyby oddziaływania te były dostatecznie silne, to otrzymalibyśmy ruch cieczy bezwirowej). Poza tym założenie możliwości rozpatrywania nukleonów statystycznie stosuje się tylko w przybliżeniu i należy oczekiwać fluktuacji wartości momentów bezwładności, związanych ze szczegółami schematu struktury wewnętrznej.

4. Stany wibracyjne jądra

Interpretacja jądrowych poziomów wzbudzonych jako stanów wibracyjnych, czyli jako oscylacji kształtu jądra względem jego kształtu w równowadze, nie jest tak dokładna jak w wypadku widm rotacyjnych. Energie stanów wibracyjnych (rzędu 1 MeV) nie są już małe w porównaniu z energiami wzbudzeń wewnętrznych (1—2 MeV) w jądrach parzysto-parzystych, tak że oddziaływania między ruchami wewnętrznymi i wibracyjnymi mogą odgrywać dużą rolę i utrudniać interpretację poziomów energetycznych.

4.1. Założenia modelowe

A. Parametry deformacji kształtu dla elipsoidy obrotowej

Przystępując do opisu ruchów wibracyjnych jądra przedstawimy powierzchnię elipsoidy obrotowej nie różniącej się znacznie od kuli o promieniu R_0 i o tej samej objętości w postaci [6]:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{\mu}^* Y_{2\mu} \quad (47)$$

gdzie α_{μ} jest zespołem pięciu niezależnych parametrów deformacji. Dwa z tych parametrów opisują kształt, a pozostałe opisują orientację elipsoidy w przestrzeni. Obecnie ważne są dla nas tylko dwa parametry kształtu. Zwykle definiuje się je za pomocą wydłużeń w kierunku trzech osi głównych:

$$\delta R_{\nu} = \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta R_0 \cos \left(\gamma - \frac{2\pi\nu}{3} \right) \quad (48)$$

gdzie $\nu = 1, 2, 3$. Wielkość β określa odstępstwa od kształtu kulistego, a γ określa specyficzny kształt jądra. I tak $\gamma = 0$ opisuje elipsoidę wydłużoną, a $\gamma = \pi$ elipsoidę spłaszczoną z osiami symetrii wzdłuż osi z . W układzie związanym z jądrem (osie układu zgodne z osiami głównymi) parametry deformacji (α_{μ} zamiast a_{μ}) dane są wzorami:

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= \beta \cos \gamma \\ a_1 &= a_{-1} = 0 \\ a_2 &= a_{-2} = \sqrt{\frac{1}{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

B. Hamiltonian kolektywny

Założmy znów, że struktura wewnętrzna jądra podąża adiabaticznie za zmiennym polem jądrowym. Jednak i teraz nie będziemy rozważać szczegółowo wewnętrznej funkcji falowej, lecz wszystkie wzbudzenia uznajemy za wzbudzenia kolektywne. Są to więc założenia modelu kolektywnego. Ograniczam się przy tym do wibracji kwadrupolowych. Przy tych założeniach kolektywny hamiltonian zapisać można w postaci:

$$H_{\text{kol}} = \frac{1}{2} \sum_{\mu} B_2(\vec{a}) |\dot{\vec{a}}_{\mu}|^2 + V(\vec{a}) \quad (50)$$

gdzie α_μ są parametrami deformacji ($\vec{\alpha}$ oznacza zbiór α_μ). Człon pierwszy równania (50) oznacza całkowitą energię ruchu kolektywnego (w przybliżeniu adiabatycznym), przy czym B_2 jest parametrem masowym kolektywnych oscylacji kwadrupolowych, natomiast $V(\vec{\alpha})$ jest kolektywną energią potencjalną.

Nie rozpatrując nawet szczegółowej postaci $V(\vec{\alpha})$ i $B_2(\vec{\alpha})$ można otrzymać ciekawe wnioski w oparciu o postawione założenia. Dla jąder parzysto-parzystych wewnętrzny stan podstawowy posiada moment pędu $I_0 = 0$, tak więc za każdy inny moment pędu jak i za moment magnetyczny odpowiedzialne muszą być ruchy kolektywne. Wynika stąd, że moment magnetyczny jądra jest równoległy do momentu pędu:

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I}, \quad (51)$$

gdzie g_R jest czynnikiem jądrowym dla ruchu kolektywnego. Prosty stąd wniosek, że między poziomami kolektywnymi nie może być promieniowania $M1$, ponieważ elementy macierzowe momentu pędu I dla przejść między różnymi stanami niezdegenerowanymi znikają. Tak więc wszystkie przejścia między poziomami kolektywnymi powinny być typu $E2$.

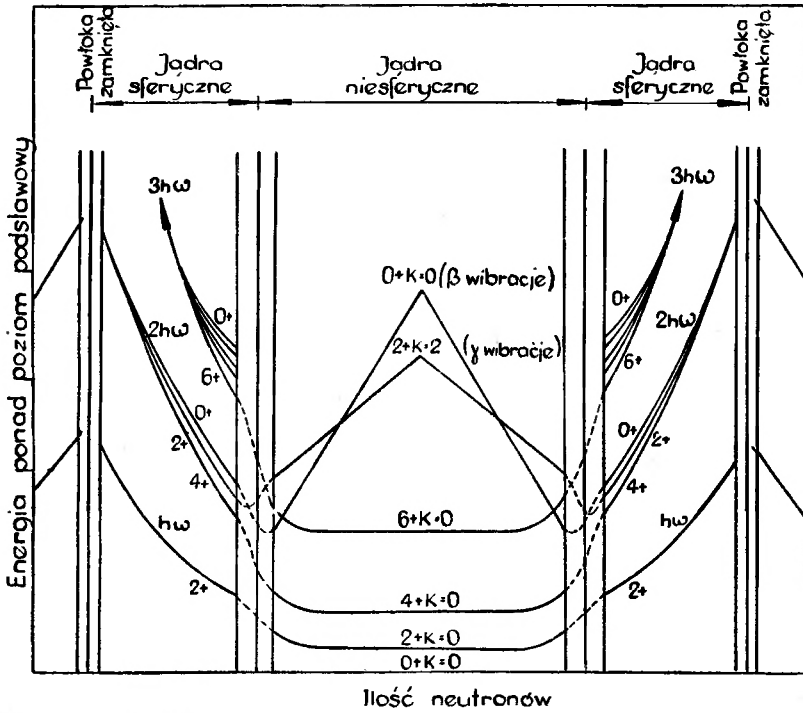
4.2. Wibracje jąder silnie zdeformowanych

W jądrach silnie zdeformowanych najniższe stany wzbudzeń kolektywnych są stanami rotacyjnymi. W jądrach tych mogą mieć również miejsce wibracje względem kształtu równowagi, dając kolektywne wzbudzenia o wyższej energii.

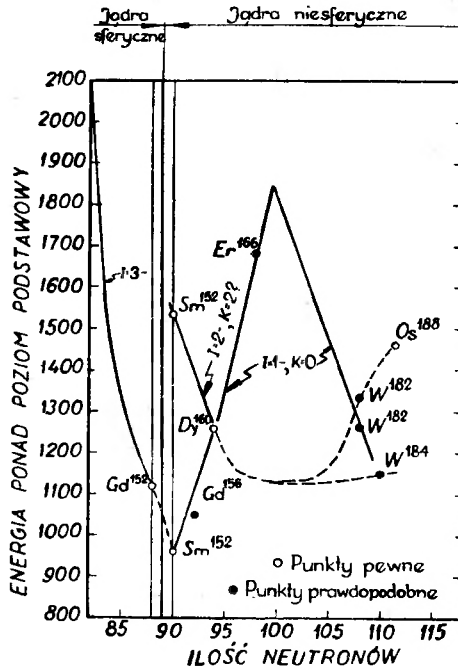
A. Wibracje kwadrupolowe

Jądro osiowo symetryczne może wykonywać dwa rodzaje wibracji kwadrupolowych [9]. Możemy mieć do czynienia z oscylacjami elipsoidy obrotowej (wydłużonej) względem kształtu równowagi z zachowaniem osiowej symetrii — wibracje β względem β_0 (γ ustalone jako równe 0), czyli wibracje α_0 względem β_0 z wszystkimi innymi parametrami α_μ równymi zeru (patrz (49)). Wibracje te, zwane β -wibracjami, nie unoszą żadnego momentu pędu w kierunku osi symetrii. Drugi rodzaj możliwej wibracji kwadrupolowej, to oscylacje kształtu jądra względem osi symetrii — β ustalone jako β_0 , lecz γ oscyluje wokół wartości 0, czyli α_2 oscyluje wokół 0, a pozostałe parametry są stałe, przynajmniej w pierwszym przybliżeniu. Te „ γ -wibracje“ unoszą dwie jednostki momentu pędu równoległe do osi symetrii. Ponieważ elipsoida obrotowa jest niezmiennicza wobec transformacji inwersji przestrzennej, a struktura wewnętrzna jąder parzysto-parzystych posiada parytet dodatni, to wszystkie poziomy kwadrupolowe wibracyjne podobnie jak poziomy rotacyjne posiadają również parytet dodatni.

