

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XIII

ZESZYT 1

1962

RADA REDAKCYJNA

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

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.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIII, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1733 + 147 egz.	Rękopis dostarczono 3. I. 1962
Ark. wyd. 9.50, ark. druk. 7 $\frac{1}{2}$, + 3 wkl.	Podpisano do druku 31.3.III. 1962
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w kwietniu 1962
Zamówienie 7/62.	Cena zł 15.— N-24

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego. KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Wojciech Rubinowicz

PAN, Warszawa

O fali ugięcia dla dowolnej fali padającej w teorii dyfrakcji Kirchhoffa *

W niniejszym referacie chciałbym zdać sprawozdanie o postęпах, jakie w roku bieżącym poczyniła interpretacja kirchhoffowskiej teorii dyfrakcji światła z punktu widzenia teorii Younga.

W przypadku kulistej lub płaskiej fali padającej można było rozbić ruch falowy dany przez całą Kirchoffa zgodnie z poglądami Younga na dwie części: na falę geometryczno-optyczną oraz na falę ugięcia. Fala geometryczno-optyczna opisywała ruch falowy, jakiego należy się spodziewać z punktu widzenia optyki geometrycznej. Fala ugięcia podawała natomiast ruch falowy, który możemy interpretować jako powstały przez rozpraszanie fali padającej na krawędzi ugięcia, tzn. na krawędzi otworu w ekranie uginającym światło.

Jest rzeczą oczywistą, że powstało pytanie, czy taka separacja kirchhoffowskiego ruchu falowego możliwa jest również w przypadku dowolnej fali padającej. W roku 1955 wykazał prof. Ingarden [1] w sposób przybliżony, że na to pytanie należy dać odpowiedź potakującą, jeżeli mamy do czynienia ze specjalną klasą fal padających. Że jednak zupełnie ściśle i dla dowolnej fali padającej taka separacja jest możliwa, potwierdza następujące rozumowanie [7]. Jak wiadomo, każdy ruch falowy możemy przedstawić na sposób fourierowski, tzn. przez superpozycję fal płaskich. Można więc wytworzyć również i dowolną falę padającą przez nakładanie takich fal. Kirchoffowski ruch falowy dla dowolnej fali padającej możemy więc otrzymać przez nakładanie kirchhoffowskich ruchów falowych dla odpowiednich płaskich fal padających. Ponieważ każdy z tych kirchhoffowskich ruchów falowych możemy rozłożyć na falę geometryczno-optyczną i falę ugięcia, taki sam rozkład jest możliwy także dla kirchhoffowskiego ruchu falowego przy dowolnej fali padającej.

Jak następnie zobaczymy, nie jest rzeczą trudną podać taki rozkład, trudno jest jednak podać go w dostatecznie prostej, dla dyskusji przystępnej postaci. Udało się to osiągnąć doktorowi Kenro Miyamoto oraz profesorowi Emi-

* Referat wygłoszony na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku.

lowi Wolfowi [3, 4] w dwu pracach, będących jeszcze w druku w *Journal of the Optical Society of America*. Moim obecnym zadaniem jest zreferowanie w krótkich słowach obu tych prac oraz wyników otrzymanych przeze mnie na ich podstawie [8, 9, 10, 11].

Zaczynamy od rozważań ogólnych dotyczących zasady Helmholtza—Huygensa dla rozwiązań równania drgań $\Delta u + k^2 u = 0$. Wiadomo, że regularne rozwiązania tego równania wewnątrz powierzchni zamkniętej F możemy przedstawić przy pomocy związku

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \int_F \left(\frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} \right) df_Q, \quad (1)$$

który nazywamy właśnie zasadą Helmholtza—Huygensa. Gdy punkt P znajduje się poza obszarem ograniczonym przez powierzchnię F , całka w powyższym wzorze znika.

Aby otrzymać dla naszych rozważań wygodny punkt wyjścia, napiszmy powyższą zasadę w postaci

$$u(P) = \int_F nV(P, Q) df_Q, \quad (2)$$

gdzie $V(P, Q)$ przedstawia pole wektorowe

$$V(P, Q) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \text{grad}_Q u(Q) - u(Q) \text{grad}_Q \frac{e^{ikr}}{r} \right). \quad (3)$$

W wyrażeniu tym oznacza $r = PQ$ odległość pomiędzy punktami P i Q .

Pole wektorowe $V(P, Q)$ (3) jest jednoznacznie określone przez rozwiązanie $u(Q)$ równania drgań i posiada jako funkcja obu punktów P i Q następujące własności:

Jako funkcja punktu P jest $V(P, Q)$ rozwiązaniem równania drgań $\Delta V(P, Q) + k^2 V(P, Q) = 0$, ponieważ e^{ikr}/r jest jako funkcja tego punktu jego rozwiązaniem. Bardzo ważne znaczenie ma dla nas fakt, że jako funkcja punktu Q pole wektorowe $V(P, Q)$ jest polem bez źródeł. Ze względu na to, że tak e^{ikr}/r jak i $u(Q)$ są jako funkcje punktu Q rozwiązaniami równania drgań, można bowiem bardzo łatwo wykazać, że

$$\text{div}_Q V(P, Q) = 0. \quad (4)$$

Według znanego twierdzenia z teorii pól wektorowych wynika stąd, że pole $V(P, Q)$ musi się dać przedstawić przez pewien potencjał wektorowy $W(P, Q)$, tak że

$$V(P, Q) = \text{rot}_Q W(P, Q). \quad (5)$$

Obecnie wykażemy, że potencjał wektorowy $W(P, Q)$ jako funkcja punktu Q musi zawsze posiadać miejsca osobliwe, i to nawet w niektórych punktach przestrzeni, gdzie rozwiązanie równania drgań $u(Q)$ jest regularne. W tym celu przekształćmy zasadę (2) Helmholtza—Huygensa w nową postać. Wstawiając

wyrażenie (5) na pole wektorowe $V(P, Q)$ (3) do tej zasady, otrzymujemy ją w postaci

$$u(P) = \int_F \mathbf{n} \operatorname{rot}_Q W(P, Q) df_Q. \quad (6)$$

Tę postać zasady Helmholtza—Huygensa będziemy następnie nazywać postacią zmodyfikowaną. Ważna jest ona dla każdego rozwiązania równania drgań, regularnego w przestrzeni wewnątrz powierzchni F . Z zasady tej jednak wynika, że potencjał wektorowy $W(P, Q)$ jako funkcja punktu Q musi zawsze na powierzchni F posiadać przynajmniej jedno miejsce osobliwe, ponieważ, gdyby to się nie spełniało, całka w wyrażeniu (6) musiałaby zniknąć. Funkcja podcałkowa w zmodyfikowanej zasadzie (6) Helmholtza—Huygensa ma bowiem postać funkcji podcałkowej, występującej w twierdzeniu Stokesa. Każdą powierzchnię zamkniętą możemy jednak uważać za powierzchnię ograniczoną przez, jakkolwiek jej punkt Q_0 . Jeżeli potencjał wektorowy $W(P, Q)$ byłby na zamkniętej powierzchni F wszędzie regularny, to moglibyśmy całkę powierzchniową w zmodyfikowanej zasadzie Helmholtza—Huygensa (6) przekształcić na mocy twierdzenia Stokesa na całkę po jej punktowym ograniczeniu Q_0 . Całka ta musiałaby jednak zniknąć ze względu na znikający obszar całkowania oraz na nasze założenie, że potencjał $W(P, Q)$ jest wszędzie na F regularny, a więc i w punkcie Q_0 .

Już w roku 1953 [6], używałem potencjału wektorowego $W(P, Q)$ do obliczania fali ugięcia kulistej fali padającej. Opierałem się przy tym niejako na połowie twierdzenia, które obecnie zamierzam sprawdzić. Twierdzą mianowicie, że podanie potencjału wektorowego $W(P, Q)$ lub fali ugięcia $u_B(P)$ są to zagadnienia matematycznie zupełnie równoważne. Z rozwiązania jednego z nich wynika bezpośrednio rozwiązanie drugiego. Aby przekonać się o prawdziwości tego twierdzenia musimy przede wszystkim zdefiniować falę ugięcia w przypadku dowolnej fali padającej. W tym celu zauważmy, że całka Kirchhoffa dana jest przez całkę (1) lub (2), występującą w zasadzie Helmholtza—Huygensa, jeżeli całkowanie przeprowadzamy po powierzchni f rozpiętej na otworze uginającym światło. Ze względu na to, że postać (2) tej zasady równoważna jest zmodyfikowanej jej postaci (6), otrzymujemy dla całki Kirchhoffa następujące wyrażenie

$$u_K(P) = \int_f \mathbf{n} \operatorname{rot}_Q W(P, Q) df_Q. \quad (7)$$

Wskaźnik K przy funkcji falowej ma nam przy tym przypominać, że mamy tu do czynienia z rozwiązaniem równania drgań określonym przez całkę Kirchhoffa.

Wzór (7) prosi się — rzec można — aby zastosować do niego twierdzenie całkowe Stokesa. Jeżeli to uczynimy, to całka powierzchniowa po f rozpada się na dwie części:

po pierwsze, na całkę liniową po krawędzi B ograniczającej powierzchnię f , czyli po krawędzi ugięcia, a

po drugie, na całkę liniową po miejscach osobliwych potencjału wektorowego $W(P, Q)$, znajdujących się dla danego położenia punktu P na powierzchni f .

Całka po krawędzi ugięcia B ma na mocy twierdzenia Stokesa postać

$$u_B(P) = \int_B W(P, Q) ds_Q. \quad (8)$$

Możemy uważać, że przedstawia ona falę ugięcia, nie przesadzając przy tym kwestii, czy to jest fala ugięcia w sensie poglądów Younga, czy też nie. Ruch falowy $u_B(P)$ powstaje bowiem przez superpozycję ruchów falowych związanych z poszczególnymi elementami ds_Q krawędzi ugięcia B . Określając w ten sposób falę ugięcia i zakładając, że cały ruch falowy Kirchhoffa składa się z fali geometryczno-optycznej i fali ugięcia, musimy obecnie przyjąć, że suma przyczynków miejsc osobliwych potencjału wektorowego $W(P, Q)$ na powierzchni f określa falę geometryczno-optyczną. W ten sposób wykazaliśmy, że mając dany potencjał wektorowy $W(P, Q)$ mamy również daną falę ugięcia $u_B(P)$.

Dowód drugiej części podanego twierdzenia, a mianowicie, że znając falę ugięcia możemy podać potencjał wektorowy $W(P, Q)$ jest bardzo prosty. Z wyrażenia (8) na $u_B(P)$ dla dowolnej krawędzi ugięcia B otrzymujemy bowiem potencjał wektorowy $W(P, Q)$, określony z dokładnością do addytywnego pola wektorowego, które znika przy całkowaniu po obiegu zamkniętym. Ponieważ rotacja takiego pola znika, otrzymujemy niezależnie od niego na mocy związku (5) zawsze to samo pole wektorowe $V(P, Q)$. Pole dodatkowe nie posiada więc z tego powodu żadnego znaczenia fizycznego.

Obecnie zajmiemy się kwestią obliczania potencjału wektorowego $W(P, Q)$. Najprostsza droga jest następująca [10]. W naszych rozważaniach zakładamy zawsze, że znane jest rozwiązanie $u(Q)$ równania drgań. Wobec tego znamy także pole wektorowe $V(P, Q)$ (3). Możemy więc obliczyć jego wiry $\text{rot}_Q V(P, Q)$ i otrzymać przy ich pomocy i zastosowaniu pewnego wzoru, dobrze znanego z teorii pól wektorowych bez źródeł, potencjał wektorowy $W(P, Q)$. Otrzymujemy go w postaci całki po całej przestrzeni nieskończonej, jednak całki tak nieprzejrzystej, że nie możemy z wyrażenia tego odczytać nawet najprostszych własności potencjału wektorowego $W(P, Q)$.

Było to więc bardzo piękne i ważne osiągnięcie, gdy Miyamoto i Wolfowi [3, 4] udało się otrzymać na innej drodze stosunkowo proste wyrażenie na potencjał wektorowy $W(P, Q)$. Autorzy ci wyrażają go dla dowolnego rozwiązania równania drgań przez superpozycję znanych potencjałów wektorowych dla fal płaskich, a więc w ten sam sposób, który na wstępie naszych rozważań naszkicowałem dla fali ugięcia dla dowolnej fali padającej. Opierając się na tej postaci potencjału wektorowego, Miyamoto i Wolf [3] podają za pomocą rachunku operatorowego proste równanie różniczkowe dla $W(P, Q)$, dające się łatwo scałkować.

Droga ta wymaga jednak znajomości potencjału wektorowego dla fal

plaskich, przy tym jest określona i dość długa, ponieważ prowadzi poprzez rozkład fourierowski rozwiązania równania drgań.

Można jednak podać drogę nie wymagającą żadnych wiadomości wstępnych, dążącą wprost do celu i bardzo krótką [8, 10]. Niech $\mathbf{r} = \overrightarrow{PQ}$ będzie wektorem podającym położenie punktu Q względem punktu P . Wówczas nietrudno jest stwierdzić, że potencjał wektorowy $\mathbf{W}(P, Q)$ dla dowolnego rozwiązania równania drgań musi być prostopadły do wektora \mathbf{r} . Wynika to już z łatwo zrozumiałego faktu, że potencjał wektorowy $\mathbf{W}(P, Q)$ możemy wyrazić przez superpozycję potencjałów wektorowych dla fal płaskich, które są zawsze prostopadłe do wektora \mathbf{r} . Nie potrzebujemy przy tym zastanawiać się nad bliższymi szczegółami tej superpozycji. Możemy jednak dla uproszczenia naszych rozważań uważać, że założenie to jest założeniem heurystycznym.

Jako punkt wyjścia dla wyprowadzenia wzoru Miyamoto—Wolfa wybieramy znany związek wektorowy

$$\text{grad} \mathbf{r} \mathbf{W}(P, Q) = (\mathbf{W} \text{grad}) \mathbf{r} + (\mathbf{r} \text{grad}) \mathbf{W} + \mathbf{r} \times \text{rot} \mathbf{W} + \mathbf{W} \times \text{rot} \mathbf{r}, \quad (9)$$

który jest spełniony identycznie dla dwu dowolnych pól wektorowych, a więc również dla \mathbf{r} i $\mathbf{W}(P, Q)$. Ze względu na znaczenie wektora \mathbf{r} , prawdziwe są przy tym następujące związki

$$(\mathbf{W} \text{grad}) \mathbf{r} = \mathbf{W}, \quad (\mathbf{r} \text{grad}) \mathbf{W} = r \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{W}, \quad \text{rot} \mathbf{r} = 0,$$

a ponieważ według naszego założenia, że $\mathbf{W}(P, Q)$ jest prostopadłe do \mathbf{r} , mamy $\mathbf{r} \mathbf{W} = 0$, to ze związku (9) wynika równanie

$$\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{r} \mathbf{W} = -\mathbf{r} \times \text{rot} \mathbf{W}.$$

Ze względu na to, że $\text{rot} \mathbf{W}$ równa się na mocy (5) polu wektorowemu $\mathbf{V}(P, Q)$ a pole to dane jest przez wyrażenie (3), otrzymujemy ostatecznie dla potencjału wektorowego $\mathbf{W}(P, Q)$ następujące równanie różniczkowe

$$\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{r} \mathbf{W} = -\mathbf{i}_r \times \frac{1}{4\pi} e^{ikr} \text{grad}_Q u(Q),$$

gdzie $\mathbf{i}_r = \mathbf{r}/r$ jest wektorem jednostkowym o kierunku wektora $\mathbf{r} = \overrightarrow{PQ}$.

Całkując to równanie przy stałym \mathbf{i}_r , tzn. po prostej przechodzącej przez punkt P , i to pomiędzy jej punktami Q_1 i Q_2 , otrzymujemy związek Miyamoto i Wolfa [3]:

$$r_{Q_2} \mathbf{W}(P, Q_2) - r_{Q_1} \mathbf{W}(P, Q_1) = -\mathbf{i}_r \times \frac{1}{4\pi} \int_{r_{Q_1}}^{r_{Q_2}} e^{ikr_{Q'}} \text{grad}_{Q'} u(Q') dr_{Q'}. \quad (10)$$

Ponieważ wektor \mathbf{i}_r jest stały na całej prostej, po której całkujemy, mogliśmy go umieścić przed znakiem całkowania. Poza tym r_{Q_1} i r_{Q_2} oznaczają tu odległości punktu Q_1 lub Q_2 od punktu P .

Na mocy związku (10) możemy dowieść, że w przypadku, gdy $u(Q)$ spełnia w nieskończoności warunki wypromieniowania i skończoności podane przez Sommerfelda, potencjał wektorowy $\mathcal{W}(P, Q)$ ma postać [3]:

$$\mathcal{W}(P, Q) = \mathbf{i}_r \times \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r_Q} \int_{r_Q}^{+\infty} e^{ikr_{Q'}} \text{grad}_{Q'} u(Q') dr_{Q'}. \quad (11)$$

Po pierwsze bowiem całka występująca w tym wzorze jest zbieżna przy założeniu, że rozwiązanie $u(Q')$ równania drgań spełnia w nieskończoności warunki Sommerfelda. Wówczas zachowuje się mianowicie funkcja $u(Q')$ dla wielkich $r_{Q'}$ jak $e^{ikr_{Q'}/r_{Q'}}$.

Następnie należy zauważyć, że gdy potencjał wektorowy $\mathcal{W}(P, Q)$ ma postać (11), spełniony jest związek (10) Miyamoto i Wolfa. Wzór (11) nie jest więc sprzeczny ze związkiem (10).

A ostatecznie można dowieść — i to ma znaczenie decydujące — że gdy warunki Sommerfelda są spełnione, pole wektorowe (11) jest rzeczywiście potencjałem wektorowym pola wektorowego $\mathcal{V}(P, Q)$ (3), ponieważ wówczas spełnia się związek (5): $\mathcal{V}(P, Q) = \text{rot}_Q \mathcal{W}(P, Q)$. Dowód ten jest bardzo prosty [10], jeżeli do przeprowadzenia jego użyjemy przestrzennych współrzędnych sferycznych z początkiem w punkcie P .

W celu bardziej przekonującej interpretacji fizycznej możemy wzór (11) Miyamoto i Wolfa jeszcze nieco przekształcić [10]. Posługując się właśnie wspomnianymi współrzędnymi sferycznymi nietrudno wykazać, że potencjałowi wektorowemu $\mathcal{W}(P, Q)$ (11) możemy również nadać postać

$$\mathcal{W}(P, Q) = \mathbf{i}_r \times \frac{1}{4\pi} \text{grad}_Q \int_{r_Q}^{+\infty} \frac{e^{ikr_{Q'}}}{r_{Q'}} u(Q') dr_{Q'}. \quad (12)$$

Wzór ten na potencjał wektorowy ważny jest oczywiście — tak samo jak wzór (11) — tylko w przypadku, gdy rozwiązanie równania drgań spełnia w nieskończoności warunki Sommerfelda.

Przechodząc do dyskusji obu wyrażeń (11) i (12) na potencjał wektorowy $\mathcal{W}(P, Q)$, możemy przede wszystkim stwierdzić, że potencjały te są — jak to poprzednio zakładaliśmy — rzeczywiście prostopadłe do wektora $\mathbf{r}_Q = \overrightarrow{PQ}$, ponieważ wektor jednostkowy \mathbf{i}_r posiada ten sam kierunek co wektor \mathbf{r}_Q .

Następnie stwierdzamy, że przy danym położeniu punktu Q , potencjał wektorowy w punkcie P zależy od wszystkich wartości rozwiązania $u(Q')$ równania drgań lub jego gradientu $\text{grad}_{Q'} u(Q')$, które znajdują się na nieskończonej półprostej zaczynającej się w punkcie Q , a której przedłużenie przechodzi przez punkt P . Wartości te dochodzą przy tym do punktu P w sposób retardowany, ze względu na współczynniki retardacji $e^{ikr_{Q'}}$, występujące w funkcjach podcałkowych w obu wyrażeniach na potencjał wektorowy $\mathcal{W}(P, Q)$. Możemy więc przyjąć, że potencjał wektorowy w punkcie P powstaje przez superpozycję

fal elementarnych pochodzących od poszczególnych punktów powyżej określonej półprostej z początkiem w punkcie Q . Te fale elementarne są przy tym w przypadku pierwotnego potencjału wektorowego (11) Miyamoto—Wolfa falami płaskimi, ponieważ w funkcji podcałkowej całki w tym wyrażeniu na $\mathcal{W}(P, Q)$ występuje tylko czynnik e^{ikr_Q} , odpowiadający fali płaskiej. W zmodyfikowanym wyrażeniu (12) na potencjał wektorowy $\mathcal{W}(P, Q)$ mamy natomiast w funkcji podcałkowej czynnik e^{ikr_Q}/r_Q , odpowiadający fali kulistej. Ponieważ w fizyce fale elementarne w przestrzeni trójwymiarowej są zawsze falami kulistymi, zmodyfikowana postać (12) potencjału wektorowego $\mathcal{W}(P, Q)$ wydaje nam się fizycznie bardziej uzasadniona niż postać pierwotna (11) mimo, że z matematycznego punktu widzenia, obie postaci są zupełnie równoważne.

Poza tym należy wskazać na to, że całka w zmodyfikowanym potencjale wektorowym jest w ogólności lepiej zbieżna niż całka w potencjale pierwotnym.

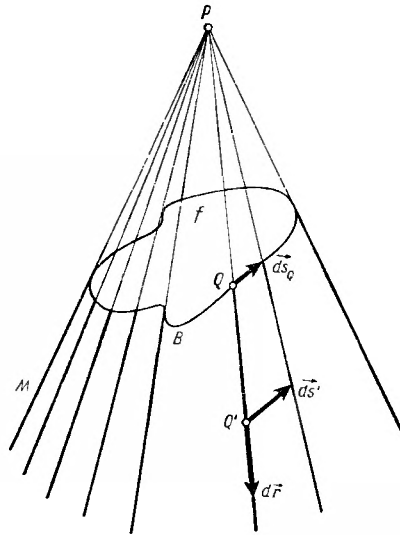
Ostatecznie stwierdzamy, że z postaci (11) i (12) potencjału wektorowego wynika, że przy danym położeniu punktu P miejsca osobliwe potencjału wektorowego jako funkcji punktu Q nie muszą być identyczne z miejscami osobliwymi rozwiązania $u(Q)$ równania drgań. Wystarczy aby nieskończona półprosta z początkiem w punkcie Q przechodziła przez miejsce osobliwe funkcji $u(Q)$. Wówczas bowiem całki w wyrażeniu (11) lub (12) nie będą w ogólności zbieżne. Jeżeli np. mamy do czynienia z punktową osobliwością funkcji $u(Q)$ w punkcie Q_0 , to należy się spodziewać, że wszystkie punkty Q znajdujące się pomiędzy punktami P i Q_0 na prostej łączącej te punkty, będą punktami osobliwymi potencjału wektorowego $\mathcal{W}(P, Q)$.

Stąd możemy wnioskować — w przypadku gdy $u(Q)$ spełnia w nieskończoności warunki Sommerfelda — znany nam z poprzednich rozważań fakt, że na każdej powierzchni F wokół punktu P musi się znajdować przynajmniej jedno miejsce osobliwe. Wynika to stąd, że jak łatwo dowieść (por. np. [7]), każde nie znikające rozwiązanie równania drgań spełniające w nieskończoności warunki Sommerfelda, musi w skończoności posiadać przynajmniej jedno miejsce osobliwe.

Z fizycznego punktu widzenia interesujące jest pytanie, czy falę ugięcia Miyamoto—Wolfa w postaci pierwotnej (11) lub zmodyfikowanej (12) możemy uważać za falę ugięcia w sensie poglądów Younga. Niestety musimy na to pytanie odpowiedzieć przecząco. Young zakłada bowiem, że fala ugięcia powstaje przez pewnego rodzaju rozpraszanie fali padającej na poszczególnych elementach liniowych ds_Q krawędzi uginającej światło. Według Younga punktami wyjścia fali ugięcia są więc poszczególne elementy ds_Q krawędzi, czyli punkty Q w potencjale wektorowym $\mathcal{W}(P, Q)$. W przypadku fali ugięcia Miyamoto—Wolfa to się jednak nie sprawdza. Tu powstaje fala ugięcia przez superpozycję fal elementarnych pochodzących nie tylko od elementu ds_Q krawędzi, tzn. punktu Q , ale też od wszystkich punktów położonych na wspomnianej półprostej z początkiem w punkcie Q .

Co do przekształcenia fali ugięcia Miyamoto—Wolfa na taką falę w sensie poglądów Younga należy zauważyć: Wstawiając do wzoru (11) Miyamoto—

Wolfa rozwiązanie równania drgań odpowiadające izotropowej kulistej lub też płaskiej fali, należy jeszcze wykonać wcale nie trywialne całkowanie, aby otrzymać wzór na potencjał wektorowy dający Youngowską falę ugięcia. Scalkować da się chyba także całka Miyamoto—Wolfa również dla padających fal multipolowych. W ogólności jednak takie całkowanie przeprowadzić można tylko w sposób przybliżony i to tylko dla specjalnej klasy rozwiązań równania drgań [4], [10]. Falę ugięcia Miyamoto—Wolfa możemy więc przekształcić w falę ugięcia Younga ściśle tylko dla izotropowej lub multipolowej kulistej lub też dla płaskiej fali padającej, a w sposób przybliżony tylko dla specjalnej klasy fal padających.



Rys. 1. Nieskończenie długi stożek ścięty, ograniczony pobocznicą M i dnem f . Punkt P jest wierzchołkiem stożka o pobocznicę M , krzywa B jest krawędzią dna f i pobocznicę M . Wektorowy element powierzchniowy na pobocznicę M dany jest przez $dr \times ds' = dr \times ds_Q(r_Q/r_Q)$

Poznawszy najważniejsze własności potencjału wektorowego $W(P, Q)$, zamierzamy obecnie jeszcze stwierdzić, jak dalece zmodyfikowana zasada Helmholtza—Huygensa (6) zastąpić może tę zasadę w pierwotnej jej postaci (1) lub (2). W postaci pierwotnej możemy na powierzchni F wstawić dla u i $\partial u/\partial n$ wartości dowolne i otrzymujemy zawsze jeszcze rozwiązanie równania drgań, odpowiadające pewnemu tak zwanemu zagadnieniu skokowemu. Nie możemy tego uczynić w przypadku zmodyfikowanego twierdzenia Helmholtza—Huygensa (6). Tu występuje bowiem potencjał wektorowy $W(P, Q)$, który możemy na podstawie wzoru (11) lub (12) obliczyć tylko wówczas, gdy dane nam jest pewne rozwiązanie równania drgań.

Można jednak stosować zmodyfikowaną zasadę Helmholtza—Huygensa w przypadku, gdy na różnych częściach zamkniętej powierzchni F mamy dane wartości brzegowe na u i $\partial u/\partial n$, pochodzące od różnych rozwiązań równa-

nia drgań. Ponieważ znikające u jest również rozwiązaniem równania drgań, fakt ten umożliwia stosowanie zmodyfikowanej zasady Helmholtza—Huygensa w teorii dyfrakcji Kirchhoffa.

Metoda, którą posługiwałem się przed chwilą do wyprowadzenia wzoru (11) na potencjał wektorowy, jest nieco sztuczna. A priori właściwie nie wiadomo, dlaczego należy używać wzoru (9) na $\text{grad}_r W$. Wolna od tego zarzutu jest inna metoda [9, 10] wyprowadzania wzoru (11) oparta na rozważaniach geometrycznych, którymi posługiwałem się jeszcze w r. 1917 do wyprowadzenia wzoru na falę ugięcia dla kulistej fali padającej. Metoda ta polega na zastosowaniu zasady Helmholtza—Huygensa do przestrzeni R o postaci nieskończenie długiego stożka ściętego, który otrzymujemy w sposób następujący: Niech f będzie jakąkolwiek powierzchnią z brzegiem B , a P jakimkolwiek punktem poza tą powierzchnią (rys. 1). Oznaczmy przez M granicę cienia powierzchni f , gdy umieścimy w punkcie P punktowe źródło światła. Wówczas obie powierzchnie f i M ograniczają nieskończoną przestrzeń R o postaci ściętego stożka. Do tej przestrzeni R i do punktu P stosujemy zasadę Helmholtza—Huygensa w postaci (2). Ponieważ punkt P leży poza przestrzenią R , całka po powierzchni tej przestrzeni znika, a więc

$$\int_f nV(P, Q') df_{Q'} + \int_M nV(P, Q') df_{Q'} = 0. \quad (13)$$

Całkowanie po powierzchni M przeprowadzamy następnie przy pomocy odpowiedniego wyrażenia na wektorowy element powierzchniowy $n df_{Q'}$. Weźmy w tym celu pod uwagę pasek na poboczniczy M stożka ściętego, ograniczony elementem liniowym ds_Q brzegu B oraz dwoma półprostymi, przechodzącymi przez początek i koniec elementu ds_Q . Zakładamy przy tym, że te półproste dane są przez tworzące poboczniczy M , tak że ich przedłużenia przechodzą przez punkt P . W punkcie Q' tego paska możemy wyrazić wektorowy element powierzchniowy $n df_{Q'}$ przez iloczyn wektorowy $dr \times ds'$, gdzie dr jest elementem wektora $r = PQ'$ odległości punktu Q' od punktu P , a ds' elementem liniowym równoległym do elementu liniowego ds_Q krawędzi B . Jego początek i koniec znajdują się przy tym na obu tworzących powierzchni stożkowej M ograniczających pasek. Ponieważ ds' różni się od ds_Q tylko współczynnikami proporcjonalności r_Q'/r_Q , jest więc $n df_{Q'} \sim dr \times ds_Q$. Wobec tego możemy całkowanie po poboczniczy M wykonać w ten sposób, że najpierw całkujemy po dr , a następnie dopiero po ds_Q . Całka po M w związku (13) otrzymuje wówczas postać

$$\int_M nV(P, Q') df_{Q'} = - \int_B W(P, Q) ds_Q. \quad (14)$$

Okazuje się przy tym, że funkcja wektorowa $W(P, Q)$ tu występująca jest identyczna ze znanym nam już potencjałem wektorowym (11) Miyamoto—Wolfa. Na mocy twierdzenia Stokesa możemy jednak całkę po krawędzi B przekształcić w całkę po powierzchni f . Wówczas wynika ze związków (13)

i (14), że

$$\int_f \mathbf{n} V(P, Q') df_Q = \int_f \mathbf{n} \operatorname{rot}_Q W(P, Q') df_Q.$$

Ponieważ powierzchnia f może być dowolnie mała i posiadać dowolny kierunek, otrzymujemy stąd związek $V(P, Q') = \operatorname{rot}_Q W(P, Q')$ (5) z potencjałem wektorowym $W(P, Q')$ o postaci (11).