Zależność energii wzbudzenia poziomów kolektywnych o dodatnich parytetach od liczby neutronów w jądrze pokazana jest schematycznie na rys. 6 [12]. Energie wibracji kwadrupolowych w pobliżu powłok zamkniętych (poziomy harmonicznego potencjału zdeformowanego) są stosunkowo wysokie i maleją

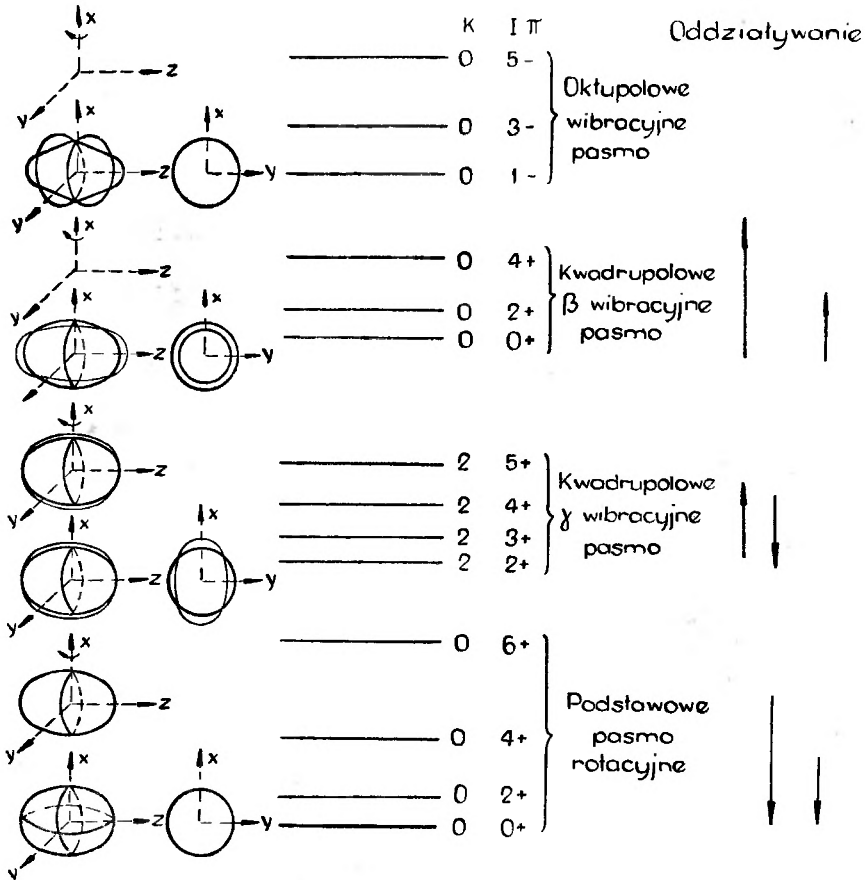


Rys. 6. Schematyczna zależność energii poziomów kolektywnych o dodatnich parytetach od liczby neutronów, dla jąder parzysto-parzystych [12]



Rys. 7. Poziomy energetyczne o ujemnych parytetach w jądrach parzysto-parzystych pierwiastków ziem rzadkich [13]

gwałtownie przy dodawaniu par nukleonów do powłoki zamkniętej, aż do osiągnięcia nowej, niesferycznej równowagi. Energie poziomów podstawowego pasma rotacyjnego maleją aż do wypełnienia nowej powłoki do połowy, a następnie rosną przy dalszym dodawaniu par nukleonów. Natomiast energie β i γ -wibracyjnych poziomów rosną aż do wypełnienia powłoki mniej więcej do połowy, a następnie maleją.



Rys. 8. Schematyczne zobrazowanie sposobów wzbudzeń kolektywnych w silnie zdeformowanych jądrach parzysto-parzystych [13]

Każdy stan wibracyjny może być stanem wyjściowym pasma rotacyjnego. I tak, w jądrach parzysto-parzystych pasmo rotacyjne związane z najniższą energetycznie β -wibracją ($n_\beta = 1, n_\gamma = 0$) będzie posiadać sekwencję spinową: $K = 0, I = 0+, 2+, 4+, \dots$; natomiast dla pierwszego wzbudzonego stanu γ -wibracyjnego ($n_\beta = 0, n_\gamma = 1$) pasmo rotacyjne posiadać będzie sekwencję $K = 2, I = 2+, 3+, 4+, \dots$

B. Poziomy kolektywne o parytetach ujemnych

Istnieją dane wskazujące, że w silnie zdeformowanych jądrach parzysto-parzystych występują również poziomy kolektywne o ujemnych parytetach [13].

Na rys. 7 wykazane są jądra parzysto-parzyste z obszaru ziem rzadkich, dla których stwierdzono istnienie poziomów o ujemnych parytetach.

Prócz wibracji kwadrupolowych jądra mogą również wykonywać wibracje oktopolowe (zanika wtedy symetria ze względu na odbicie zwierciadlane). Wibracjami oktopolowymi można tłumaczyć np. sekwencję poziomów scharakteryzowanych przez $K = 0, I = 1-, 3-, 5-, \dots$

Pewne dane wskazują również na występowanie poziomów z $I = 2-, 3-, 4-$ i K , prawdopodobnie równym 2. Wskazywałyoby to również na naturę kolektywną tych poziomów, jednak systematyka ich jest, jak dotąd, zbyt uboga, by można było dać pełną interpretację tych poziomów.

Na rys. 8 przedstawione są schematycznie najniższe wzbudzenia kolektywne w silnie zdeformowanych jądrach parzysto-parzystych (bez poziomów z $K = 2, I = 2-$). Z prawej strony rysunku strzałkami przedstawione są oddziaływania rotacyjno-wibracyjne między poziomami należącymi do różnych pasm rotacyjnych (patrz następny rozdział).

5. Oddziaływania między różnymi stanami jąder

Dotychczas opisywałem różne formy ruchów jąder bez uwzględnienia wzajemnych wpływów jednej formy ruchu na inną. Obecnie przedstawię w skrócie pewne aspekty tych oddziaływań w stosunku do niektórych własności ruchów kolektywnych jąder parzysto-parzystych.

5.1. Perturbacje stanów rotacyjnych

Prosta zależność energii stanów rotacyjnych jądra od momentu pędu (16) jest dosyć zgodna ze znanymi widmami rotacyjnymi, lecz stanowi ona wynik przybliżenia adiabatycznego; założyliśmy mianowicie, że ruch rotacyjny jest tak wolny, że nie zakłóca on struktury wewnętrznej. Jeżeli jednak energie stanów rotacyjnych nie różnią się znacznie od energii stanów pochodzących od ruchów wewnętrznych, nabierać znaczenia może zarówno dystorsja kształtu jądra powodowana siłami odśrodkowymi (oddziaływanie rotacyjno-wibracyjne), jak i nieadiabatyczne perturbacje powodowane siłami Coriolisa (sprzężenie rotacja-cząstka). Ze względu na to, że w widmach jąder parzysto-parzystych istnieje „gap“ energetyczny i poziomy struktury wewnętrznej leżą daleko od stanu podstawowego, a wszystkie niskie wzbudzenia mają charakter kolektywny (w jądrach silnie zdeformowanych), więc należy oczekiwać, że główną rolę w perturbacji widm rotacyjnych odgrywać będzie oddziaływanie rotacyjno-wibracyjne. Dodając do prostego wzoru (16) człon perturbacyjny, otrzymamy na energię stanów rotacyjnych wzór [3]:

$$E_I = E_{I_0} + \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K(K+1)] - B[I(I+1) - K(K+1)]^2, \quad (52)$$

gdzie współczynnik B jest miarą siły rozpatrywanego oddziaływania.

Na rys. 8 za pomocą strzałek pokazany jest kierunek oddziaływań różnych pasm rotacyjnych. Dane pasmo rotacyjne działa na drugie pasmo o niższych energiach wzbudzenia, obniżając wartości energii, natomiast na położone wyżej — zwiększając wartości energii stanów. Współczynnik oddziaływania między pasmami β i γ -wibracyjnymi nie jest dotąd znany, natomiast dla podstawowego pasma rotacyjnego przybliżenie hydrodynamiczne (model kroplowy) daje na współczynnik oddziaływania rotacyjno-wibracyjnego wzór [3]:

$$B_{\text{hydr}} = \left(\frac{\hbar^2}{2J} \right)^3 \left[\frac{12}{(\hbar\omega_\beta)^2} + \frac{4}{(\hbar\omega_\gamma)^2} \right] \quad (53)$$

gdzie $\hbar\omega_\beta$ i $\hbar\omega_\gamma$ oznaczają odpowiednio energie wzbudzenia stanu β i γ -wibracyjnego.

Zastosowane przy otrzymaniu wzoru (53) przybliżenie hydrodynamiczne nie daje wartości współczynnika B zgodnych z doświadczeniem. Sheline [13] sugeruje, że zgodność z doświadczeniem otrzymamy wprowadzając czynnik

$$b = \frac{B_{\text{hydr}}}{B_{\text{dośw}}} , \quad (54)$$

przy czym uważa on, że czynnik ten powinien być stały dla wszystkich jąder i mieć wartość $b = 2,12$.