Podana obecnie metoda geometryczna wyprowadzania potencjału wektorowego $W(P, Q)$ posiada pewną bardzo istotną zaletę. Możemy mianowicie przy jej pomocy łatwo uogólnić rozważania Miyamoto—Wolfa na wszystkie pola w fizyce lub matematyce, dla których znamy lub możemy wyprowadzić twierdzenia analogiczne do twierdzenia Helmholtza—Huygensa (1) lub (2).

W ten sposób można było przeprowadzić rozważania Miyamoto—Wolfa dla pól elektromagnetycznych. Tu mamy jednak do czynienia z polami wektorowymi E i H i dlatego występują tu pola i potencjały tensorowe zamiast pól i potencjałów wektorowych $V(P, Q)$ lub $W(P, Q)$. Pierwszy krok poczynił tu dr Karczewski [2], który stwierdził, że ze wzoru Kottlera na elektromagnetyczną całkę Kirchhoffa możemy przy pomocy wzoru Miyamoto—Wolfa (11) otrzymać falę ugięcia dla dowolnych elektromagnetycznych fal padających. Do wyprowadzenia wzorów na pola i potencjały tensorowe i ustalenia związku pomiędzy nimi trzeba jednak było posłużyć się metodą geometryczną [11].

Przy pomocy metody geometrycznej udało się też podać potencjał wektorowy dla fal elektronowych Diraca, gdy nie działają na elektrony żadne siły zewnętrzne.

Używając tej metody można było również wyprowadzić wzór na potencjał dla dwuwymiarowych rozwiązań równania drgań. W tym przypadku występuje potencjał skalarny. Możemy go jednak uważać za składową potencjału wektorowego trójwymiarowego równania drgań, prostopadłą do płaszczyzny, na której dane jest dwuwymiarowe rozwiązanie tego równania.

Przechodząc z parametrem k równania drgań do granicy zerowej, otrzymujemy ze wzorów dla potencjału trój- lub dwuwymiarowego równania drgań odpowiedni potencjał trój- lub dwuwymiarowego równania $\Delta u = 0$ teorii potencjału. W przypadku trójwymiarowym należy do tego celu użyć zmodyfikowanego wzoru (12) na potencjał wektorowy, ponieważ całka w pierwotnym wzorze (11) Miyamoto—Wolfa nie musi być zbieżna, gdy parametr k dąży do zera.

Widzimy więc, że metoda geometryczna pozwala rozszerzyć zakres rozważań Miyamoto—Wolfa, przeprowadzonych dla potrzeb skalarnej teorii dyfrakcji, na przeróżne pola spotykane w fizyce lub matematyce. Nie ulega wątpliwości, że rozważania te mają znaczenie dla kirchhoffowskiej teorii dyfrakcji dla poszczególnych pól fizycznych. Czy będą miały znaczenie dla innych zagadnień w teorii pól, trudno w chwili obecnej rozstrzygnąć. Są bowiem w fizyce i matematyce koncepcje, które otwierają przed nami rozległe horyzonty w prze-

różnych działach tych nauk. Są jednak również takie koncepcje, które — rzecz można — posiadają jedynie lokalne znaczenie dla pewnych zagadnień, a nie są przydatne do innych.

Literatura

- [1] R. S. Ingarden, *Acta phys. Polon.*, **14**, 77 (1955).
- [2] B. Karczewski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. sci. math. astr. phys.*, w druku (1962).
- [3] K. Miyamoto and E. Wolf, *J. Opt. Soc. Amer.*, w druku (1962).
- [4] K. Miyamoto and E. Wolf, *J. Opt. Soc. Amer.*, w druku (1962).
- [5] A. Rubinowicz, *Ann. Physik*, (4) **53**, 257 (1917).
- [6] A. Rubinowicz, *Acta phys. Polon.*, **12**, 225 (1953).
- [7] A. Rubinowicz, *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*, PWN, Warszawa 1957.
- [8] A. Rubinowicz, *J. Opt. Soc. Amer.*, w druku (1962).
- [9] A. Rubinowicz, *J. Opt. Soc. Amer.*, w druku (1962).
- [10] A. Rubinowicz, *Acta phys. Polon.*, **21**, 61 (1962).
- [11] A. Rubinowicz, *Acta phys. Polon.*, **21**, w druku (1962).

Aleksander Jabłoński

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

O pewnych zagadnieniach z dziedziny fotoluminescencji roztworów *

M. Smoluchowski w swym artykule w *Poradniku dla Samouków* [31] (r. 1917) tak pisze o zjawiskach fluorescencji i fosforescencji: „... bardzo mało wiemy o tych zjawiskach, a jakie tu ciekawe odkrycia czekają nas jeszcze, tego przykłady dają nam prace Becquerela, Lenarda, Wooda, Kowalskiego itd. Tu jest jeszcze pole dla zastosowania typowej indukcyjnej metody badania.“ Nasunęło mi się przypuszczenie, że słowa te wpłynęły na kierunek badań prowadzonych w okresie międzywojennym w Warszawie. Próbowałem sprawdzić to moje przypuszczenie, jednak bezskutecznie. Na moje pytanie w tej sprawie, skierowane do profesora Pieńkowskiego, nie otrzymałem żadnej odpowiedzi.

Przed wybuchem ostatniej wojny prowadzone były badania z dziedziny fotoluminescencji par (w Warszawie i w Wilnie) i roztworów (w Warszawie). Po wojnie rozpoczęto w kilku ośrodkach również i badania fotoluminescencji fosforów krystalicznych.

W referacie moim zajmę się niektórymi zagadnieniami z dziedziny fotoluminescencji roztworów.

Mechanizm fotoluminescencji roztworów był zupełną zagadką, gdy badania w tej dziedzinie rozpoczynano w Polsce (przed r. 1924). Obecnie mechanizm ten jest w grubszych zarysach poznany. Pozostaje jednak jeszcze wiele zagadnień do wyjaśnienia.

Na wstępie kilka słów o najistotniejszych różnicach zachodzących pomiędzy sytuacją drobin luminezujących w roztworach a sytuacją atomów lub drobin w stanie pary. W roztworach drobiną luminezująca nie jest nigdy „swobodna“ — występuje tam stale wzajemne jej oddziaływanie z drobinami ośrodka, gdy w parach, zwłaszcza przy ciśnieniach niezbyt wysokich, atomy lub drobin są na ogół swobodne, a tylko od czasu do czasu wzajemnie się zderzają. Skutkiem wzajemnego oddziaływania drobin luminezującej z drobinami ośrodka jest m. in. to, że po każdym przejściu elektronowym w czasie bardzo krótkim w porównaniu z czasem życia drobin w stanie wzbudzonym (w czasach rzędu 10^{-13} - 10^{-12} sec) ustala się stan równowagi statystycznej z otoczeniem ruchów

* Referat wygłoszony na XVII zjeździe Fizyków Polskich we wrześniu 1961r. w Gdańsku.

oscylacyjnych drobiny. Konsekwencją tego krótkiego czasu relaksacji stanów oscylacyjnych jest w przypadkach, w których za emisję odpowiedzialny jest jeden jedyny rodzaj przejścia elektronowego, niezależność rozkładu natężeń w widmie fotoluminescencji od długości fali światła wzbudzającego w roztworach o małej lepkości, oraz przesunięcie stokesowskie pasma emisji w stosunku do pasma absorpcji. Dalszą konsekwencją wzajemnego oddziaływania drobiny z ośrodkiem jest rozmycie poziomów energetycznych drobiny prowadzące do zatarcia struktury oscylacyjnej widm absorpcji i emisji nawet w niezbyt wysokich temperaturach, np. w temperaturze pokojowej [15], [16], [28].

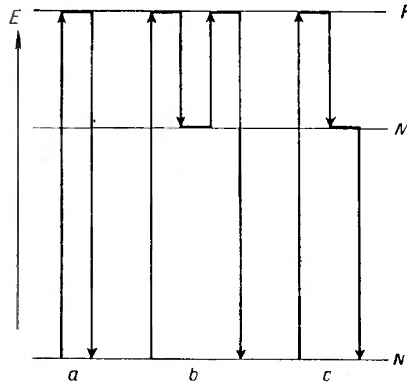
Inaczej też niż w parach przebiegają w roztworach zjawiska związane ze wzajemnym oddziaływaniem drobin luminezujących z drobinami własnymi lub z drobinami domieszek. Mam na myśli zjawiska takie, jak wygaszanie fotoluminescencji przez drobiny własne lub obce, migrację energii wzbudzenia pomiędzy drobinami luminezującymi itp. Zamiast zderzeń gazowokinetycznych występują w roztworach tzw. „spotkania“ (encounters) — drobiny sąsiadujące ze sobą są w tym sąsiedztwie „uwięzione“ dzięki tzw. efektowi klatkowemu (cage effect). Zderzają się one ze sobą wielką liczbę razy, zanim dzięki sprzyjającej konfiguracji opuszczą swe sąsiedztwo. W roztworach sztywnych czas trwania spotkania jest praktycznie nieskończenie długi. Nie można więc uważać konfiguracji otoczenia drobiny w końcu jej życia w stanie wzbudzonym za niezależną od konfiguracji w chwili absorpcji. Występuje pewna korelacja tych konfiguracji lub tzw. po niemiecku „Wahrscheinlichkeitsnachwirkung“. Dzięki temu, w przypadku np. wygaszania przez domieszki w roztworach sztywnych, niektóre z drobin są praktycznie z góry skazane na wygaszenie, inne zaś praktycznie od wygaszenia bezpieczne. W gazach, dzięki szybkim zmianom konfiguracji otoczenia, wyżej wspomniana korelacja praktycznie nie istnieje, można więc wszystkim atomom lub drobinom przypisać jednakowe prawdopodobieństwo na jednostkę czasu zderzenia wygaszającego lub depolaryzującego.

We wszelkich rozważaniach dotyczących wygaszania zewnętrznego przez drobiny domieszek lub drobiny własne lub samodepolaryzacji fotoluminescencji roztworów (a zwłaszcza roztworów sztywnych) rozkład różnych konfiguracji drobin zakłócających (depolaryzujących lub wygaszających) musi być brany pod uwagę. Rozkład konfiguracji otrzymać można opierając się na teorii fluktuacji Smoluchowskiego [32]. Najdalej idącym uproszczeniem jest przyjęcie dla drobin luminezujących określonej sfery czynnej na rozważane zjawisko i założenie, że oddziaływanie drobin zakłócających znajdujących się poza tą sferą jest równe zeru, oddziaływanie zaś drobin zakłócających znajdujących się wewnątrz tej sfery jest niezależne od tego, gdzie się dokładnie drobina zakłócająca znajduje i równe wartości średniej tego oddziaływania, oraz, że rozkład obsady tych sfer przez drobiny zakłócające jest rozkładem Smoluchowskiego (Poissona). Wyrażenia na zależność polaryzacji i wydajności fotoluminescencji od stężenia drobin zakłócających, otrzymane przy tych upraszczających założeniach, zgadzają się dobrze z doświadczeniem.

Można się spodziewać lepszych jeszcze wyników przy zastosowaniu tzw. modelu warstwowego centrum luminescencji (drobina luminezująca otoczona warstwami monomolekularnymi drobin ośrodka, w których znajdować się mogą drobinny zakłócające). Model ten nie został jednak dotychczas zastosowany do konkretnych przypadków [19].

Po tych uwagach wstępnych, chciałbym omówić pewne zagadnienia, które, jak mi się zdaje, należą do zagadnień jeszcze i obecnie aktualnych w dziedzinie fotoluminescencji.

Zjawiska fotoluminescencji roztworów podzielić można z grubsza na dwie



Rys. 1. Schemat poziomów elektronowych drobin, wykazujący zjawiska fluorescencji, fosforescencji i fluorescencji długotrwałej. a — fluorescencja, b — fosforescencja, c — fluorescencja długotrwała

grupy: 1) zjawiska o krótkim czasie świecenia, zachodzące bez udziału poziomu metatrwałego i 2) zjawiska o długim czasie świecenia, w których rolę istotną gra poziom metatrwały drobin luminezujących.

Zacznę od omówienia drugiej grupy zjawisk. W latach 1933 i 1935 ogłosiłem dwie prace, w których podałem i przedyskutowałem najprostszy schemat poziomów elektronowych drobin wykazujących w odpowiednich warunkach nie tylko zjawisko fluorescencji, lecz również i fosforescencji (rys. 1) [17], [7], [28]. Cechą charakterystyczną schematu jest występowanie w nim poziomu metatrwałego M . Poziom ten leży poniżej najniższego poziomu wzbudzonego F , z którego przejście do poziomu normalnego N lub przejście odwrotne jest przejściem dozwolonym. Wzbudzenie drobin następuje przez pochłonięcie światła, związane z przejściem $N \rightarrow F$. Z poziomu F nastąpić może bezpośredni powrót drobin do stanu N z emisją pasma fluorescencji $F \rightarrow N$ (czas świecenia krótki, ponieważ przejście to jest przejściem dozwolonym), lub też przejście do poziomu metatrwałego M . W temperaturach wyższych nastąpić może wzbudzenie termiczne drobin z poziomu M do poziomu F , z którego drobina wrócić może do poziomu normalnego N z emisją pasma fosforescencji $F \rightarrow N$ o rozkładzie natężeń i dziedzinie widmowej takich samych jak pasma fluorescencji. W temperaturach niskich wzbudzenie z poziomu M do poziomu F prak-

tycznie nie zachodzi. Może zajść natomiast bezpośrednio spontaniczne przejście $M \rightarrow N$ z emisją pasma fluorescencji długotrwałej (długotrwałej, ponieważ przejście to jest przejściem wzbronionym). Użyłem tu za Perrinem i Pringsheimem terminologii, w myśl której zjawiska fotoluminescencji, zachodzące bez udziału energii cieplnej, nazywane są fluorescencją (niezależnie od długości czasu świecenia), zaś zjawiska zachodzące przy udziale energii cieplnej — fosforescencją.