5.2. Poprawki do natężeń przejść

W oparciu o model uogólniony otrzymaliśmy proste wzory na prawdopodobieństwo przejść (37), jak i na stosunki rozgałęzień (41). Wzory te otrzymujemy przy założeniu czystości stanów wibracyjnych i stanu podstawowego, bez wzajemnego oddziaływania tych stanów. Niewielkie nawet zmieszanie stanów z $K = 0$ i $K = 2$ może w sposób istotny zmienić stosunki rozgałęzień. I tak np. stosunek rozgałęzienia przejść ze stanu γ -wibracyjnego ($K = 2$, $I = 2+$) do stanów pasma podstawowego z $K = 0$, $I = 0+$ i $I = 2+$ w myśl modelu uogólnionego powinien wynosić:

$$\frac{B(E2; 2, 2 \rightarrow 0, 0)}{B(E2; 2, 2 \rightarrow 0, 2)} = 0,7 . \quad (53)$$

Natomiast wartości doświadczalne na ten stosunek leżą wszystkie poniżej tej wartości (rys. 9). Te systematyczne odstępstwa można uwzględnić wprowadzając pewien parametr z , opisujący oddziaływanie między oboma pasmami. Zamiast zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia (37) otrzymamy prawdopodobieństwo przejścia uwzględniające małe przymieszki stanu $K = 0$ do stanu $K = 2$ i na odwrót, w postaci:

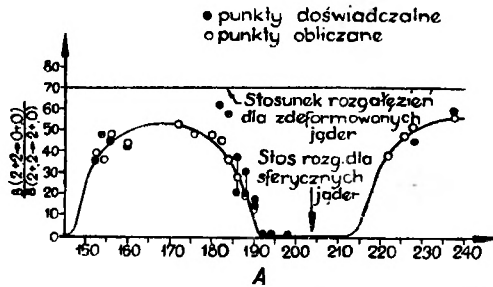
$$B(E2; 2(0), I_t \rightarrow 0(2), I_f) = B(E2; 2, I_t \rightarrow 0, I_f) f(z, I_t, I_f) . \quad (56)$$

Wartości czynnika poprawkowego $f(z, I_t, I_f)$ zebrane są w tabl. I. Parametr z w przybliżeniu hydrodynamicznym jest proporcjonalny do $(\hbar^2/J)/\hbar\omega_\gamma$. She-

line [13] dla wartości

$$z = 2,7 \frac{\left(\frac{\hbar^2}{J}\right)}{\hbar\omega}, \quad (57)$$

otrzymuje dosyć dobrą zgodność poprawionych stosunków rozgałęzień z wartościami doświadczalnymi (rys. 9). Należy jeszcze zaznaczyć, że jeżeli za od-



Rys. 9. Stosunki rozgałęzień przejść ze stanu γ -wibracyjnego ($K = 2, I = 2+$) do stanów rotacyjnych $K = 0, J = 0+, J = 2+$ [13]

Tablica I

Czynniki poprawkowe $f(z, I_i, I_f)$ dla prawdopodobieństw przejść między stanami z $K = 2$ i $K = 0$ [13]

Stan początkowy $K=2$ $I_i=$	Stan końcowy $K=0$ $I_f=$	$f(z, I_i, I_f)$
$I-2$	I	$[1 - (2I+1)z]^2$
$I-1$	I	$[1 + (I+2)z]^2$
I	I	$(1+2z)^2$
$I+1$	I	$[1 - (I-1)z]^2$
$I+2$	I	$[1 - (2I+1)z]^2$

stępstwa między wartościami doświadczalnymi a niepoprawionymi stosunkami rozgałęzień odpowiedzialne jest oddziaływanie rotacyjno-wibracyjne, to wartość parametru z , dobrana dla usunięcia tych niezgodności, powinna być taka sama dla wszystkich stosunków przejść między tymi dwoma pasmami.

5.3. Wpływ rezydualnych oddziaływań na moment bezwładności

Jeżeli nie uwzględnimy wpływu sprzężenia par nukleonów w jądrze i pozostajemy przy adiabatycznym podążaniu struktury wewnętrznej za ruchem kolektywnym, lecz uwzględnimy, że potencjał deformacji we wzorze (50) będzie wolnozmienny w czasie, to można otrzymać przybliżony związek momentu bezwładności z parametrem deformacji [8]:

$$J = 3B_2\beta^2, \quad (58)$$

gdzie B_2 jest parametrem masowym. Widzimy, że moment bezwładności jądra jest proporcjonalny do β^2 .

Jeżeli obecnie uwzględnimy sprzężenie par nukleonów w jądrach parzysto-parzystych, to otrzymamy [3]:

$$\frac{J}{J_{\text{rig}}} = \left\{ \left[1 + \left(\frac{v}{3a} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{v}{3a} \right\}^{-2}, \quad (59)$$

gdzie parametr v jest miarą wielkości tego sprzężenia. Jeżeli $v = 0$ (nie uwzględnione sprzężenie par), to moment bezwładności jądra sprowadza się do momentu bezwładności bryły sferycznej. Jeżeli natomiast $v = 1$, to otrzymamy moment bezwładności charakteryzujący ruch rotacyjny cieczy bezwirowej (model kropłowy). Przy założeniu $v = \frac{1}{3}$, otrzymamy najlepszą zgodność wzoru (59) z doświadczeniem (patrz rys. 5).

Wpływ sprzężenia par nukleonów na moment bezwładności ruchu rotacyjnego jądra został już opracowany w opisie quasi-cząstek [5]. Dla silnie zdeformowanych jąder o symetrii osiowej otrzymujemy w tym opisie:

$$\frac{J}{J_{\text{rig}}} \simeq \left[1 + \left(\frac{\Delta}{E^0} \right)^2 \right]^{-3/2}, \quad (60)$$

gdzie Δ oznacza „gap“ energetyczny, a E^0 średnią energię wzbudzenia quasi-cząstek. Jeżeli nie istniałyby korelacje sprzężenia par nukleonów ($\Delta = 0$), to energia E^0 sprowadza się do energii wzbudzenia cząstek rzeczywistych, a moment bezwładności jądra do momentu bezwładności bryły sferycznej. Doświadczone dane wskazują, że dla silnie zdeformowanych jąder parzysto-parzystych $\Delta \approx (0,7 - 0,8)E^0$. Dla takich wartości otrzymujemy z równania (60) $J/J_{\text{rig}} \approx \frac{1}{2}$, w zgodzie z doświadczeniem.

Literatura

- [1] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd.*, **27**, 16 (1953).
- [2] R. Adler, A. Bohr, T. Huus, B. R. Mottelson, A. Winther, *Rev. mod. Phys.*, **28**, 432 (1956).
- [3] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd.*, **30**, 1 (1959).
- [4] A. Bohr, B. R. Mottelson, D. Pines, *Phys. Rev.*, **110**, 936 (1958).
- [5] S. T. Belyaev, *Mat. Fys. Medd.*, **32**, 11 (1959).
- [6] A. Bohr, *Mat. Fys. Medd.*, **26**, 14 (1952).
- [7] S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.*, **103**, 1328 (1956).
- [8] S. A. Moszkowski, *Handbuch der Physik*, ed S. Flügge, **39**, 411, Berlin (1957).
- [9] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Beta and Gamma Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn, 468, Amsterdam (1955).
- [10] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd.*, **29**, 16 (1955).
- [11] G. Alaga, K. Adler, A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd.*, **29**, 9 (1955).
- [12] I. Marklund, B. Van Nooijen, Z. Grabowski, *Nuclear Phys.*, **15**, 533 (1960).
- [13] R. K. Sheline, *Rev. mod. Phys.*, **32**, 1 (1960).

Stan rezonansowy układu $K-\pi$

W ostatnich miesiącach postąpiły bardzo naprzód badania nad stanami rezonansowymi układów złożonych z dziwnej cząstki i mezonu π . Istnienie takich stanów rezonansowych nie może być oczywiście stwierdzone wprost w reakcjach rozpraszania pionów na danej dziwnej cząstce ze względu na brak odpowiednich *targetów*. Trzeba się wobec tego uciekać do takich reakcji, w których stan *dziwna cząstka*—mezon π jest kreowany jako część stanu końcowego. I tak np. w wyżej wzmiankowany sposób udało się stwierdzić istnienie stanu związanego $\Lambda + \pi$. Obecnie nadeszła kolej na stan składający się z mezonów K i π .

Odkrycie, o którym mowa, zostało dokonane przez grupę Alvareza [1] podczas badań nad oddziaływaniami mezonów K^- o pędzie $1,15 \frac{\text{GeV}}{c}$ w wodorze za pomocą komory pęcherykowej. Konkretnie przedmiotem badań była przede wszystkim reakcja



Związane to jest z faktem, że przypadki tej właśnie reakcji były szczególnie łatwe do zidentyfikowania, jeśli tylko powstający mezon \bar{K}^0 rozpadał się na dwa naładowane piony, obserwowane w komorze jako widełkowaty ślad skorelowany z punktem, w którym dwie naładowane cząstki przechodziły w dwie inne. Przy pomocy analizy kinematycznej wyodrębniono 48 przypadków reakcji (1) spośród szeregu innych o podobnej geometrii. Wynik następnie poprawiono ze względu na możliwość zachodzenia rozpadów mezonu K^0 na obojętne piony oraz ze względu na możliwość ucieczki tego mezonu z komory przed nastąpieniem rozpadu. Po uwzględnieniu tych czynników obliczono całkowity przekrój czynny dla reakcji (1) i przekonano się, że wynosi on $\sigma \sim 2,0 \pm 0,3$ mb.

Kluczowym punktem pracy jest jednak sporządzenie wykresu Dalitza dla naszej reakcji, na którym poszczególne przypadki są przedstawione w postaci punktów na płaszczyźnie w układzie odniesienia, na osiach którego odkłada się energię kinetyczną mezonu π i energię kinetyczną protonu (końcowego). Przekonano się wówczas, że uzyskany rozkład zdarzeń nie jest jednostajny, czego można by oczekiwać, gdyby odgrywały tu rolę wyłącznie czynniki natury statystycznej, a nie dynamicznej. Mianowicie zdarzenia wyraźnie grupują się wokół prostej, odpowiadającej energii kinetycznej protonu około 20 MeV. Zgrupowanie zdarzeń jest tak wyraźne, że np. gdybyśmy ekstrapolowali gęstość zdarzeń z obszaru o energii kinetycznej protonu od 15 do 25 MeV na obszar poniżej 15 MeV, posługując się rozważaniami statystycznymi, to powinniśmy uzyskać w tym obszarze 16 przypadków, podczas gdy faktycznie obserwuje się tylko trzy. Dodać trzeba, że układ pomiarowy żadną miarą nie dyskryminował protonów o niskich energiach, gdyż można je było łatwo zidentyfikować. W tej sytuacji jedynym wyjaśnieniem zaobserwowanej anomalii wydaje się założenie, że reakcja (1) faktycznie przebiega w dwu etapach, przy czym w pierwszym etapie tworzy się stan dwucząstkowy składający się z protonu i nietrwalej cząstki K^{*-} , stanowiącej stan rezonansowy układu $K-\pi$. W drugim etapie reakcji cząstka K^{*-} rozpada się na obserwowany mezon π^- i \bar{K}^0 . Schemat reakcji wyglądałby więc następująco:



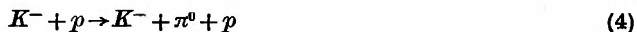
Bardzo interesujący wydaje się fakt, że na rozkładzie zdarzeń na wykresie Dalitza nie odbija się znany rezonans $N-\pi$ w stanie $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$. Jego wpływ uwidoczniłby się na nim w postaci większego zagęszczenia punktów wokół prostej odpowiadającej ustalonej (rezonansowej) energii układu $N-\pi$, a więc wokół prostej pochylonej pod pewnym kątem do obu osi. Żadnego takiego zagęszczenia się nie obserwuje. Mały wpływ tego rezonansu można sobie tłumaczyć tym, że, po pierwsze, stan rezonansowy nie może być produkowany, jeśli stan wejściowy cząstek $K-p$ ma spin izotopowy równy zeru (gdyż dodanie jednego mezonu K o $T = \frac{1}{2}$ do stanu rezonansowego o $T = \frac{3}{2}$ nie może dać stanu o $T = 0$), po drugie zaś, nawet dla stanu $T = 1$ (wejściowego) rezonans $(3-3)$ uprzywilejowuje kanał $(n + \pi^0) + \bar{K}^0$ w porównaniu z kanałem $(p + \pi^-) + \bar{K}^0$, który to stan był przedmiotem obserwacji. (Wynika to stąd, że oba te stany należą do $T_3 = -\frac{1}{2}$ zaś funkcja falowa układu nukleon-pion w stanie $T = \frac{3}{2}$, $T_3 = -\frac{1}{2}$ ma postać: $\varphi_{\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(p\pi^- + \sqrt{2}n\pi^0)$).

Zbadano rozkład masy „cząstki“ K^* i przekonano się, że jej wartość średnia odpowiada 885 ± 3 MeV. Następnie usunięto pewną ilość przypadków z tła, którą to wartość oszacowano na podstawie rozważań statystycznych, oraz po rozłożeniu błędu doświadczalnego na każdy z pozostałych (po odrzuceniu tła) przypadków (od 3 do 4 MeV), otrzymano szerokość półłódkową w maksimum; wynosi ona około 16 MeV. Odpowiada to czasowi życia $4 \cdot 10^{-23}$ sek.

Następnym etapem badań musiało być zbadanie własności „cząstki“ K^* , szczególnie zaś wyznaczenie jej spinu i izospinu. Wyznaczenie spinu pociągnęłoby też za sobą wyznaczenie parzystości K^* względem K , a mianowicie gdyby spin ten był liczbą parzystą, parzystości tych cząstek byłyby przeciwne (mezon π ma parzystość ujemną), a gdyby spin ten był liczbą nieparzystą, parzystości obu cząstek byłyby zgodne. W obu wymienionych kwestiach istnieją już wstępne, dość ugruntowane w materiale doświadczalnym, sugestie.

Co się tyczy sprawy spinu cząstki K^* , to przede wszystkim zwraca uwagę fakt, że rozkład kątowy w reakcji (2) jest izotropowy. Jeśli się założy, że mezon K^* jest wytwarzany głównie w stanie S , co się wydaje rozsądne zarówno ze względu na bliskość prognu reakcji, jak i ze względu na izotropowy, jak wspomnieliśmy, rozkład kątowy, można uzyskać oszacowanie dla górnej granicy spinu S mezonu K^* . Analiza liczbowa wskazuje mianowicie, że $S \geq 2$ wydaje się wykluczone. Zatem albo $S = 0$, albo $S = 1$. Odróżnienie od siebie tych przypadków będzie możliwe po przeprowadzeniu badań nad reakcją (1) także dla innych energii cząstek padających.

Natomiast co się tyczy wartości spinu izotopowego mezonu K^* , to można by go było znaleźć, analizując także reakcje z mezonem K^* , w których występowałby on w innych wariantach ładunkowych. Poczyniono już pierwsze kroki na tej drodze badając reakcje



Reakcje (4) i (5) trudniej poddawały się badaniu niż reakcja (1). Wynika to między innymi stąd, że wiązka K^- zawierała też około 10% domieszki mezonów π^- i przebieg zjawisk był zakłócany przez nieelastyczne oddziaływania mezonów π^- . Wskutek tego do analizy zdarzeń nie wystarczały rozważania kinematyczne, lecz trzeba było także uciec się do pomiarów jonizacji. W tych warunkach rozumie się, że dane są nieco mniej pewne i ich opracowanie musi trwać dłużej. Mimo to jednak dostępne wyniki prowizoryczne niedwuznacznie wskazują na to, że w obu reakcjach (4) i (5) obserwuje się *piki* w takim otoczeniu określonej energii kinetycznej nukleonu, które odpowiada cząstce K^* . Dla cząstki K^* - możliwe są (jak widać) dwa kanały rozpadu, przy czym *branching ratios* w tych kanałach zależą od jej spinu izotopowego. Okazuje się mianowicie, że jeśli zdefiniujemy sobie liczbę R jako

$$R = \frac{K^* \rightarrow K^- + \pi^0}{K^* \rightarrow K^0 + \pi^-}, \quad (6)$$

to gdy $T_{K^*} = \frac{1}{2}$, R powinno się równać 0,5, podczas gdy, jeśli $T_{K^*} = \frac{3}{2}$, to R wynosi 2. Dotychczasowe wyniki eksperymentalne dają dla R wartość $R = 0,75 \pm 0,35$, co stanowi silne poparcie dla założenia, że cząstka K^* ma izospin równy $\frac{1}{2}$.

Clou całej tej historii stanowi fakt, że cząstka o podobnych własnościach była od pewnego czasu postulowana przez teoretyków i to z kilku zupełnie odmiennych punktów widzenia. Konkretnie chodziło tu o istnienie cząstki (zwanej K'), która by (oczywiście poza masą) różniła się od mezonu K tylko swą parzystością. Sprawę tę np. poruszył Tio mno [2] postulując istnienie takiej cząstki dla wyjaśnienia obserwowanej anizotropii w rozkładzie kątowym cząstek Λ produkowanych podczas reakcji



Jak wiadomo, w rozkładzie tym silnie uprzywilejowany jest kierunek ku tyłowi (w układzie środka masy). W swoim czasie Pais [3] próbował fakt ten wyjaśnić, zakładając, że między mezonami K i π istnieje bezpośrednie trójbozonowe oddziaływanie typu $KK\pi$. Aby jednak oddziaływanie takie mogło istnieć, potrzeba, by mezony K mogły się od siebie różnić parzystością (jak np. u Paisa mezony obojętne od naładowanych). Fakt ten jest niezmiernie nieprzyjemny z teoretycznego punktu widzenia, gdyż prowadzi do komplikacji z zasadą niezależności ładunkowej oddziaływań pionów. Dlatego też Tio mno raczej woli postulować istnienie nowej cząstki (K'), dla której można utworzyć oddziaływanie typu $KK'\pi$, a także $\Lambda K'p$. Rozpatrując następnie w przybliżeniu Borna element macierzowy dla procesu (7), odpowiadający przenoszeniu oddziaływania przez mezon K' , Tio mno stwierdza, że w tym (niezbyt zresztą wiarogodnym) przybliżeniu uzyskuje się zgodny z doświadczeniem rozkład kątowy w reakcji (7), jeśli się założy, że masa mezonu K' ma wartość

$$m_{K'} = 605 \pm 49 \text{ MeV } (K' \text{ skalarne})$$

$$m_{K'} = 176 \pm 46 \text{ MeV } (K' \text{ pseudoskalarne}).$$

Ten drugi przypadek oczywiście możemy od razu wykluczyć, gdyż odpowiada on tak małej masie K' , że byłby możliwy szybki rozpad $K \rightarrow K' + \pi$. Zatem postulowane K' powinno być skalarne, a więc K — pseudoskalarne, w zgodzie z innymi argumentami eksperymentalnymi i teoretycznymi.

Istnienie cząstki K' postulował też Gell-Mann [4] celem uzdrowienia powstałej sytuacji w teorii słabych oddziaływań. Przesłanki Gell-Manna mają bardziej ogólny, a więc mniej sprecyzowany charakter. W każdym razie i tu chodzi o cząstkę o parzystości przeciwnej do parzystości mezonu K .

Powstaje oczywiście pytanie, czy wykryty przez Alvareza i jego grupę stan rezonansowy K^* można będzie interpretować jako postulowaną cząstkę K' . Na pytanie to jednak w chwili obecnej nie można jeszcze udzielić odpowiedzi, przed ustaleniem spinu, a więc i parzystości K^* . Można jednak wierzyć, że Natura choć raz zlituje się nad teoretykami, którym cząstka K' naprawdę bardzo jest potrzebna.

Grzegorz Białkowski

[1] M. Alston et al., Phys. Rev. Letters, 6, 300 (1961).