Według Pringsheima omawiany schemat poziomów jest schematem zbyt uproszczonym. Uważa on, że w niektórych przypadkach za fosforescencję i fluorescencję długotrwałą odpowiedzialne są różne poziomy metatrwałe, np. w przypadku tryptaflawiny. Miałyby więc niektóre drobin więcej niż jeden poziom metatrwały [28], [9]. Wydaje się jednak, że zagadnienia tego nie można uważać za ostatecznie rozwiązane ze względu na to, że drobin barwników w roztworach często występują w kilku postaciach (np. tryptaflawina w postaci akroflawiny i proflawiny). Różne poziomy metatrwałe mogą więc należeć do różnych postaci drobin.

Świecenia długotrwałe występują prawie wyłącznie w roztworach sztywnych, co przypisywane jest temu, że dyfuzja drobin wygaszających w roztworach takich jest uniemożliwiona.

Świecenia długotrwałe drobin organicznych obserwowano również i w stanie pary, jednakże zdaniem niektórych autorów [33], [35], długotrwałość świecenia w tym przypadku nie jest skutkiem istnienia w nich poziomu metatrwałego, lecz tworzenia się dimerów zbudowanych z drobin wzbudzonej i drobin normalnej. W dimerach takich przejście do stanu normalnego jest wzbronione. Następowaloby ono dopiero po rozpadzie dimeru na drobinę wzbudzoną i drobinę normalną. Mogłoby się więc nasunąć przypuszczenie, że i w roztworach sztywnych mamy do czynienia z podobnym mechanizmem świecenia długotrwałego, a więc że założenie istnienia w drobinach fosforyzujących poziomu metatrwałego nie jest potrzebne. Jak wykazały jednak doświadczenia Bączyńskiego i Czajkowskiego [5], fosforescencja występuje nawet przy najniższych stężeniach drobin luminezujących, przy których względne stężenie dimerów jest znikomo małe, choć stosunek wydajności fosforescencji do wydajności fluorescencji silnie maleje, gdy maleje stężenie roztworu.

Doświadczenia te wskazywałyby na to, że poziom metatrwały istnieje jednak i w pojedynczych drobinach substancji fosforyzujących w roztworach.

W roztworach o małej lepkości długotrwałe świecenia nie występują dzięki silnemu wygaszaniu drobin w stanie metatrwałym. Jednakże i w takich roztworach wzbudzić można drobinę do stanu M i zbadać zarówno ich widmo absorpcji w tym stanie, jak i czas życia tego stanu. Doświadczenia takie zostały wykonane przez G. Portera i jego współpracowników metodą błyskową. Wyznaczyli oni zarówno zanik w czasie liczby drobin w stanie M , zachodzący od chwili wzbudzenia błyskiem lampy błyskowej, jak i zmiany widm absorpcji zachodzące w tym czasie. Czas życia poziomu M naftalenu i antracenu w heksanie okazał się rzędu milisekund [27].

Najciekawszym zagadnieniem jest chyba zagadnienie natury poziomu metatrwałego. Wsunięto kilka hipotez (m. in. w [8]). Najogólniej przyjęta jest hipoteza Lewisa, Lipkina i Magela [24], rozwinięta przez Lewisa i Kashę [25], a niezależnie od tych autorów zaproponowana również i przez Terenina [34]. Według tej hipotezy stan metatrwały jest stanem trójkowym, czyli stanem o spinowej liczbie kwantowej $S = 1$, w przeciwieństwie do stanów normalnego N i wzbudzonego F , które są stanami jedyńkowymi o liczbie kwantowej $S = 0$.

Przejścia $F \leftrightarrow M$ i $M \leftrightarrow N$ byłyby przejściami wzbronionymi ze względu na zakaz interkombinacji. Szereg konsekwencji omawianej hipotezy znalazł jakościowe potwierdzenie doświadczalne. Najbardziej ważkiego poparcia dostarczyły doświadczenia ze spinowym rezonansem elektronowym [14]. Istnieją jednak i tu pewne trudności. Z doświadczeń moich, wykonanych jeszcze w okresie międzywojennym, wynika, że polaryzacja fluorescencji długotrwałej, związanej z przejściem $M \rightarrow N$, jest na ogół ujemna, lub, jeżeli jest dodatnia, posiada wartość bardzo małą [18]. Wynik ten został potwierdzony przez Pringsheima i Vogelsa [30] (por. również [1]). Opierając się na teorii polaryzacji podanej przez Perrina i przeze mnie, wyciągnąć można ze wspomnianych doświadczeń wnioski, że dipol przejścia $M \rightarrow N$ ma inny kierunek w drobinie niż dipol przejścia $F \rightarrow N$. Każde wytłumaczenie natury stanu M , które byłoby do przyjęcia bez zastrzeżeń, musiałoby uwzględnić ten fakt. Na razie jednak takiego wytłumaczenia na podstawie hipotezy trójkowej nie podano. To było powodem, że wysunąłem nową hipotezę [21], z której wynika ujemna polaryzacja fluorescencji długotrwałej. Omawiać jej tu jednak nie będę.

Dalszą trudność stanowi fakt, że przejście $F \rightarrow M$, choć wzbronione przez zakaz interkombinacji, zachodzi z prawdopodobieństwem rzędu zbliżonego do prawdopodobieństwa przejścia dozwolonego $F \rightarrow N$. Osiąga ono np. dla fluoresceiny w kwasie borowym wartość równą 0,7 prawdopodobieństwa przejścia $F \rightarrow N$ [5], a czasem je tak znacznie przekracza, że się obserwuje praktycznie wyłącznie świecenie długotrwałe [36]. Nie jest zresztą rzeczą zupełnie pewną, czy w rzeczywistości przejście $F \rightarrow M$ jest przejściem wzbronionym. Celem rozstrzygnięcia tej kwestii podjęte zostały przez Czarneckiego badania absorpcji w podczerwieni drobin wzbudzonych do stanu M [6]. Wprawdzie nie doprowadziły one do ostatecznego rozstrzygnięcia zagadnienia, jednak w jednym przypadku (fenatrenu w pleksiglasie) udało się Czarneckiemu zaobserwować absorpcję w podczerwieni w dziedzinie, w której można było oczekiwać występowania pasma $M \rightarrow F$. Absorpcja ta zanikała z czasem życia równym czasowi życia poziomu M . Efekt ten nie był jednak powtarzalny.

Nawiasowo wspomnę, że nie obserwuje się na ogół emisji związanej z przejściami z wyższych poziomów wzbudzonych drobin luminescującej [23]. Sądzić więc należy, że przejścia te są bezpromieniste. Jest rzeczą możliwą, że fakt ten wiąże się z bardzo znaczną zmianą konfiguracji równowagi jąder w wyższych stanach wzbudzonych, co pociąga za sobą ten skutek, że zgodnie z zasadą Franka-Condon, przejścia do tych stanów połączone są ze znacznym zmno-

żeniem ruchu oscylacyjnego drobiny, przy którym prawdopodobieństwo przejść bezpromienistych staje się bardzo wysokie.

Wróćmy jednak do zagadnienia prawdopodobieństw przejść $F \rightarrow M$ i $M \rightarrow N$. Nie jest rzeczą wyjaśnioną, dlaczego przejście $F \rightarrow M$ zachodzi z dużym prawdopodobieństwem, zaś przejście $M \rightarrow N$ z prawdopodobieństwem 6 do 8 rzędów mniejszym. Jeżeli w roztworze sztywnym występują czynniki przelamujące zakaz interkombinacji (obojętnie, czy dla przejść z emisją światła, czy też dla przejść bezpromienistych), to dlaczego przelamują one ten zakaz dla przejść $F \rightarrow M$, nie przelamują zaś dla przejść $M \rightarrow N$. Jest też rzeczą zastanawiającą, dlaczego czas życia poziomu M dla tych samych drobin w stanie pary jest krótszy niż w roztworze sztywnym (Porter).

W paru słowach wspomnę jeszcze o zaniku czasowym poziomem M . W roztworach drobin o jednym jedynym poziomie metatrwałym M , zanik ten powinien zdawałoby się odbywać wykładniczo. Zanik taki jest na ogół rzeczywiście obserwowany, ale tylko przy najniższych stężeniach roztworów. Przy wyższych stężeniach występują odchylenia od prostego prawa wykładniczego. Informacje o zaniku czasowym poziomem M w roztworach sztywnych otrzymujemy badając przebieg gaśnięcia fosforescencji. Badania takie przeprowadzone były przez M. Frąckowiaka [10] oraz przez Bączyńskiego i Czajkowskiego [37]. Doprowadziły one do następujących wyników. W większości zbadanych przypadków postać krzywej gaśnięcia zależy od stężenia drobin luminezujących. Przy niskich stężeniach gaśnięcie zachodzi zgodnie z prostym prawem wykładniczym. Obserwowane przy wyższych stężeniach krzywe gaśnięcia dają się rozłożyć na kilka krzywych wykładniczych. Liczba krzywych wykładniczych, na które rozłożyć można krzywą gaśnięcia, rośnie ze stężeniem roztworu. Fakt ten nasunął przypuszczenie, że w roztworach o wyższych stężeniach występują rozmaite centra luminescencji, przy czym liczba różnych rodzajów centrów rośnie wraz ze stężeniem roztworu. Każdy rodzaj centrów emituje fosforescencję o określonym czasie świecenia, różnym dla różnych rodzajów centrów. Również i polaryzacja fosforescencji emitowana przez różne rodzaje centrów jest różna. Centra pojawiające się przy coraz wyższych stężeniach emitują światło o coraz to niższym stopniu polaryzacji i z coraz to dłuższym czasem świecenia. Nasuwa się przypuszczenie, że różne rodzaje centrów różnią się liczbą drobin luminezujących, z których centra są utworzone — im ta liczba jest wyższa, tym niższy jest stopień polaryzacji emitowanej fosforescencji (zachodzi tam depolaryzacja fosforescencji przez migrację energii wzbudzenia pomiędzy drobinami wchodzącymi w skład centrum: efekt zależy od liczby drobin, pomiędzy którymi zachodzi migracja) [10]. Zauważę jednak, że w jednym przypadku (tryptaflawiny w żelatynie) zależności krzywych gaśnięcia od stężenia nie stwierdzono [11]. Wytlumaczenia tego faktu zaproponować nie mogę.

Warto może wspomnieć, że odchylenia od wykładniczego zaniku drobin w stanie M stwierdzone zostały również i w roztworach o małej lepkości, w których fotoluminescencja długotrwała nie jest na ogół obserwowana, w ba-

daniach absorpcji metodą błyskową (G. Porter i inni [27]). Porter tłumaczy te odchylenia przez, zachodzący obok normalnego procesu dezaktywizacji, rządzonej dyfuzją proces wygaszania się wzajemnego dwóch drobin w stanie M (proces drugiego rzędu). Tłumaczenia tego nie można jednak zastosować do gaśnięcia fosforescencji roztworów sztywnych ze względu na zbyt mały w tym przypadku współczynnik dyfuzji.

Ostatnim zagadnieniem, które poruszę w moim referacie, jest zagadnienie procesów powodujących obniżenie stopnia polaryzacji fluorescencji oraz wpływu tych procesów na gaśnięcie oddzielnych składowych fluorescencji. Jak się okazało, pomiary polaryzacji fluorescencji roztworów izotropowych wraz z pomiarami średnich czasów świecenia τ^{\parallel} i τ^{\perp} składowych I^{\parallel} i I^{\perp} , równoległej i prostopadłej do wektora elektrycznego spolaryzowanego liniowo światła wzbudzającego, pozwalają uzyskać nowe wiadomości o własnościach roztworów fluoryzujących i o procesach powodujących depolaryzację fluorescencji.

Jest rzeczą korzystną stosować do opisu polaryzacji fotoluminescencji pojęcie anizotropii emisji

$$r = \frac{I^{\parallel} - I^{\perp}}{I^{\parallel} + 2I^{\perp}}, \quad (1)$$

zamiast powszechnie dotychczas stosowanego pojęcia stopnia polaryzacji

$$P = \frac{I^{\parallel} - I^{\perp}}{I^{\parallel} + I^{\perp}}.$$

Z definicji anizotropii emisji wynika, że

$$I^{\parallel} = \frac{I}{3}(1 + 2r) \quad \text{i} \quad I^{\perp} = \frac{I}{3}(1 - r), \quad (2)$$

gdzie $I = I^{\parallel} + 2I^{\perp}$. Jeżeli gaśnięcie całkowitego natężenia I (emitowanego we wszystkich kierunkach) światła fluorescencji odbywa się zgodnie z prostym prawem wykładniczym

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau), \quad (3)$$

zaś $r(t)$ jest funkcją czasu t , który upływa od chwili wzbudzenia, to gaśnięcie składowych I^{\parallel} i I^{\perp} jest dane przez

$$\begin{aligned} I^{\parallel}(t) &= \frac{I_0}{3}(1 + 2r(t))e^{-t/\tau} \\ I^{\perp}(t) &= \frac{I_0}{3}(1 - r(t))e^{-t/\tau}, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie τ oznacza średni czas życia drobin lumineszującej w stanie wzbudzonym. Wyrażenia te wskazują na to, że gaśnięcie składowych zależy od przebiegu funkcji $r(t)$ i na ogół nie odbywa się zgodnie z prostym prawem wykładniczym.

Jedną z przyczyn powodujących depolaryzację fluorescencji roztworów jest obrót termiczny drobin lumineszujących. Z teorii tego zjawiska, podanej przez

F. Perrina [26], wynika, że w tym przypadku

$$r(t) = r_0 e^{-\varphi t}, \quad (5)$$

jeżeli się przyjmie, że obrót termiczny drobin rządony jest prawami obrotowego ruchu Browna cząstek kulistych. W wyrażeniu tym r_0 oznacza wartość $r(t)$ dla $t = 0$, zaś $\varphi = kT/v\eta$, gdzie v oznacza objętość drobinę wraz z jej otoczką solwatacyjną, η — współczynnik lepkości roztworu, k — stałą Boltzmanna i T — temperaturę bezwzględną roztworu. Ponieważ drobinę nie posiadają na ogół postaci kulistej, rzeczywisty przebieg $r(t)$ różni się niewątpliwie od danego przez równanie (5), jednak, jak to wykazał Perrin, odchylenia nie są zbyt znaczne. Można jednak mieć wątpliwości, czy prawa obrotowego ruchu Browna stosują się w ogóle do ruchów termicznych drobin — wątpliwości takie wypowiedane były przez różnych autorów [12] — jednakże wyniki stosowania tych praw usprawiedliwiają przynajmniej prowizoryczne ich stosowanie.