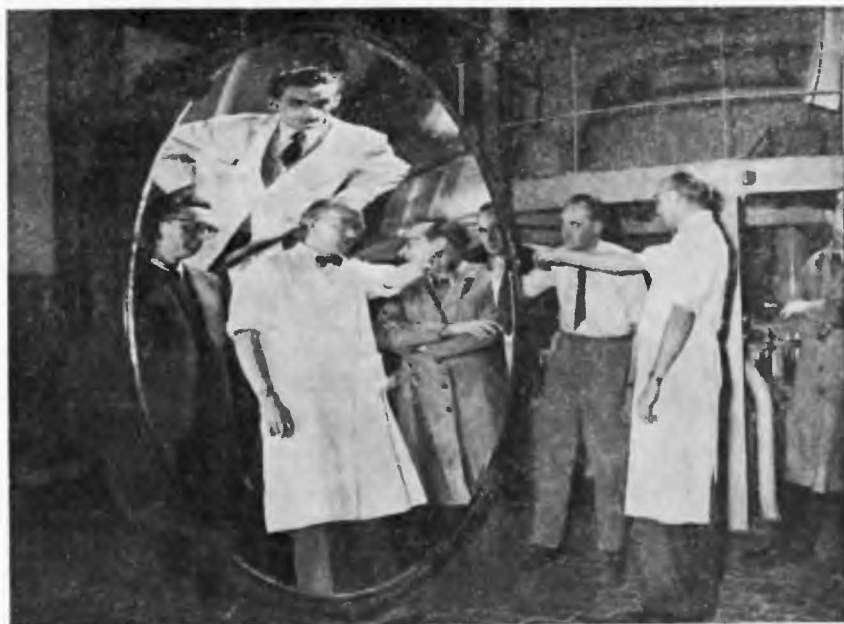
[2] J. Tio mno et al., Phys. Rev. Letters, 6, 120 (1961).

[3] A. Pais, Phys. Rev., 112, 624 (1958).

[4] M. Gell-Mann, Proc. of 1960 Annual International Conf. on High Energy Physics at Rochester, str. 508.

Oddanie do użytku Instytutowi Niemieckiej Akademii Nauk w Tautenburg — Jena teleskopu o dwumetrowej średnicy zwierciadła

19 października 1960 r. oddano do użytku w nowootwartym obserwatorium astronomicznym Tautenburg koło Jeny teleskop zwierciadłowy o średnicy 2 metrów. Teleskop wykonany przez firmę VEB Carl Zeiss Jena, według projektu prof. dr Kienle z Heidelbergu,



Rys. 1. Sferyczne zwierciadło główne

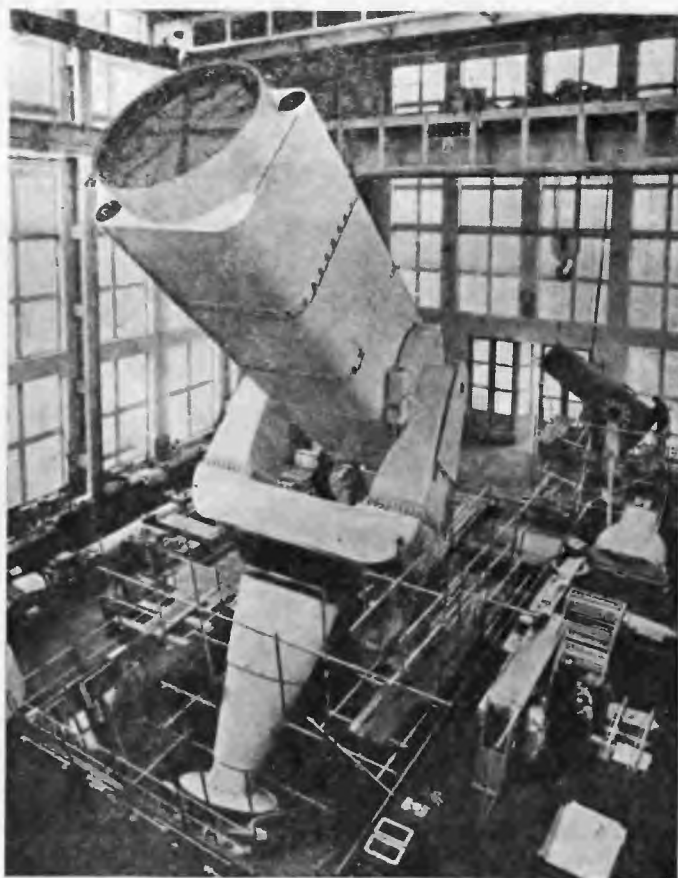
stanowi kombinację różnych systemów optycznych i jest pierwszym w swoim rodzaju. Można dzięki niemu obserwować ciała niebieskie zbiorowo i indywidualnie. Teleskop powyższy należy do największych teleskopów zwierciadłowych świata i jest drugim co do wielkości w Europie po budowanym w ZSRR (średnica zwierciadła 2,6 m).

Zasadnicze elementy układu optycznego teleskopu stanowią: sferyczne lustro główne o średnicy 2 metrów oraz płytka korekcyjna o średnicy 1,34 metra, tworzące razem układ Schmidta. Uzyskany w ten sposób system fotograficzny posiada 4-metrową ogniskową oraz jasność 1:3. Jest to największy na świecie teleskop systemu Schmidta. Pozwala on badać większe obszary nieba i rejestrować je na kliszach fotograficznych o wymiarach 24×24 cm.

Do obserwacji poszczególnych obiektów nieba służy system quasi-Cassegraina, w którym sferyczne lustro główne sprzężone jest z przeciwległym lustrem o średnicy 400 mm. Otrzymany układ ma ogniskową długości 20 m i służy głównie do badań fotometrycznych i spektroskopowych. System quasi-coudé jest zbudowany podobnie jak poprzedni, posiada jednak

większą ogniskową, a mianowicie 92 m. Punkt obserwacyjny w tym systemie znajduje się zawsze w tym samym miejscu. Umożliwia to wbudowanie na stałe najbardziej wrażliwej i czulej aparatury takiej jak np. spektrografy o dużej zdolności rozdzielczej, których nie trzeba przesuwać wraz z teleskopem przy prowadzonych obserwacjach.

Do podstawowych elementów mechanicznych uniwersalnego teleskopu należy rura o przekroju kwadratowym długości około 10 m, umieszczona w tzw. zawieszaniu widłowym. W ten sposób zamontowany teleskop może być skierowany na dowolny obiekt niebieski. Pozwala



Rys. 2. Widok ogólny teleskopu

to również na kompensację obrotów nieba w czasie dłuższych obserwacji, a tym samym utrzymanie orientacji teleskopu na to samo ciało niebieskie. Ze względu na duży ciężar części ruchomych teleskopu (65 000 kg) skonstruowano specjalne łożysko olejowe, pozwalające przesuwać go z wymaganą dokładnością w czasie obserwacji za pomocą specjalnego koła — ślimacznicy o średnicy 2160 mm na warstwie oleju grubości 0,05 mm. Zęby koła ślimacznicy są od siebie oddalone z dokładnością nie przekraczającą wartości teoretycznej średnio o 0,5 sekundy łukowej. Obroty tubusu, o wadze 26 000 kg, dookoła osi deklinacji, jak i obroty dookoła osi godzinowej są przekazywane do głównego i kilku mniejszych stołów rozdzielczych. Stąd można skierować przyrząd według współrzędnych astronomicznych na dowolne ciało niebieskie. Liczne urządzenia kompensacyjne pozwalają na zachowanie największej dokładności przez poszczególne elementy optyczne teleskopu, przy różnych jego położeniach i przy różnych warunkach temperatury.

Tak zwierciadło główne o wadze 2370 kg, jak płytką korekcyjną o grubości 38 mm i wszystkie pozostałe zwierciadła oraz część optycznych prac przygotowawczych zostały wykonane przez VEB Jenaer Glaswerke Schott & Gen.. Szczególnie wielkie osiągnięcia astrooptyki stanowią: płytką korekcyjną ze szkła dobrze przepuszczającego promienie ultrafioletowe oraz obydwie lustra Cassegraina i coudé, których powierzchnie nie odbiegają więcej niż o 0,05 mm od idealnej powierzchni kulistej. Badania przeprowadzone w pomieszczeniu doświadczalnym o długości 50 m wykazały, że teleskop mimo skomplikowanej budowy, dzięki swoim właściwościom optycznym, może być zaliczony do najlepszych na świecie. Przynależne do teleskopu spektrografy są jeszcze w trakcie budowy w zakładach VEB Carl Zeiss Jena. Dzięki wyposażeniu w siatki dyfrakcyjne pozwolą one na uzyskanie widma o maksymalnej długości 1500 mm. Średnica dużego lustra spektrografu coudé ma planowany rozmiar 1200 mm, czyli osiągnie wymiar średniego teleskopu.

Teleskop umieszczono w kopule o średnicy 20 m i ciężarze 175 ton, skonstruowanej przez VEB Carl Zeiss Jena. Przy budowie współpracowały także firmy VEB Sächsische Brücken- und Stahlbau i firma Ulrich z Drezna. Interesująco została również rozwiązana izolacja cieplna kopuły, dzięki której temperatura nocna zostaje utrzymana także w czasie napromieniowania słonecznego. Dzięki temu wpływy temperatury na mechaniczne i optyczne własności teleskopu zostają zmniejszone do minimum lub wyeliminowane. Obecnie trwają prace nad budową dwu dalszych teleskopów ze zwierciadłami o średnicy 2 m dla Związku Radzieckiego oraz dla Czechosłowacji.

L. LANDAU i E. LIFSZIC, *Mechanika*
PWN, Warszawa 1961, str. 220

Książka ta, stanowiąca pierwszy tom *Fizyki teoretycznej* Landaua i Lifszica, napisana została pod kątem widzenia potrzeb współczesnego fizyka teoretycznego. Treść jej ułożona jest w inny sposób niż w większości podręczników mechaniki teoretycznej. Autorowie stosują, podobnie jak w teorii pola, metodę dedukcyjną, wychodząc z przyjętej jako postulat zasady Hamiltona, z której wyprowadzają równania Lagrange'a i pojęcia energii i siły. Następnie zakładając niezmienniczość lagrangeanu względem rozmaitych grup transformacji wyprowadzają prawa zachowania mechaniki. Ta część książki ilustruje na prostym przykładzie mechaniki newtonowskiej bieg rozumowania, który stosuje się w różnych mniej czy bardziej skomplikowanych postaciach w klasycznej i kwantowej teorii pól.

Po przedstawieniu zasad mechaniki przychodzi kolej na zastosowania takie, jak całkowanie równań ruchu w prostych przypadkach, klasyczna teoria zderzeń i rozpraszania cząstek. Dokładnie i interesująco przedstawiona jest teoria małych drgań układów punktów materialnych o wielu stopniach swobody, będąca jedną z najciekawszych części tej książki. W dalszym ciągu przedstawiają autorowie kinematykę i dynamikę ciała sztywnego łącznie z teorią ruchu bąka niesymetrycznego. Ostatnie rozdziały książki poświęcone są równaniom kanonicznym, transformacjom kanonicznym i równaniu Hamiltona-Jacobiego wraz z teorią niezmienników adiabatycznych. Tekst uzupełniają liczne i interesujące zadania wraz z rozwiązaniami.

Wydaje się, że metoda wykładu zastosowana w tej książce jest zbyt abstrakcyjna dla studenta, który zaczyna uczyć się mechaniki, książka natomiast nadaje się dla zaawansowanych studentów jako lektury uzupełniającej do wykładu mechaniki teoretycznej, gdyż jej przestudiowanie może dać czytelnikowi duże korzyści. Przede wszystkim pozwoli mu uzyskać pewien syntetyczny pogląd na mechanikę teoretyczną, który trudniej jest zdobyć studiując dłuższe podręczniki o układzie tradycyjnym, poza tym czytelnik zapoznaje się z ciekawszymi, szczególnie zagadnieniami mechaniki, mającymi związek z innymi działami fizyki, które mogą zainteresować również i pracowników naukowych.

Bronisław Średniawa

A. P. FRENCH, *Zasady fizyki współczesnej*

Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Wrocław 1960, str. 357, tłum. Andrzej K. Wróblewski

Podzielam pogląd, że nawet bardzo dobry fizyk nie jest w stanie opanować twórczo więcej jak jedną lub dwie wąskie specjalności. Wynika to ze współczesnego poziomu i tempa rozwoju nauki. Nie jest jednak rzeczą dobrą, gdy przedstawiciele odmiennych specjalności przestają się wzajemnie rozumieć. Dlatego ważne jest zachowanie w pamięci odpowiednio szerokich fundamentów wiedzy fizycznej. Jednym ze sposobów osiągnięcia tego celu jest powracanie do opracowań typu podręcznikowego, których nowe i poprawione wydania pojawiają się coraz częściej na półkach księgarskich i bibliotecznych. Najwygodniejsze są opracowania syntetyczne takie, które łączą dużą rozpiętość tematyczną z jasnością i zwięzłością stylu. Tymi zaletami odznacza się książka Frencha, powstała z wykładów autora na Uniwersytecie Południowej Karoliny. Stara się on na skąpej przestrzeni 350 stron przedstawić narodziny i rozwój najważniejszych problemów fizycznych, wyjaśnić fundamentalne pojęcia i teorie, doprowadzając w ten sposób czytelnika do zrozumienia podstaw fizyki współczesnej. Uważam, że udało mu się osiągnąć wyjątkowo duże nagromadzenie informacji bez pomijania istotnych

ogniw rozumowania; trudno sobie wyobrazić większe skondensowanie wykładu bez uszczerbku dla jego przejrzystości. Autor znalazł miejsce na omówienie podstaw większości działów fizyki, poczynając od atomistycznej budowy materii poprzez elektromagnetyzm, teorię względności, teorię kwantów i inne, a kończąc na fizyce jądra atomowego. Poszczególne rozdziały napisane są w taki sposób, że można je czytać niezależnie od pozostałych jako osobne rozprawki. Podział treści rozdziałów na punktowane tematy przeprowadzony jest tak celnie, że szkoda, iż spis treści nie obejmuje spisu punktów. Brak ten łagodzi, częściowo, wyczerpujący skorowidz. Każdy z rozdziałów zaopatrzone jest w pewną niewielką liczbę zadań, których rozwiązywanie orientuje czytelnika w wartościach spotykanych wielkości fizycznych. Prócz tego dla każdego rozdziału podana jest lista podręczników specjalistycznych i monografii, w których może czytelnik znaleźć szczegółowe opracowania poszczególnych tematów. Wydaje mi się, że w polskim wydaniu listę tę należało uzupełnić o pozycje polskie i rosyjskie, niestety, są tylko anglosaskie (jedna niemiecka!). Styl polskiego przekładu jest na ogół bardzo dobry, co w znacznym stopniu ułatwia wchłanianie treści. Pewne nieliczne zgrzyty w nazewnictwie są w przekładzie nowszego materiału nieuniknione (o terminologii polska!). Jedynym denerwującym potknięciem jest częste, a nieprawidłowe używanie wyrazu „ilość” zamiast wyrazu „liczba”. Np. na str. 239 czytamy: „nieparzysta ilość elektronów”, na str. 244: „całkowita ilość uszeregować”, a na str. 200: „Liczenie ilości cząstek”. Prócz tego występuje pewna liczba błędów o charakterze błędów korektorskich, które uważny czytelnik łatwo wyłowi, jak np. odwrócenie rysunku 2.7, czy zamiana objaśnień na rysunku 8.16. Te nieliczne potknięcia wytykam z obowiązku. Uważam, że *Zasady fizyki współczesnej* są cennym nabytkiem dla każdego parającego się fizyką na szczeblu uniwersyteckim. Nadają się one świetnie jako podręcznik powtórkowy, napisany na wskroś nowocześnie dla ugruntowywania wiadomości, które wypada pamiętać.

Adam Wanio

MAX v. LAUE, Historia fizyki

Wydanie drugie. PWN, Warszawa 1960, str. 242. Tłumaczył A. Teske

Pierwsze wydanie tłumaczenia znanej książki Lauego *Geschichte der Physik* ukazało się w r. 1957. Za jego podstawę przyjęto trzecie wydanie oryginału z r. 1950, uzupełnione przypisami autora do wydania polskiego. W wydaniu tym zamieszczono również dodatek, dotyczący ogólnej teorii względności, który autor włączył następnie do swego wydania czwartego. Niniejsze więc drugie wydanie polskie nie różni się niczym istotnym od wydania pierwszego. Poza drobnymi wygładzeniami stylistycznymi tłumacz dodał jedynie krótkie posłowie. Fakt powtórzenia wydania tłumaczy się niewątpliwie wielkim zainteresowaniem, jaki ta książka wzbudziła u czytelników.

Nie jest to historia, jakiej by się można spodziewać. Trudno wymagać, by na 200 stronach małego formatu dać systematyczny przegląd rozwoju tak ciekawej pod wielu względami dyscypliny, jaką jest fizyka. Książka, pomyślana jako część zbiorowej pracy poświęconej historii nauki, jest napisana z punktu widzenia ewolucji niektórych ważnych dla współczesnej fizyki idei i zdobyczy intelektualnych. W czternastu rozdziałach (Mierzenie czasu, Mechanika, Ciężenie i działanie na odległość, Optyka, Elektryczność i magnetyzm, Układ odniesienia, Podstawy teorii ciepła, Zasada zachowania energii, Termodynamika, Atomistyka, Fizyka jądra atomowego, Fizyka kryształów, Promieniowanie cieplne, Fizyka kwantowa) przedstawiono historyczny rozwój tylko tych zagadnień z dziedziny fizyki, które można już dziś uważać za rozwiązane i które mogą stać się podstawą jej dalszego rozwoju.

Autor nie ograniczył się do suchego jedynie wyliczenia tych zagadnień. Stale w toku wykładu zwraca uwagę na prawidłowości w rozwoju nauki. Rozpatruje więc związki fizyki z pokrewnymi naukami przyrodniczymi oraz techniką i filozofią. Zwraca uwagę na fakt istnienia odkryć przedwczesnych, zapomnianych i równoczesnych, co wiąże się znowu z drażliwymi zagadnieniami priorytetu w nauce. Omawiając rolę wybitnych jednostek w rozwoju nauki stwierdza, że fizyka staje się coraz bardziej wytworem pracy wspólnej.

Z rozważań nad historycznym rozwojem podstawowych pojęć fizyki wyciąga ciekawy wniosek. W przeciwieństwie do niektórych teorii marksistowskich Laue uważa, że przyrodnicze poznanie zawiera w sobie jądro prawdy obiektywnej, nie konwencjonalnej, określonej przez warunki biologiczne i społeczno-polityczne. Dowodem tego, według niego, jest historyczny fakt jednoczenia i uzupełniania się różnych działów fizyki, które pierwotnie rozwijały się niezależnie od siebie.

Wykład historii fizyki Lauego posiada również wiele aspektów humanistycznych. Gdzie to się da, zwraca uwagę na fakt, że „fizyka oddziaływała zarówno na bieg życia jednostek, jak i narodów, bezpośrednio — przez zastosowania techniczne, a pośrednio w sposób mniej rzucający się w oczy, lecz nie mniej potężny, przez swe idee; oddziaływanie to było tak silne, że bez uwzględnienia tego wpływu nawet politycznej historii zrozumieć niepodobna“.

Tłumaczenie A. Teskego, jak zwykle, świetne. W krótkim, dodanym do tego wydania, posłowniu charakteryzuje on ponadto sylwetkę tragicznie niedawno zmarłego twórcy nowego kierunku fizyki, spektroskopii rentgenowskiej, która w rozwoju fizyki atomowej odgrywa wciąż jeszcze poważną rolę.

Tadeusz Piech

J. NOWOŻYŁOW, Cząstki elementarne
Biblioteka Problemów, PWN, Warszawa 1961, str. 215

W czasopiśmie popularnonaukowym pojawił się już cały szereg artykułów o cząstkach elementarnych, brak jednak było w języku polskim książki popularnonaukowej z tej dziedziny. Dlatego też pomysł przetłumaczenia książeczki J. Nowożyłowa był szczęśliwy i pożyteczny. Książka ta wymaga tylko wiadomości wyniesionych ze szkoły średniej i wprowadza trudne pojęcia fizyki cząstek elementarnych stopniowo, tak że czytelnik może je przyswoić sobie bez większego trudu w takim stopniu, w jakim jest to możliwe bez posługiwania się aparatem matematycznym.