Pomiary polaryzacji wykonywane są przy naświetleniu ciągłym. Dają one nie wartość chwilową $r(t)$, lecz jej średnią czasową \bar{r} . Przy założeniu słuszności równań (3) i (5) otrzymuje się

$$\bar{r} = \frac{r_0}{1 + \varphi\tau}. \quad (6)$$

Z równań (4) i (5) wynika, że

$$I^{\parallel}(t) = \frac{I_0}{3} (1 + 2r_0 e^{-\varphi t}) e^{-t/\tau} \quad (7)$$

$$I^{\perp}(t) = \frac{I_0}{3} (1 - r_0 e^{-\varphi t}) e^{-t/\tau}.$$

Z definicji średniego czasu świecenia i z równania (6) i (7) otrzymać można następujące wyrażenia [21]:

$$\tau^{\parallel} = \tau \frac{r_0 + 2\bar{r}^2}{r_0 + 2r_0\bar{r}} \quad \text{i} \quad (8)$$

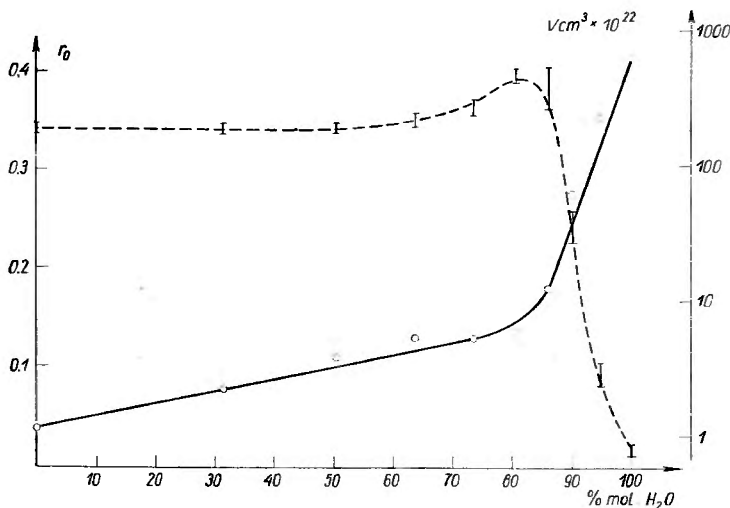
$$\tau^{\perp} = \tau \frac{r_0 - \bar{r}^2}{r_0 - r_0\bar{r}},$$

oraz

$$r_0 = \frac{2\bar{r}^2\tau}{\tau^{\parallel}(1 + 2\bar{r}) - \tau} = \frac{\bar{r}^2\tau}{\tau - \tau^{\perp}(1 - \bar{r})}. \quad (9)$$

Wszystkie wielkości występujące w prawej stronie równania (9) zmierzyć można bezpośrednio. Średnie czasy świecenia składowych mierzone są za pomocą fluorometru, zaś \bar{r} za pomocą aparatury do pomiarów polaryzacji fluorescencji. Zauważę, że również i czas świecenia τ całkowitej (emitowanej we wszystkich kierunkach) fluorescencji zmierzyć można za pomocą fluorometru, lecz nie jest to konieczne, ponieważ obliczyć go można znając τ^{\parallel} i τ^{\perp} . Korzystając więc z równania (9) wyznaczyć można na podstawie pomiarów wielkość r_0 , czyli graniczną wartość anizotropii emisji. Jest to, jak się zdaje,

na razie jedyny sposób wyznaczenia tej wielkości dla różnych roztworów bez stosowania zmian składu rozpuszczalnika (w niektórych przypadkach, jak się okazało, zmiany składu rozpuszczalnika, np. zmiany procentowej zawartości wody w glicerolu powodują zmiany r_0 , wbrew pierwotnym przypuszczeniom Perrina, według których r_0 byłoby niezależną od rozpuszczalnika stałą molekularną). Gdy r_0 zostało wyznaczone, można za pomocą równania (6) obliczyć φ . Ponieważ $\varphi = kT/v\eta$, można wyznaczyć również i v , czyli objętość drobin wraz z jej otoczką solwatacyjną. W ten sposób uzyskać można wiadomości o objętościach otoczek solwatacyjnych w różnych rozpuszczalnikach.



Rys. 2. Zależność r_0 i v od procentowej zawartości wody w rozpuszczalniku (glicerol + woda) dla uraniny (na podstawie pomiarów R. Bauera)

Doświadczenia, mające na celu wyznaczenie r_0 i v wykonane zostały przez Bauera [2] za pomocą skonstruowanych przez niego wspólnie z Rozwadowskim fluorometru [3] i aparatury do pomiarów polaryzacji [4]. Dla przykładu przytoczę wyniki otrzymane dla uraniny w glicerolu z wodą. Rys. 2 przedstawia zależność r_0 i v od procentowej zawartości wody w glicerolu. Przebieg krzywych wskazuje na to, że zarówno r_0 jak i v ulegają zmianom wraz ze zmianą zawartości wody. Zmiany te są specjalnie wybitne, gdy zawartość wody przekracza 85%. W przypadkach stosowania rozpuszczalników nie zawierających wody zależności r_0 i v od składu rozpuszczalnika w dotychczas zbadanych przypadkach nie stwierdzono.

Zarówno w przypadkach, gdy r_0 zależy od składu rozpuszczalnika, jak i w przypadku gdy r_0 od niego nie zależy, jest ono zawsze mniejsze od wartości, której należałoby się spodziewać na podstawie rozważań teoretycznych. Fakt ten wskazuje na istnienie w roztworach pewnych procesów depolaryzacyjnych nie uwzględnionych w teorii Perrina. Nasunęło się przypuszczenie, że procesem takim są drgania torsyjne drobin luminescujących [20], [13] wewnątrz

otoczki solwatacyjnej. Drgania torsyjne obniżają wartość r_0 , nie wpływają jednak na wielkość φ !

Jeżeli ze zmianą składu rozpuszczalnika zachodzi zmiana składu otoczki solwatacyjnej, to zmienia się również i moment kierujący działający na drobinę. Zmienia się więc również i amplituda drgań torsyjnych, a co za tym idzie, również i r_0 . Jeżeli zaś skład otoczki nie ulega zmianie, r_0 nie zależy od składu rozpuszczalnika (por. [29]).

Można mieć nadzieję, że można będzie przez porównanie wartości r_0 wyznaczonych doświadczalnie i wartości r_0 wynikających dla drobin nie wykonujących drgań torsyjnych z rozważań teoretycznych, otrzymać informacje o momentach kierujących, działających na drobinę w różnych ośrodkach.

Literatura

- [1] A. C. Albrecht, J. chem. Phys., **33**, 937 (1960).
- [2] R. Bauer, praca będzie ogłoszona wkrótce.
- [3] R. Bauer i M. Rozwadowski, Biul. PAN, Seria Nauk Mat., Astr. i Fiz., **7**, 365 (1959).
- [4] R. Bauer i M. Rozwadowski, Optik, **18**, 37 (1961).
- [5] A. Bączyński i M. Czajkowski, Biul. PAN, Seria Nauk Mat., Astr. i Fiz., **7**, 357 (1959).
- [6] S. Czarnecki, praca będzie ogłoszona wkrótce.
- [7] Th. Förster, Naturwissenschaften, **36**, 240 (1949); *Fluoreszenz organischer Verbindungen*, Göttingen (1951).
- [8] J. Franck i R. Livingstone, J. chem. Phys., **9**, 184 (1941).
- [9] J. Franck i P. Pringsheim, J. chem. Phys., **11**, 21 (1943).
- [10] M. Frąckowiak, Acta phys. Polon., **16**, 63 (1957); Biul. PAN, Seria Nauk Mat., Astr. i Fiz., **5**, 809 (1957).
- [11] M. Frąckowiak i H. Waleryś, Acta phys. Polon., **19**, 199 (1960)
- [12] J. Frenkel, *Kinetic Theory of Liquids*, Oxford (1946).
- [13] J. Grzywacz, Biul. PAN, **6**, 713 (1958).
- [14] C. A. Hutchison Jr. i B. W. Mangum, J. chem. Phys., **32**, 1961 (1960).
- [15] A. Jabłoński, C. R. Soc. Pol. Phys., **7**, 1 (1926).
- [16] A. Jabłoński, Z. Phys., **73**, 460 (1931); Phys. Z. der Sowjetunion, **8**, 105 (1935).
- [17] A. Jabłoński, Nature, **131**, 839 (1933); Z. Phys., **94**, 38 (1935).
- [18] A. Jabłoński, Biul. Polsk. Akad. Um., Kraków (1935) s. 30; Acta phys. Polon., **4**, 311 (1935).
- [19] A. Jabłoński, Acta phys. Polon., **13**, 175 (1954); **14**, 295 (1955); **16**, 663 (1958); **17**, 48 (1958).
- [20] A. Jabłoński, Acta phys. Polon., **10**, 33 i 193 (1950).
- [21] A. Jabłoński, Biul. PAN, **6**, 589 (1958).
- [22] A. Jabłoński, Z. Naturforsch., **16a**, 1 (1961).
- [23] M. Kasha i S. P. McGlynn, Ann. Rev. of Phys. Chem., **7**, 403 (1956).
- [24] G. N. Lewis, D. Lipkin i T. T. Magel, J. Amer. Chem. Soc., **63**, 3005 (1941).
- [25] G. N. Lewis i M. Kasha, J. Amer. Chem. Soc., **66**, 2100 (1944).
- [26] F. Perrin, Ann. Phys. (Paris), **12**, 169 (1929); J. de Phys., **7**, 390 (1926); **7**, 1 (1936); Acta phys. Polon., **5**, 335 (1936).
- [27] G. Porter i M. R. Wright, J. de Phys. Chim. (1958), str. 705 (znaleźć tam można dalszą literaturę dotyczącą badania poziomu M metodą błyskową).

- [28] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, New York (1940).
- [29] P. Pringsheim i H. Vogels, *J. de Phys.*, **8**, 121 (1937).
- [30] P. Pringsheim i H. Vogels, *Acta phys. Polon.*, **4**, 341 (1935).
- [31] M. Smoluchowski, *Poradnik dla Samouków*, tom II, s. 334, Warszawa (1917).
- [32] M. Smoluchowski, *Boltzmann-Festschrift* (1904), 513.
- [33] B. Stevens i P. J. McCartin, *Molecular Phys.*, **3**, 425 (1960).
- [34] A. Terenin, *Acta physicochim., USSR*, **18**, 210 (1943).
- [35] R. Williams, *J. chem. Phys.*, **28**, 577 (1958).
- [36] M. R. Wright, R. P. Frosch i G. W. Robinson, *J. chem. Phys.*, **33**, 934 (1960).
- [37] A. Bączyński i M. Czajkowski, *Biul. PAN*, **8**, 655 (1959).

Tadeusz Skaliński

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Zastosowanie metod rezonansu magnetycznego do badań poziomów energetycznych atomu *

Przedmiotem mego artykułu jest krótki przegląd wyników osiągniętych przy pomocy dwóch metod badania atomów: metody podwójnego rezonansu i metody pompowania optycznego. Ograniczę się przy tym do omówienia zjawisk zachodzących w parach pod niezbyt wysokim ciśnieniem, co oznacza innymi słowy sytuację, w której wykluczone jest sprzężenie między badanymi atomami i innymi rezerwuarami energii (np. typu sprzężenia między spinami i siecią krystaliczną).

W takich warunkach stan każdego z atomów zdefiniowany jest przez zespół liczb kwantowych L , S , J oraz I (w przypadku, gdy istnieje spin jądrowy). Wówczas dobrą liczbą kwantową jest $F = J + I$. Dla uproszczenia ograniczymy nasze rozważania do przypadków, gdy mamy do czynienia ze sprzężeniem Russella-Saundersa.

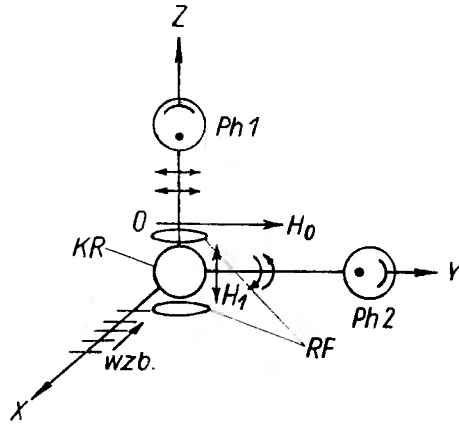
W polach magnetycznych, jakie bywają stosowane w doświadczeniach, o jakich będę mówił, energia rozszczepienia zeemanowskiego sąsiadujących podpoziomów, równa $g\mu_B H_0$, jest mała w porównaniu z kT i, co za tym idzie, w stanie równowagi termodynamicznej wszystkie podpoziomy zeemanowskie stanu podstawowego są równomiernie obsadzone przez atomy.

Dla opisanego metody podwójnego rezonansu ustalmy naszą uwagę na atomie rtęci i wybierzmy dla uproszczenia dowolny izotop tego metalu o parzystej liczbie masowej¹. Wyobraźmy sobie, że mamy naczynko kwarcowe wypełnione parami rtęci o stężeniu 10^{12} — 10^{13} at/cm³ umieszczone w początku układu współrzędnych XYZ (rys. 1). Stałe pole magnetyczne H_0 ma kierunek OY ; pary wzbudzamy linią rezonansową 2537 \AA w kierunku osi OX . Światło wzbudzające jest spolaryzowane liniowo równoległe do OY (tzw. wzbudzenie π). W opisanych warunkach, jeśli pominąć drobne efekty przekazywania wzbudzenia między atomami w komórce rezonansowej (np. w wyniku zderzeń),

* Referat wygłoszony na XVII Zjeździe Fizyków Polskich 1961 r. w Gdańsku.