Autor rozpoczyna wykład od omówienia praw zachowania w fizyce, zasady nieoznaczoności i od przedstawienia własności najdawniej znanych cząstek elementarnych: elektronów, fotonów, protonów i neutronów. Obszernie omówione są siły jądrowe i własności mezonów π i μ . W rozdziale o siłach jądrowych przedyskutowane są w sposób przystępny i zrozumiały procesy wirtualne i ich związek z zasadą nieokreśloności. W dalszym ciągu przedstawia autor klasyfikację cząstek elementarnych znanych do 1947 r. i wprowadza pojęcie spinu izotopowego i niezależności ładunkowej sił jądrowych. Rozdział ten stanowi zarazem wstęp do dalszej części książki, omawiającej osiągnięcia ostatnich lat w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, a więc odkrycie i własności cząstek dziwnych i ich klasyfikację, problem niezachowania parzystości w słabych oddziaływaniach i zagadnienia struktury cząstek elementarnych.

W całym wykładzie podkreślany jest silnie związek teorii z doświadczeniem, co jest ważne zarówno dla czytelnika fizyka, jak i dla niespecjalisty, który przekonuje się w trakcie czytania, że pojęcia fizyki cząstek elementarnych, na pierwszy rzut oka dziwne i abstrakcyjne, są związane z faktami doświadczalnymi.

Tłumaczenie jest poprawne i dobre, a tłumaczące należą się wyrazy uznania również za uwagi, które zaktualizowały tekst, doprowadzając wykład do stanu z końca 1960 r., oraz za uwagi prostujące pewne nieścisłości oryginału. Jedynie (str. 172) w przypisie należałoby zamiast „... $|\psi|^2$ oznacza prawdopodobieństwo...” napisać „... oznacza gęstość prawdopodobieństwa...”

Cząstki elementarne Nowożyłowa można polecić zarówno fizykom, pracującym w innych działach fizyki, a pragnącym zapoznać się w ogólnych zarysach z rozwojem i dzisiejszym stanem fizyki cząstek elementarnych, jak i nauczycielom fizyki oraz tym, którzy interesują się burzliwym rozwojem tej podstawowej gałęzi fizyki.

Bronisław Średniawa

L. D. Landau — laureatem nagrody im. Fritza Londona

Drugim z kolei laureatem nagrody im. Fritza Londona został L. D. Landau. Nagroda Londona przyznawana jest za wybitne osiągnięcia w fizyce niskich temperatur. Podstawą do przyznania Landauowi tej nagrody są jego prace z dziedziny cieczy kwantowych, a w szczególności teoria helu II.

175-lecie działalności wydawnictwa Vieweg & Sohn

Znane ogółowi fizyków wydawnictwo *Friedrich Vieweg & Sohn* z Brunshwiku obchodzi 175-lecie działalności wydawniczej. Założone w kwietniu 1786 r. przez Fryderyka Viewega specjalizuje się w wydawnictwach z zakresu nauk ścisłych i inżynierii. Wśród wielu autorów publikujących swoje prace w tej firmie wydawniczej wymienić można H. Helmholtza, Marię Curie-Skłodowską, A. Sommerfelda, L. Prandtla, A. Einsteina, M. von Laue, E. Schrödingera.

Seaborg przewodniczącym AEC

Prezydent Kennedy mianował H. T. Seaborga, profesora Uniwersytetu Kalifornijskiego przewodniczącym Komisji Energii Atomowej (AEC). Seaborg jest pierwszym naukowcem piastującym to stanowisko. Jak wiadomo, Seaborg otrzymał nagrodę Nobla w dziedzinie chemii w 1951 r. za odkrycie transuranowców i prace badawcze nad tymi pierwiastkami. Seaborg ma obecnie 48 lat.

Instytut Studiów Zaawansowanych NATO

Komitet Naukowy Organizacji Paktu Północno-Atlantyckiego zainaugurował w 1959 r. subsydiowanie naukowych konferencji specjalistycznych, trwających zazwyczaj kilka tygodni, skupiających naukowców-specjalistów krajów zachodnich.

Konferencje te organizowane są w ramach działalności Instytutu Studiów Zaawansowanych (Advanced Study Institute) podlegającego bezpośrednio organizacji NATO. Pierwsze pięć konferencji odbyły się w Les Houches (Francja), Varennie i Neapolu (Włochy), Corfu (Grecja) i Kjeller (Norwegia) i wszystkie były poświęcone fizyce teoretycznej.

W roku 1961 ma odbyć się 15 takich konferencji poświęconych fizyce plazmy, biochemii, astrofizyce, fizyce jądrowej, krystalografii i fizyce ciała stałego.

Zmiany w Optical Society of America

W styczniu 1961 r. W. R. Brode objął funkcję prezydenta Optical Society of America po odejściu G. Bakera. Jednocześnie W. R. Brode zrezygnował z funkcji redaktora naczelnego *Journal of Optical Society of America*, którą piastował przez 11 lat. Dotychczasowy organ tego towarzystwa naukowego — *Journal of Optical Society of America* ulegnie modyfikacji. Będzie on w najbliższej przyszłości poświęcony wyłącznie publikacjom z zakresu optyki czystej. Prace z dziedziny optyki stosowanej będą publikowane na łamach nowego czasopisma — *Applied Optics*, które po raz pierwszy ukaże się w styczniu 1962 r. Jak wiadomo od pewnego czasu *Optical Society of America* wydaje angielską wersję radzieckiego miesięcznika *Optyka i Spektroskopia*. Wydawnictwo tego ostatniego czasopisma jest finansowane między innymi przez Narodowy Fundusz Naukowy (National Science Foundation), którego zarząd przyznał w br. 50 000 dolarów na tę działalność.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej Perspektywy rozwoju energetyki jądrowej na Filipinach

Na prośbę rządu filipińskiego Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej wy-

ślą do Manili grupę ekspertów z dziedziny energetyki jądrowej, w celu przeprowadzenia studiów nad perspektywami rozwoju tej dziedziny techniki w bieżącym dziesięcioleciu na Filipinach. Pobyt grupy ekspertów MAEA w Manili potrwa około miesiąca. Pomoc, jaką udzielono Filipinom, jest wyrazem nowych tendencji w działalności MAEA, polegających na szczególnym uwzględnianiu potrzeb krajów ekonomicznie i technicznie zacofanych.

Wyniki badań dozymetrycznych w Vinca

W związku z awarią jugosłowiańskiego reaktora w Vinca, która pociągnęła za sobą tragiczne następstwa, Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej opublikowała raport, sporządzony przez zespół specjalistów z Oak Ridge, dotyczący pomiarów dozymetrycznych, przeprowadzonych na miejscu wypadku. Jak wiadomo, w październiku 1958 r. w wyniku niekontrolowanego przebiegu reakcji łańcuchowej w reaktorze jądrowym w Vinca, 6 osób znajdujących się bezpośrednio przy reaktorze uległo napromieniowaniu, przy czym jedna z nich zmarła. Z inicjatywy MAEA grupa dozymetrystów z Oak Ridge pod kierunkiem dra K. Z. Morgana przeprowadziła w Vinca szereg dokładnych pomiarów, mających na celu znalezienie dokładnej relacji między dawką promieniowania zaabsorbowanego przez ludzki organizm, a objawami chorobowymi, zaobserwowanymi w klinice belgradzkiej i paryskiej u 6 napromieniowanych osób. Pomijając doświadczenia z Hiroszimy i Nagasaki, wypadki napromieniowania ludzi dużymi dawkami promieniowania jądrowego należą do rzadkości. Wypadek w Vinca był wyjątkowy pod wielu względami i stąd wynika jego duże znaczenie dla badań nad efektami biologicznymi radiacji jonizującej oraz dla znalezienia najważniejszych metod terapii. Pomiar dozymetryczne w Vinca dokonane zostały przy użyciu plastikowych fantomów, wypełnionych wodnym roztworem soli kuchennej i wystawionych na działanie neutronów reaktorowych, przy różnych poziomach mocy reaktora. Uzyskana w ten sposób sztuczna promieniotwórczość izotopu ^{24}Na była miarą dawki neutronów.

W wyniku pomiarów zespołu z Oak Ridge okazało się, że wśród 6 napromieniowanych osób najmniejsza dawka wyniosła 207 radów, największa zaś 436 radów. (1 rad odpowiada 1/100 erga energii promienistej, zaabsorbowanej przez 1 gram substancji absorbującej).

Symposium na temat zastosowań trytu

W maju 1961 r. odbył się w Wiedniu międzynarodowy symposium, poświęcony zastosowaniom trytu w badaniach fizycznych i biologicznych. Szczególną uwagę zwrócono na możliwość zbadania krążenia wody w przyrodzie za pomocą trytu. Pomysł zastosowania trytu do badań hydrologicznych pochodzi od W. F. Libby'ego, który był obecny na symposiumie. W symposiumie wzięło udział około 270 naukowców z 23 krajów.

Wzrost wpływów krajów $\bar{}$ afroazjatyckich w MAEA

Skład osobowy Komitetu Wykonawczego MAEA został powiększony z 23 do 25 członków. Jedno z miejsc zostało zarezerwowane dla przedstawiciela Afryki, drugie dla przedstawiciela Środkowego Wschodu.