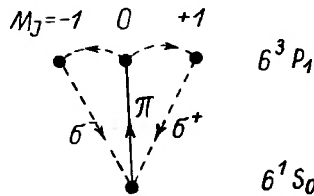
¹ Obszerny wykaz literatury odnoszącej się do omawianych tu zagadnień znaleźć można w artykule tegoż autora w „Postęпах Fizyki”, t. IX, zes. 5, str. 515. W obecnym artykule podawane będą jedynie odnośniki do prac, które ukazały się później.

przy obserwacji w kierunku OY nie stwierdzimy promieniowania rezonansowego. W kierunku tym wysyłane są tylko składowe σ , które nie są wzbudzone w opisanych warunkach. Przy obserwacji w kierunku OZ dostrzeżemy silny sygnał promieniowania rezonansowego. Zastosujmy teraz, prostopadle do H_0 , oscylujące pole magnetyczne o częstotliwości spełniającej warunek Bohra dla przejścia między podpoziomami o $m_J = 0$ do $m_J' = \pm 1$ (będzie to przejście dipo-



Rys. 1. Schemat doświadczenia Brossela i Bittera. KR – komórka rezonansowa z parami rtęci, H_0 – kierunek stałego pola magnetycznego, RF – układ cewek wytwarzających oscylujące pole magnetyczne, $Ph1$ – fotopowielacz wykrywający składową π , $Ph2$ – składową σ promieniowania rezonansowego

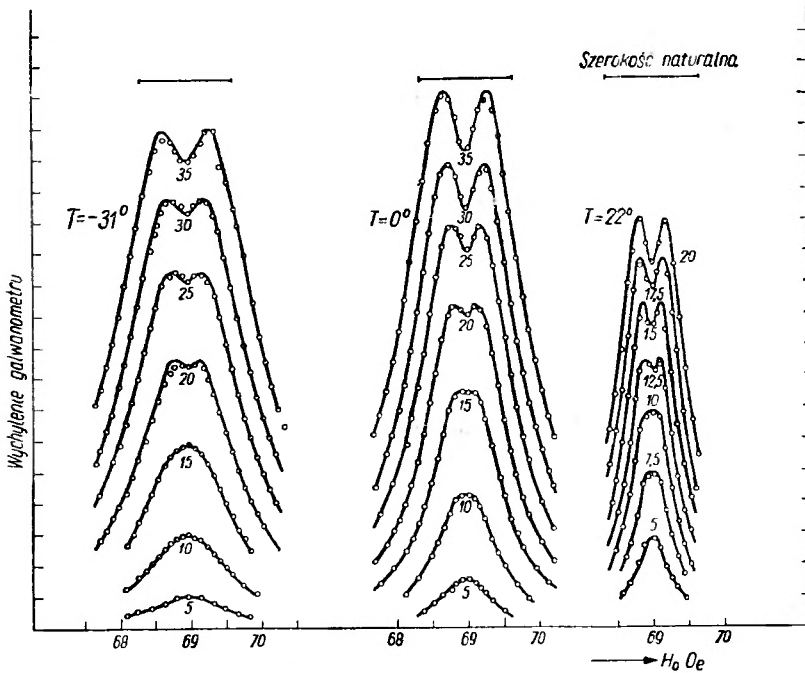
lowe magnetyczne, indukowane przez oscylujące pole). W tym przypadku obsadzenie wszystkich podpoziomów się wyrówna i w kierunku osi OY pojawi się promieniowanie rezonansowe (σ^+ i σ^-). Zazwyczaj zresztą doświadczenie wykonuje się w ten sposób, że przy ustalonej częstotliwości pola radiowego dobiera



Rys. 2. Schemat rozszczepienia zeemanowskiego rezonansowej linii rtęci dla izotopów parzystych

się H_0 , tak by otrzymać maksimum sygnału z różnicowego układu fotopowielaczy $Ph1$ i $Ph2$ zrównoważonego w nieobecności pola oscylującego. Schemat Heisenberga poziomów atomu rtęci pozwala na zrozumienie opisanego zjawiska (rys. 2). Z uwagi na to, że dokładność pomiaru częstotliwości radiowej przewyższa wielokrotnie dokładności pomiarów spektrograficznych rozszczepienia zeemanowskiego (szerokość linii) mamy tu, jak widać, znakomitą metodę wyznaczenia stałych Landégo poszczególnych poziomów energetycznych. Wspomnę tu, że analogicznie można było przebadać nieparzyste izotopy rtęci.

Bliższa analiza teoretyczna zachodzącego tu procesu doprowadziła Brossela do wyrażen, które pozwoliły na dokładne opisanie kształtu krzywej rezonansowej. Rozważania Brossela polegały na adaptacji wzorów Majorany na prawdopodobieństwo tego, że atom znajdujący się w chwili początkowej w stanie określonym przez liczby kwantowe F , m_F przejdzie po upływie czasu t pod działaniem zaburzenia, polegającego na obecności pola częstotliwości radiowej, do stanu F , $m'_F = m_F \pm 1$. Otrzymane wzory zostały sprawdzone doświadczalnie i po dopasowaniu jednego punktu (co odpowiadało ustaleniu skali natężeń H_1)



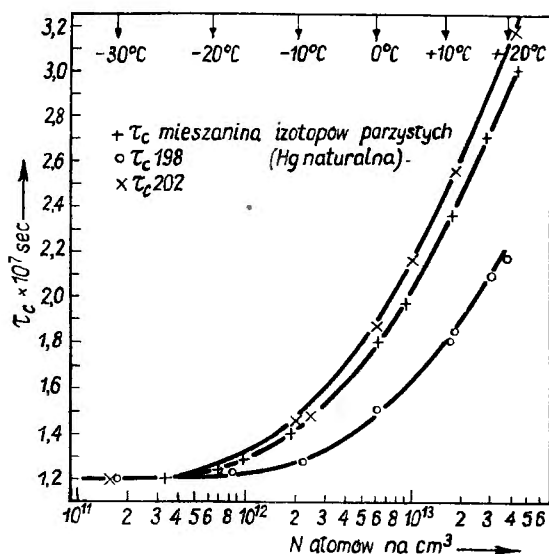
Rys. 3. Siatki Majorany-Brossela dla rezonansów w rtęci w stanie 6^3P_1 w zależności od temperatury pary nasyconej Hg. Na rysunku zaznaczony odcinek wyrażający szerokość naturalną linii. (Liczby przy krzywych oznaczają amplitudy pola oscylującego)

otrzymane z pomiarów siatki krzywych rezonansowych dla różnych wartości amplitudy pola H_1 znakomicie pasowały do krzywych teoretycznych. Przykład siatki Majorany-Brossela przedstawia rys. 3. Analiza przebiegu tych krzywych pozwoliła na wyciągnięcie dalszych, bardzo interesujących wniosków.

W przeciwieństwie do linii położonych w obszarze optycznym szerokość dopplerowska w obszarze częstotliwości radiowych nie gra praktycznie żadnej roli i jeśli amplituda pola częstotliwości radiowej jest niewielka, wówczas szerokość linii rezonansowej daje nam wprost sumę szerokości naturalnych poziomów, między którymi następuje rezonans. Pomiar szerokości linii rezonansowej daje zatem możliwość bezpośredniego wyznaczenia czasów życia stanów wzbudzonych. Otóż pomiary wykonane przez Brossela dały na wartość τ dla stanu 6^3P_1 rtęci wynik zbliżony wprawdzie do uzyskanych poprzednio różnymi me-

todami spektroskopii optycznej (np. metodą Hanlego), jednakże różnice pomiędzy wynikami przekraczały zdecydowanie granice błędu pomiarowego obu porównywanych metod.

Studia nad wyjaśnieniem tych rozbieżności przeprowadzili najpierw Blamont [1], a następnie Barrat [2]. Punktem wyjścia dla tych badań było zdumiewające odkrycie, że ze wzrostem prężności pary rtęci w komórce rezonansowej szerokość linii wbrew oczekiwaniom maleje, osiągając wartości

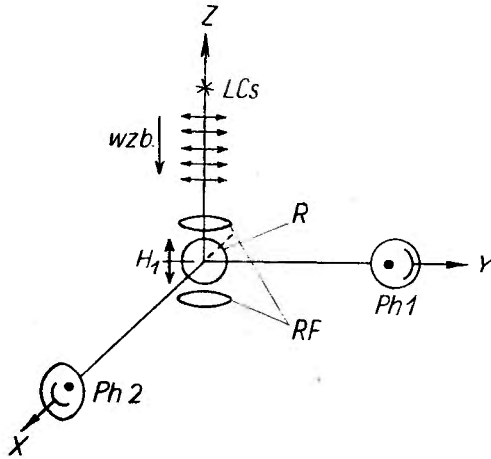


Rys. 4. Czas spójności w funkcji stężenia atomów rtęci

znacznie mniejsze od szerokości naturalnej. Widoczne jest to na rys. 3, przedstawiającym siatki Majorany-Brossela dla różnych temperatur komórki z parą nasyconą rtęci. Hipoteza, że w obecności pola częstości radiowej mamy do czynienia ze zjawiskiem spójnej dyfuzji promieniowania, tj. takiej, w której przy wielokrotnym przekazywaniu kwantu rezonansowego od atomu do atomu, zanim nie zostanie on wyemitowany na zewnątrz komórki, zostają zachowane stosunki fazowe, uzyskała w pomysłowych doświadczeniach Barrata świetne potwierdzenie. Stwierdzono np. zależność szerokości linii rezonansowej od geometrii komórki (im większa komórka tym przy danym ciśnieniu węższa linia), wykonywano obserwacje w ten sposób, że dzielono komórkę rezonansową cienką ścianką kwarcową i stosowano układ przesłony umożliwiający obserwację tylko tych kwantów, które uległy dwukrotnej dyfuzji. W podobnych doświadczeniach można było zniszczyć spójność przez wstawienie między dwie wspomniane wyżej części komórki krystalicznej płytki mikowej. Badano wreszcie zależność obserwowanego czasu spójności τ_c od stężenia par rtęci, zarówno w komórkach zawierających wydzielone czyste izotopy jak również w mieszaninie naturalnej, w której wzbudzano selektywnie i badano poszczególne izotopy. W tych badaniach okazało się, że czas spójności uwarunkowany jest

jedynie stężeniem danego izotopu w parze badanej. Znajdowano ogólnie czasy życia przez wykreślanie czasów spójności w funkcji stężenia atomów danego rodzaju i przez przejście do granicy dla stężeń znikomo małych (rys. 4). Interesujące zjawisko spójności promieniowania rezonansowego zostało następnie stwierdzone jeszcze w innych okolicznościach.

Warto tu również wspomnieć, że metodą podwójnego rezonansu zbadano zjawisko Starka dla rtęci – znów z dokładnością przewyższającą ogromnie wszelkie pomiary przeprowadzone poprzednio (Blamont). Można było np. dokładnie wyznaczyć zależność przesunięcia starkowskiego poziomów od natężenia pola elektrycznego. Wykorzystano również tę metodę dla niezwykle dokładnego zbadania nadsubtelnej struktury stanu 6^3P_1 rtęci (Bitter, Sagalyn i Melissinos).

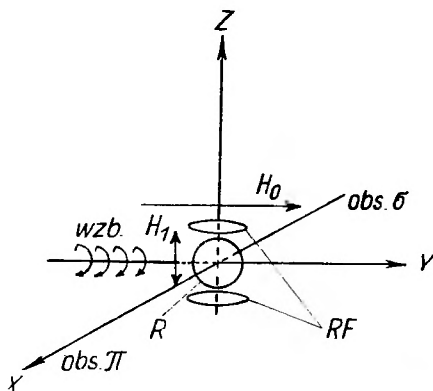


Rys. 5. Schemat doświadczenia Krügera i Althoffa. *R* – komórka rezonansowa z parą Cs, *LCs* – lampa cezowa wraz z układem polaryzującym światło wzbudzające w kierunku *OY*, *RF* – układ cewek wytwarzających oscylujące pole magnetyczne, *Ph1* i *Ph2* – fotopowielacze wykrywające promieniowanie fluorescencji

Metoda podwójnego rezonansu znalazła również ważne zastosowanie do wyznaczania momentów kwadrupolowych jąder atomowych w przypadkach, gdy dla stanu podstawowego atomów nie jest spełniony warunek $J > 1/2$ (np. dla metali alkalicznych). Nie można tu stosować zwykłych metod Rabięgo pomiaru rozszczepienia nadsubtelnego w promieniu atomowym. W tym przypadku trzeba sięgnąć do badania stanów wzbudzonych spełniających warunek $J > 1/2$ i dla tych stanów wyznaczyć energie rozszczepienia nadsubtelnego. Badania takie przeprowadzili współpracownicy Kopfermanna (Krüger, Meyer-Berkhout i Althoff) oraz Ritter i Series [3], [4], [5] i [6]. W tych przypadkach na ogół nie jest jednak możliwe wykorzystanie poziomu rezonansowego typu $^2P_{3/2}$ ze względu na to, że wskutek ich krótkiego czasu życia szerokość poziomów jest większa od odstępów rozszczepienia nadsubtelnego. Podkreślić też należy, że w odróżnieniu od uprzednio opisanych badań dla rtęci, gdzie na ogół przejścia rezonansowe zachodziły w zewnętrznym, stałym

polu magnetycznym w opisywanych przypadkach przejścia zachodzą w nieobecności pola magnetycznego między podpoziomami nadsubtelnego rozszczepienia. Typowy układ doświadczalny ma w tym przypadku postać pokazaną na rysunku 5.

Z zasady stałości spektroskopowej Heisenberga wiadomo, że gdy wzbudzenie promieniowania rezonansowego spowodowane jest światłem spolaryzowanym liniowo o kierunku drgań wektora elektrycznego równoległym do kierunku pola magnetycznego ($\vec{E} \parallel \vec{H}_0$), wówczas stan polaryzacji promieniowania rezonansowego nie ulega zmianie, gdy $H \rightarrow 0$. Promieniowanie fluo-



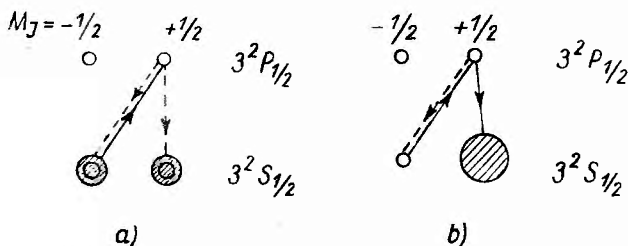
Rys. 6. Schemat doświadczenia nad detekcją optyczną orientacji atomów w stanie podstawowym. R – komórka rezonansowa z parą Na wzbudzana światłem linii rezonansowych w kierunku OY , H_0 – kierunek pola magnetycznego stałego, RF – układ cewek wytwarzających oscylujące pole magnetyczne H_1 . Detekcja w kierunku OX i $-OX$

rescencji jest sumą przejść $\Delta m_F = 0$ i $\Delta m_F = \pm 1$ między zdegenerowanymi podpoziomami. Odpowiada temu zaobserwowane w kierunku OX natężenie fluorescencji I_x oraz w kierunku OY natężenie I_y . Zastosowanie oscylującego pola H_1 o częstotliwości rezonansowej wyrównuje obsadzenia i zmienia stopień polaryzacji. Bardzo dokładne wyznaczenie częstotliwości rezonansowej przejścia nadsubtelnego pozwala na wyznaczenie stałych A i B wyrażen na to rozszczepienie, a stąd na wyliczenie momentu kwadrupolowego jądra Q .