Miniaturowy cyklotron dla celów szkoleniowych

W jednym z prowincjonalnych kolegiów amerykańskich — Pomona College — uruchomiono miniaturowy cyklotron o wymiarach 3×5 stóp. Cyklotron dostarcza protonów o energii 2 MeV lub deuteronów o energii 4 MeV o natężeniu wiązki 25 mikroamperów. Cyklotron ten przeznaczony jest głównie do celów szkoleniowych.

Jądrowe źródło energii dla sztucznych satelitów

W Baltimore rozpoczęto próbną eksploatację jądrowego źródła energii typu SNAP dla statków kosmicznych i sztucznych satelitów. Jest to urządzenie termoelektryczne, zawierające 277 termoelementów, których spojenia ogrzewane są na koszt energii rozpadu promieniotwórczego izotopu ^{144}Ce . Moc generatora wynosi 125 watów przy napięciu 28 woltów. Zaletą generatora jest

stabilność pracy przez długi okres czasu, niezależność od warunków zewnętrznych w czasie lotu oraz niewrażliwość na wstrząsy oraz uderzenia mikrometeorytów.

Nowy typ reaktora termojądrowego

W Stanach Zjednoczonych prowadzi się badania nad nowym typem reaktora termojądrowego, w którym izolacja gorącej plazmy od ścian komory wyładowczej zapewniona jest przez obecność gazu pod wysokim ciśnieniem w polu magnetycznym. Obecność pola magnetycznego znacznie obniża przewodnictwo ciepłe gazu. Plazmę ogrzewa się wysokociśnieniowym wyładowaniem bez-elektrodowym. W czasie wstępnych prób z parą wodną pod ciśnieniem atmosferycznym uzyskano temperaturę 50 000° K już przy stosunkowo niewielkim prądzie 1400 amperów.

Eksplozja reaktora SL-1

Z początkiem stycznia 1961 r. miała miejsce poważna katastrofa w Reaktorowym Ośrodku Doświadczalnym (National Reactor Testing Station) w pobliżu Idaho Falls.

Reaktor małej mocy typu SL-1 eksplozował w niewyjaśnionych bliżej okolicznościach. Cała obsługa reaktora w ilości 3 osób poniosła śmierć. Wewnątrz budynku reaktora natężenie promieniowania jonizującego wynosiło po wypadku około 1000 rentgenów na godzinę. Katastrofa wywołała duże poruszenie w amerykańskiej opinii publicznej.

Projekt budowy reaktora w Izraelu

Premier Ben Gurion wniósł w grudniu 1960 r. do izraelskiego parlamentu projekt budowy reaktora o mocy 24 MW. Projekt przewiduje, że będzie to reaktor z uranem

naturalnym i moderatorem ciężkowodnym. Zostanie on usytuowany na pustyni Negev. Jak zapewnił Ben Gurion, reaktor będzie użyty wyłącznie do badań naukowych i technicznych, wyłączając zastosowania wojskowe.

Robocza konferencja cyklotronowa w Krakowie

W dniach 5—10 czerwca 1961 r. odbyła się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie robocza konferencja, poświęcona wymianie doświadczeń w dziedzinie prac badawczych z cyklotronami. W konferencji wzięli udział fizycy z siedmiu krajów socjalistycznych, reprezentujący następujące instytucje naukowe: Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych, Dubna (8 przedstawicieli), Instytut Energii Atomowej im. Kurczatowa, Moskwa (2 przedst.), Instytut Fizycznej Aparatury Elektrycznej, Leningrad (2 przedst.), Instytut Fizyko-Techniczny AN ZSRR, Leningrad (1 przedst.), Instytut Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej AN ZSRR, Moskwa (1 przedst.), Instytut Naukowo-Badawczy Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Moskiewskiego (1 przedst.), Instytut Fizyki AN USRR, Kijów (1 przedst.), Instytut Energii Atomowej, Debreczyn (1 przedst.), Centralny Instytut Fizyki Jądrowej, Rossendorf (9 przedst.), Chińska Akademia Nauk, Pekin (2 przedst.), Instytut Fizyki Atomowej, Bukareszt (5 przedst.), Instytut Badań Jądrowych, Rež (4 przedst.), Politechnika Praska (1 przedst.), Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków (2 przedst.), Uniwersytet Jagielloński, Kraków (4 przedst.), Instytut Badań Jądrowych, Warszawa (9 przedst.), Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków (50 przedst.) oraz Katedry Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego i Lubelskiego (9 przedst.).

Polskie Towarzystwo Fizyczne Oddział Krakowski

Skład osobowy Zarządu Oddziału Krakowskiego PTF (stan z 31 grudnia 1960 r.) przedstawia się następująco:

Przewodniczący	— doc. dr Jerzy Gierula
Wiceprzewodniczący	— prof. dr Henryk Niewodniczański
Sekretarz	— mgr Roman Hołyński
Skarbnik	— mgr Marian Gąsior
Członkowie	— prof. dr Jan Weyssenhoff
	— prof. dr Jerzy Janik
Sekcja Dydaktyczna	— mgr Helena Siemińska
Komisja Rewizyjna	— prof. dr Aleksy Jagielski
	— dr Jerzy Pietruszka
	— mgr Józef Kalisz

W okresie od 1 stycznia 1960 do 31 grudnia 1960 r. w Oddziale Krakowskim PTF odbyło się ogółem 28 zebrań naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

- mgr S. Wiktor — *Rzadkie wypadki rozpadów mezonów π* ,
 dr S. L. Glashow — *Interaction of Leptons at 10 BeV*
 doc. dr J. Gierula — *Zderzenia nukleonów wysokich energii z ciężkimi jądrami*,
 dr N. Cindro — *Some Recent Investigations at the MIT Cyclotron*,
 dr A. Wanic — *Badania neutronowe fal spinowych w hematycie (trzy części)*,
 prof. dr H. Niewodniczański — *Sprawozdanie z konferencji fizyki jądrowej niskich i średnich energii w Grenoble*,
 mgr O. Czyżewski — *O uruchomieniu synchrotronu 28 BeV w CERN*,
 mgr O. Czyżewski — *Wielorodna produkcja mezonów π przy zderzeniach π -nukleon*,
 prof. dr Z. Koba — *Przegląd teorii wielorodnej produkcji mezonów*,
 prof. dr B. Mottelson — *Progress in the Theory of Nuclear Structure*,
 mgr inż. J. Łoskiewicz — *Badania na wysokościach górskich oddziaływań jądrowych w zakresie energii 10^{12} – 10^{14} eV*,
 doc. dr A. Hryniewicz — *Pomiar momentów magnetycznych wzbudzonych stanów jąder (dwie części)*,
 prof. dr A. Kastler — *Nuclear Atomic Orientation by Light*,
 prof. dr P. M. S. Blackett — *Rock Magnetism, Continental Drift and the Ancient Climate of the World*,
 prof. dr M. Mięśowicz — *O pracach z dziedziny najwyższych energii, referowanych na konferencji w Rochester 1960 r.*,
 prof. dr H. Niewodniczański — *46 kongres Włoskiego Towarzystwa Fizycznego w Neapolu*,
 dr J. A. Goedkoop — *Some Recent Structure Investigation at Kjeller*,
 dr T. Riste — *The Molecular Field Theory of Magnetism in View on Some Neutron Diffraction Experiments*,
 prof. dr J. Massey — *Medical Physics with Special Reference to Megavoltage Therapy*,
 mgr C. Dąbrowski — *Wybrane zagadnienia fizyki i techniki reaktorów jądrowych*,
 mgr K. Mikke — *Rozkład kątowy neutronów z rozszczepienia ^{235}U neutronami termicznymi*,
 dr A. Neszmelyi — *The Budapest Work on Time of Flight in Fast Neutrons Spectroscopy*,
 mgr J. Wilczyński — *Analiza furierowska w zastosowaniu do pewnych problemów optyki instrumentalnej*,
 doc. dr J. Gierula — *Analiza statystyczna materiałów Uniwersytetu w Chicago, dotyczących zderzeń najwyższych energii*,
 prof. dr M. Maze — *Jądrowe oddziaływanie mezonów μ* ,
 doc. dr J. Janik — *Obecny stan badań nad nieelastycznym rozpraszaniem neutronów w ciałach stałych, cieczach i drobinach gazów (trzy części)*.

Ponadto zorganizowano cykl odczytów popularnych pod ogólnym tytułem: *Fizyka wyjaśnia zjawiska życia codziennego* oraz cykl odczytów dla nauczycieli szkół średnich.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. koresp. PAN

Sekretarz
Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik
Dr HALINA CHEĆCIŃSKA

Członek Zarządu
Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk – Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Gliwice – Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków – Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin – Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź – Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań – Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin – Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń – Dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa – Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław – Prof. dr JÓZEF MAZUR

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

D. Pines — Nadprzewodnictwo w układzie periodycznym pierwiastków (tłum. Antoni Grohman).	491
G. L. Walls — „Łąd! Łąd!” (tłum. Michał Narbutowicz).	509
K. Rosiński — Aktualne zagadnienia jednostek czasu i ich wzorce atomowe.	533
Z. Leś i F. Leś — Wyznaczanie elektrycznych kwadrupolowych momentów jąder atomowych.	559
St. Ogaza — Własności silnie zdeformowanych jąder parzysto-parzystych.	577
NOWOŚCI NAUKOWE	
G. Białkowski — Stan rezonansowy układu $K-\pi$	599
NOWA APARATURA	
Oddanie do użytku teleskopu o dwumetrowej średnicy zwierciadła Instytutowi Niemieckiej Akademii Nauk w Tautenburg — Jena.	603
RECENZJE	
L. Landau i E. Lifszic — Mechanika (B. Średniawa).	607
A. P. French — Zasady fizyki współczesnej (A. Waniec).	607
Max v. Laue — Historia fizyki (T. Piech).	608
J. Nowożyłow — Cząstki elementarne (B. Średniawa).	609
KRONIKA	611

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI” — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki”.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch” Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć 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.