Zauważymy, że przygotowanie do pomiaru w opisanych doświadczeniach polega na tym, że przez odpowiednio dobrane wzbudzenie optyczne zostaje obsadzony selektywnie jeden podpoziom, a pomiar polega na znalezieniu częstotliwości rezonansowej przejścia do podpoziomów sąsiednich. Ze względu na to, że wzbudzenie optyczne w znacznej części doświadczeń jest to wzbudzenie do stanu rezonansowego, przeto uzasadnia to nazwę metody jako metody *podwójnego rezonansu*.

Gdy jak w przypadku doświadczeń Bittera i Brossela wzbudzenie przeprowadzane jest w polu magnetycznym i obsadzony zostaje selektywnie jeden podpoziom zeemanowski, układ jest zorientowany i posiada pewien makroskopowy moment magnetyczny.

Uzyskanie orientacji w stanie podstawowym wymaga zastosowania metody noszącej nazwę pompowania optycznego. Dla jej zilustrowania rozpatrzmy przypadek par sodu ($p_{\text{Na}} = 10^{-5}$ do 10^{-7} mm Hg) i, pomijając dla uproszczenia fakt istnienia spinu jądrowego, zbadajmy, co będzie, gdy komórkę rezonansową zawierającą tę parę umieścimy w polu magnetycznym (w różnych doświadczeniach natężenie tego pola wynosiło od ułamka do kilkuset Oe) i będziemy naświetlali kołowo spolaryzowanym światłem linii rezonansowej (rys. 6). Skrętność polaryzacji niechaj odpowiada wzbudzeniu $\Delta m_J = 1$. Jak widać ze schematu przedstawionego na rys. 7, wynikiem takiego naświetlania będzie stopniowe opróżnianie stanu $3^2S_{1/2}$ ($m_J = -1/2$) na rzecz stanu o $m_J = 1/2$. Zauważymy, że gdy to zostanie osiągnięte, absorpcja linii wzbudzającej spadnie niemal do zera (niemal — bo zawsze będą działały procesy relaksacyjne dążące do wyrównania różnicy obsadzeń obu podpoziomów).



Rys. 7. Schemat przejść przy pompowaniu optycznym linią D_1 . a) stan początkowy, b) stan po zakończeniu pompowania

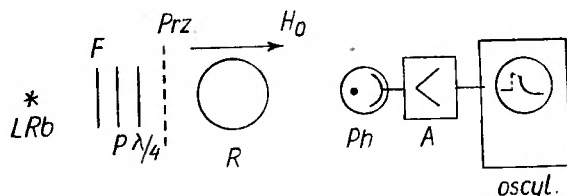
Zastosowanie pola oscylacyjnego H_1 o częstości spełniającej warunek Bohra wyrówna obsadzenia i spowoduje nagły wzrost absorpcji. Gdy naświetlamy liniami D_1 i D_2 łącznie, wówczas efekt pompowania, aczkolwiek słabszy, jest podobny. Możliwa jest wtedy również detekcja przez obserwację w kierunku prostopadłym do pola H_0 promieniowania rezonansowego (składowe π i σ), których natężenia ulegają zmianie w momencie rezonansu magnetycznego.

Już w początkowym okresie badań nad pompowaniem optycznym wykryto, że osiągnięty stopień orientacji

$$\Theta = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$$

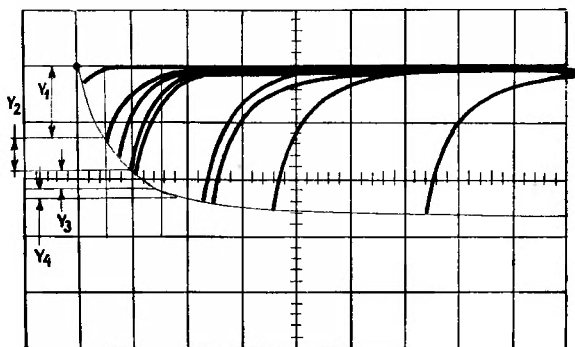
może być poważnie zwiększony przez zastosowanie tzw. gazu buforującego (Margerie, Cohen). Gdy mianowicie dodać do komórki gaz szlachetny pod ciśnieniem rzędu milimetra słupa rtęci, wówczas stopień orientacji znacznie wzrasta, co wskazuje na wydatne zmniejszenie procesów relaksacyjnych. Różne doświadczenia wykazały, że główną rolę w dezorientacji odgrywają zderzenia atomów zorientowanych ze ściankami komórki. Użycie gazu buforującego wydłuża czas przebywania atomu w obszarze obserwacji. Atom taki powoli dyfunduje przez buforujący gaz ku ściankom. Stosowano różne metody mierzenia czasów relaksacji. Dehmelt np. badał przebieg zmian absorpcji światła

orientującego przy nagłym odwróceniu kierunku pola orientującego H_0 dla granicznie małego natężenia wiązki orientującej [7]. Ocena wyników jest tu jednak dość złożona ze względu na superpozycję procesów relaksacji i reorientacji pod działaniem promieniowania pompującego. Bardziej bezpośrednio mierzył ten czas Franzen, stosując układ podobny do układu Dehmelta, lecz zamiast odwracania pola orientującego używał przerywacza mechanicznego o regulowanej długości czasu przerwania wiązki orientującej (rys. 8). W czasie



Rys. 8. Schemat aparatury Franzena do pomiaru czasu relaksacji zorientowanych atomów. LRb — lampa rubidowa, F , P , $\lambda/4$ — układ wydzielający linię D_1 i polaryzujący ją kołowo, $Prz.$ — przerywacz mechaniczny, R — komórka z parą Rb , Ph , A , $Oscyl.$ — układ detekcyjny złożony z fotopowielacza, wzmacniacza i oscyloskopu

zaciemnienia procesy relaksacyjne powodują stopniowe wyrównywanie obsadzeń podpoziomów stanu podstawowego i odpowiednią do tego zmianę absorpcji. Badając te zmiany dla różnych długości ciemnych przerw można było wyznaczyć doświadczalnie prawo, według którego następowała relaksacja. Rodzinę krzywych otrzymaną z takiego pomiaru przedstawia rys. 9 [8].



Rys. 9. Krzywe oscyloskopowe ilustrujące zależność zmian absorpcji przez atomy zorientowane w funkcji czasu ciemnej przerwy

Znalezione czasy relaksacji były rzędu 0,1—0,01 sek., co wskazuje na znaczną niewrażliwość zorientowanych atomów na zderzenia z atomami gazu buforującego i pozwala na wytłumaczenie jego działania tak, jak to podano powyżej. Jest to w zgodności z teoretyczną interpretacją Bendera, zgodnie z którą stany S , jako posiadające symetrię kulistą są znacznie mniej wrażliwe na zderzenia dezorientujące niż stany P o anizotropii orbitalnej. W ostatnich latach w wielu laboratoriach stwierdzono, że można uchronić atomy od dezorientacji przy zderzeniu ze ściankami komórki przez pokrycie ich cienką warstwą

węglowodoru nasyconego, np. tetrakontanu. I w tych przypadkach, już bez gazu buforującego, uzyskano np. dla rubidu czasy relaksacji rzędu 0,5 sek.

W dotychczasowych rozważaniach pomijaliśmy całkowicie istnienie spinu jądrowego. Można się jednak przekonać, że jego uwzględnienie nie wprowadza żadnych istotnych zmian w analizie opisywanych zjawisk z wyjątkiem jedynie komplikacji wynikającej ze zwiększenia liczby podpoziomów.

Z ciekawszych wyników, uzyskanych w badaniach metodą pompowania optycznego, należy wymienić: 1) opracowanie widm rezonansowych przejść między podpoziomami zeemanowskimi, stąd bardzo dokładne wyznaczenie stałych Landégo i sprawdzenie wzorów teoretycznych na rozszczepienie zeemanowskie w przypadkach pól różnych wielkości; 2) odkrycie przejść wielokwantowych (Winter) polegających na jednoczesnej absorpcji kilku kwantów dla przejścia między sąsiadującymi podpoziomami.

Specjalnym działem badań za pomocą pompowania optycznego jest badanie tzw. rezonansów nadsubtelnych, tj. rezonansów między podpoziomami zeemanowskimi należącymi do poziomów o F różniących się o 1. Okazało się mianowicie, że dla takich przejść w zorientowanych przez pompowanie optyczne parach metali alkalicznych, dzięki zjawisku Dickego zmniejszenia szerokości dopplerowskiej linii w obecności gazu obcego, można otrzymać linie rezonansowe niezwyklej ostrości (kilka cykli przy częstotliwości rzędu kilku kMc/sek). Są w toku badania nad przydatnością tego typu rezonansów do budowy atomowych wzorców częstotści. Dotychczasowe wzorce atomowe (bądź oparte na przejściu $F = 4$, $m_F = 0$ do $F = 3$, $m'_F = 0$ w cezie 133) czy molekularne, oparte na częstotliwości inwersji w amoniaku, działają w urządzeniu z promieniem cząsteczkowym. Doświadczenia nad orientacją w parach nasyconych metali alkalicznych wróżą znaczne uproszczenie tych urządzeń. Na przeszkodzie stoi tu jednak wykryta przez Arditi i Carvera, a następnie zbadana przez Bendersa [9], zależność częstotści rezonansowej od ciśnienia gazu buforującego oraz od temperatury. Wykorzystując fakt, że jedne gazy przesuwają częstotści rezonansowe w stronę niższych, inne w stronę wyższych częstotści, oraz że proces jest addytywny, można było skomponować mieszaniny gazowe tak, by uzyskać znaczną niewrażliwość częstotści rezonansowej na ciśnienie mieszaniny gazów buforujących. Pozwoli to w każdym razie na konstrukcję stosunkowo prostych wtórnych wzorców częstotści.

Interesujące zjawiska zachodzą w mieszaninie dwóch rodzajów atomów, z których jeden może być zorientowany przez pompowanie optyczne ($\text{Na} + \text{Rb} + \text{gaz bufor.}$, $\text{Na} + \text{N} + \text{gaz bufor.}$, a nawet $\text{Na} + e^- + \text{gaz bufor.}$). Okazuje się, że w takim przypadku orientacja może być przekazana drogą zderzeń wymiennych od atomów jednego rodzaju do atomów drugiego rodzaju. Detekcja tego zjawiska może następować podobnie jak detekcja orientacji metodą absorpcji. Po zorientowaniu atomów sodu w obecności atomów rubidu ustala się pewien stopień orientacji θ (w zasadzie $\theta < \theta_0$, gdzie θ_0 jest stopniem orientacji w czystym sodzie). Gdy teraz przyłożymy częstotść rezonansową odpowiadającą rubidowi, wówczas stan równowagi zostanie zakłócony, stopień

orientacji atomów sodu również się zmniejszy i absorpcja promieniowania orientującego wzrośnie.

Ta metoda jest szczególnie wartościowa wówczas, gdy występują trudności bezpośredniego orientowania atomów jakiegoś rodzaju. Wykorzystując tę metodę orientacji Pipkin, Anderson i Baird zbadali nadsubtelne rozszczepienie dla atomów azotu (N^{14} i N^{15}), wyznaczając z pomierzonych częstości rezonansowych anomalie nadsubtelnej struktury [10].

Innym, bardzo pięknym wynikiem uzyskanym tą metodą jest zmierzenie stałej Landégo dla elektronu swobodnego przez Dehmelta [11], a dokładniej, znalezienie na drodze bezpośredniego pomiaru stosunku μ_s/μ_0 momentu magnetycznego elektronu swobodnego do momentu magnetycznego elektronu związanego w atomie. Wprowadzenie przez kwantową teorię pola poprawek promienistych prowadzi do zależności ².

$$\frac{\mu_s}{\mu_0} = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} + \dots$$

Wielkość ta może być wyliczona drogą pośrednią z dokładnością do 10^{-6} przez kombinowanie różnych wyników doświadczalnych. Spośród pomiarów bezpośrednich wynik doświadczeń Dehmelta dla elektronów termicznych zorientowanych przez zderzenia z atomami sodu przekracza swą dokładnością o dwa rzędy wielkości wszystkie inne pomiary bezpośrednie. Wynik ten

$$\mu_s/\mu_0 = 1,000026 \pm 0,00003$$

stoi w sprzeczności z przewidywaniami teoretycznymi.

Na zakończenie warto wspomnieć kilka słów o wynikach pompowania optycznego w przypadku, gdy mamy do czynienia z diamagnetyczną konfiguracją elektronów, jak np. dla nieparzystych izotopów rtęci w stanie podstawowym. Gdy poddamy pompowaniu optycznemu pary Hg^{199} lub Hg^{201} , wówczas wynikiem takiego pompowania jest uzyskanie czysto jądrowej orientacji atomów. Pierwsze, nieudane próby takiego doświadczenia przeprowadzali już w latach pięćdziesiątych Bitter i Brossel, jednak dopiero w ubiegłym roku Cagnac uzyskał wyraźne wyniki [12].

Zdumiewającym wynikiem była ostrość linii rezonansowych, szczególnie w przypadku Hg^{199} wynosząca ułamek cykła/sek. Pozwoliło to na wyznaczenie z niespotykaną przedtem dokładnością momentów magnetycznych jądrowych tych izotopów. Podam je tu dla ilustracji dokładności metody:

$$\begin{aligned}\mu_{199} &= (0,1782706 \pm 3 \cdot 10^{-7}) \\ \mu_{201} &= (0,1974197 \pm 12 \cdot 10^{-7}),\end{aligned}$$

a stąd $\mu_{201}/\mu_{199} = 1,107416 \pm 5 \cdot 10^{-6}$, co wskazuje na znaczną wartość anomalii nadsubtelnej struktury w Hg.

² Por. np. Heitler: *Kwantowa teoria promieniowania*, § 31, PWN 1959.

Wspominaliśmy już, że z szerokości krzywej rezonansowej można wywnioskować o czasie życia atomu w danym stanie. W przypadku atomu rtęci w stanie podstawowym czynnikiem wpływającym na tę szerokość jest nie tylko proces relaksacji powodujący naruszenie istnienia spójnej superpozycji stanów $|+\rangle$ i $|-\rangle$. Relaksacje te są tak słabe, że poważną rolę odgrywa proces kolejnego wzbudzenia tego samego atomu, a szerokość linii $\Delta\omega_I$

$$\Delta\omega_I = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_\varphi}$$

T_φ jest odstępem czasu między dwoma kolejnymi wzbudzeniami, a T_2 — poprzeczny czas relaksacji. Dopiero przez zmniejszenie natężenia światła pompującego i ekstrapolację do wartości zerowej tego natężenia można wyznaczyć T_2 . Wynik, jaki się otrzymuje, jest zaskakujący. W analogicznych warunkach $\Delta\omega_I$ jest dla Hg^{201} sześćdziesiąt razy większe niż dla Hg^{199} . Ta różnica jest niewyjaśniona, jeśli idzie o Hg^{199} . Relaksacje Hg^{201} można przypisać oddziaływaniom momentu kwadrupolowego jądra Hg^{201} wówczas, kiedy atom znajduje się na ściance naczynia. Znikomo małe relaksacje dla Hg^{199} nie znalazły dotąd wytłumaczenia.

Podłużny czas relaksacji można wyznaczyć metodą dynamiczną. Nawiązuje ona do opisaney poprzednio metody Franzena pomiaru czasów relaksacji. Mierzmy spadek natężenia światła orientującego $I(t)$ w funkcji czasu przerwy w naświetlaniu i z wartości stałej określającej wykładniczy spadek znajdziemy T_1 albo, co prowadzi do ciekawych wyników, śledzimy przebieg absorpcji po włączeniu w pewnej chwili pola oscylującego o częstości rezonansowej, którego amplituda winna być dość wielka na to, by nasycić rezonans, tj. by wywołać całkowitą dezorientację. To dezorientujące działanie nie jest natychmiastowe i dopiero po pewnym czasie dochodzimy do natężenia światła charakterystycznego dla pary niezorientowanej.

W chwili gdy przykładamy pole częstości radiowej, spiny są w stanie $|+\rangle$ i dopiero zaburzenie $H_1 \cos\omega t$ sprowadza je do stanu spójnej superpozycji:

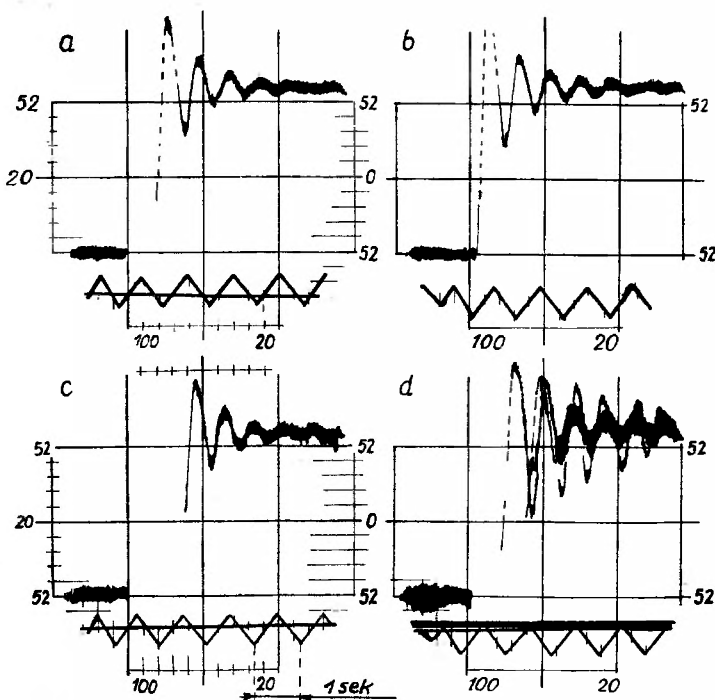
$$\psi = a(t)|+\rangle + b(t)|-\rangle$$

W warunkach doświadczenia odległości między atomami są znaczne, atomy na siebie nie działają i sygnał, który obserwujemy, jest proporcjonalny do $[b(t)]^2$. Lecz $b(t)$ jest prawdopodobieństwem, że po czasie t atom, którego spin był określony przez $m_I = +1/2$, przejdzie do położenia określonego przez $m_I' = -1/2$. Prawdopodobieństwo tego jest dane przez wzór Majorany—Brossela:

$$[b(t)]^2 = \frac{[\gamma H_1]^2}{(\omega - \omega_0)^2 + [\gamma H_1]^2} \sin^2 \left[\frac{1}{2} t \sqrt{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right].$$

Wynika z niego, że dla rezonansu ($\omega = \omega_0$) natężenie wiązki rezonansowej będzie modulowane z częstością γH_1 , co zostało znakomicie potwierdzone przez doświadczenie (rys. 10).

Rola zderzeń ze ściankami w procesach dezorientacji i w tym przypadku została dobrze potwierdzona przez wyniki doświadczeń, w których przez ogrzewanie ścianek komórki rezonansowej skracano czas zetknięcia atomów o zorientowanych jądrach ze ściankami. Ze wzrostem temperatury ścianek zaobserwowano mianowicie wydłużanie się czasu relaksacji. Ten efekt jest zgodny z hipotezą relaksacji dla Hg^{201} przez oddziaływanie kwadrupolowe ze ścianką w czasie zderzenia. W każdym razie wydajność takich zderzeń na dezorientację jest niezmiernie mała. Następuje ona dopiero po wielu tysiącach zderzeń. Stwier-



Rys. 10. Przebieg reorientacji przez oscylujące pole magnetyczne o częstotliwości rezonansowej

dzono, że w przypadku tego izotopu ogrzanie ścianek od temperatury pokojowej do 350°C wydłużyło czas relaksacji z 5 do 100 sekund (!!!). Podobne wyniki doświadczalne otrzymano i dla Hg^{199} . Oczywiście w tym przypadku nie może być mowy o oddziaływaniu kwadrupolowym i, co ciekawe, wydłużeniu czasu relaksacji nie towarzyszy zwięźnienie linii rezonansowej. Natura procesu relaksacyjnego pozostaje w tym przypadku dotąd niewyjaśniona.

Literatura

- [1] J. E. Blamont, *Thèse E.N.S. Paris* (1957), *Ann. Phys. (Paris)*, **2**, 551 (1957).
- [2] J. P. Barrat, *Thèse E.N.S. Paris* (1959).
- [3] K. Althoff u. H. Krüger, *Naturwissenschaften*, **16**, 308 (1954).
- [4] U. Meyer-Berkhout, *Z. Phys.*, **141**, 185 (1955).

- [5] K. Althoff, *Z. Phys.*, **141**, 33 (1955).
- [6] G. J. Ritter a. G. W. Series, *Proc. Roy. Soc.*, **A238**, 473 (1956).
- [7] H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.*, **105**, 1487 (1957).
- [8] W. Franzen, *Phys. Rev.*, **115**, 850 (1959).
- [9] E. C. Beaty, P. L. Bender a. A. R. Chi, *Proc. of the Twelfth Annual Frequency Control Symposium*, Asbury Park, New Jersey (1958). *Phys. Rev. Letters*, **1**, 311 (1958), *Phys. Rev.*, **112**, 450 (1958).
- [10] I. W. Anderson, F. W. Pipkin a. J. C. Baird, *Phys. Rev.*, **116**, 87 (1959).
- [11] H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.*, **109**, 381 (1958), *J. de Phys.* **19**, 866 (1958).
- [12] B. Cagnac, *Thèse E.N.S. Paris* (1961), *Ann. Phys. (Paris)*, **6**, 467 (1961).

Maria Danuta Kunisz

Maria Szynarowska

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

O niektórych zagadnieniach prawdopodobieństw przejścia w atomach i mocy oscylatora linii widmowych

Zadaniem niniejszego artykułu jest zestawienie danych doświadczalnych pomiaru mocy oscylatora linii widmowych oraz tam, gdzie to jest możliwe, porównanie ich z wartościami uzyskanymi na drodze teoretycznych obliczeń.

Artykuł ten jest więc uzupełnieniem publikacji M. D. Kunisz pt. *Metody doświadczalnego wyznaczania mocy oscylatora linii widmowych*, ogłoszonej w jednym z poprzednich numerów niniejszego pisma [1]. Jest on ponadto związany z uprzednio publikowanymi artykułami: W. Hanus, *O niektórych zagadnieniach natężeń względnych w widmach atomowych* [2] oraz M. D. Kunisz i H. Niedwiedzkiego, *Stosunki natężeń linii w multipletach widm atomowych* [3]. Ostatnio wymienione publikacje omawiają bowiem pewne węższe zagadnienia dotyczące względnych wartości natężeń linii widmowych w obrębie multipletów emisyjnych widm atomowych.

Badanie prawdopodobieństw przejść w atomach poprzez pomiar mocy oscylatora linii widmowych bądź też natężeń linii widmowych jest jednym z podstawowych zagadnień spektroskopii atomowej. Dostarcza ono bowiem wiadomości na temat sprzężeń w rozmaitych atomach i jest główną metodą poznania sprzężenia w atomach posiadających tzw. wiązanie pośrednie. Z tego punktu widzenia interesujące są nie tylko bezwzględne wartości prawdopodobieństw przejścia, lecz niejednokrotnie wystarczających danych dostarczają wielkości względne wartości prawdopodobieństw przejścia wyznaczone dla składowych multipletów.

Znajomość bezwzględnych wartości wielkości f linii widmowych posiada również pierwszorzędne znaczenie dla celów astrofizycznych. Jest ona mianowicie źródłem wiadomości na temat struktury zewnętrznych warstw atmosfer gwiazdnych. Na podstawie znanych wartości mocy oscylatora linii widmowych f wykreśla się w astrofizyce tzw. krzywe wzrostu, podające funkcjonalną zależność szerokości równoważnej linii absorpcyjnej od iloczynu liczby atomów wzbudzonych do dolnego poziomu tej linii N_a uczestniczących w jej wytworzeniu przez moc oscylatora linii f_{ab} . W dalszym ciągu na podstawie krzywych wzrostu określa się gęstość atomów obojętnych i zjonizowanych, prędkości

ruchu atomów i temperaturę ich wzbudzenia. Szczegółowe omówienie tych zagadnień można znaleźć w pracy S. A. Mitrofanowej [52.6].¹

W artykule niniejszym będziemy mówić o trzech stałych, określonych dla danego przejścia emisyjnego w atomie, zachodzącego pomiędzy poziomem górnym E_b oraz poziomem dolnym E_a . Są nimi: prawdopodobieństwo przejścia A_{ba} , moc oscylatora linii określona dla absorpcji f_{ab} oraz tak zwana wielkość S , symetryczna względem górnego i dolnego poziomu linii. Ograniczymy się przy tym do przejść elektrycznych dipolowych.

Prawdopodobieństwo A_{ba} tego, że dany atom wzbudzony do poziomu energetycznego E_b wyemituje w ciągu 1 sek kwant promieniowania $h\nu_{ba}$ jest dane wzorem:²

$$A_{ba} = \frac{1}{g_b} \frac{64\pi^4 \nu_{ba}^3}{3hc^3} \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2 \quad (1)$$

gdzie π , h , c oznaczają zwykle stałe, ν jest częstością linii, g_b ciężarem statystycznym (stopniem zwyrodnienia) poziomu górnego, zaś

$$(b|\beta|a) = \int \bar{\psi}_b \beta \psi_a dV \quad (2)$$

stanowi element macierzowy dipolowego momentu elektrycznego $\beta = er$.

Moc oscylatora f_{ab} absorpcyjnej linii widmowej związanej z przejściem atomu z poziomu E_a na poziom E_b podaje liczbę klasycznych oscylatorów, które w określonym czasie zaabsorbowałyby tę samą energię co pojedynczy atom znajdujący się w stanie energetycznym E_a .³ Jest ona równa:

$$f_{ab} = \frac{8\pi^2 m \nu_{ba}}{3he^2} \frac{1}{g_a} \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2 \quad (3)$$

Obie wielkości są więc ze sobą powiązane zależnością:

$$A_{ba} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{ba}^2}{mc^3} \frac{g_a}{g_b} f_{ab}. \quad (4)$$

Poziomy energetyczne E_a i E_b mogą być scharakteryzowane przez konfigurację elektronowe γ i γ' oraz liczby kwantowe L, S, J i L', S', J' , przy czym dla silnego sprzężenia $L-S, S = S'$.

Niejednokrotnie wygodnie jest posługiwać się wprowadzonymi przez E. U. Condon'a i G. H. Shortley'a [4] wielkościami S (line strength) symetrycznymi względem poziomu górnego oraz poziomu dolnego. Wielkości S są

¹ Symbol $[xy, z]$ oznacza pozycję bibliograficzną z zestawienia zawartego w tablicy I, figurującą pod rokiem 19xy i pozycją z . Odsyłacze do spisu literatury zostały wprowadzone zgodnie z przyjętymi zasadami.

² Zob. np. E. Szpolski, *Fizyka atomowa*, tom II, § 19, PWN, Warszawa 1953.

³ Wyrażenie na moc oscylatora linii widmowej zostało wprowadzone w poprzednim artykule [1].

określone w następujący sposób:

$$S_{ba} = S_{ab} = \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2 \quad (5)$$

Ostatecznie prawdopodobieństwo przejścia oraz moc oscylatora linii widmowej może być wyrażona przez wielkości S zgodnie z równaniami:

$$A_{ba} = \frac{1}{g_b} \frac{64\pi^4 \nu_{ba}^3}{3hc^3} S_{ba} = \frac{2,026 \times 10^{18}}{g_b \lambda^3} S_{ba} \text{ sek}^{-1} \quad (6)$$

$$f_{ab} = \frac{1}{g_a} \frac{8\pi^2 m \nu_{ba}}{3he^2} S_{ba} = \frac{304}{g_a \lambda} S_{ba} \quad (7)$$

$$f_{ab} = 1 \cdot 51 \lambda^2 \frac{g_b}{9a} A_{ba} \times 10^{-16}.$$

We wzorach tych długość fali λ jest wyrażona w angstromach ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$), a wielkości S w jednostkach atomowych $a_0^2 e^2 = 6,457 \times 10^{-36}$ jedn. CGS, gdzie a_0 jest promieniem pierwszej orbity borowskiej.

Wielkości S_{ba} , f_{ab} oraz A_{ba} są więc stałymi struktury atomowej, określonymi dla ustalonego przejścia w atomie. Natomiast natężenie linii widmowej odpowiadającej temu przejściu jest zależne nie tylko od tych stałych, lecz również od konkretnych warunków wzbudzenia w lampie emitującej promieniowanie, takich jak liczba atomów wzbudzonych do wyjściowego poziomu linii N_b oraz pewne szczególne właściwości wyładowania decydujące o reabsorpcji. Jeśli reabsorpcja nie występuje lub może być zaniedbana, to natężenie linii widmowej wyraża się znaną powszechnie zależnością:

$$I_{ba} = N_b A_{ba} h \nu_{ba} \quad (8)$$

Wartości liczbowe wielkości S mogą być obliczone na gruncie mechaniki kwantowej. Zagadnienie sprowadza się do wyznaczenia funkcji falowej poziomu górnego oraz poziomu dolnego danej linii widmowej zgodnie z zależnościami (2) i (5), co jak wiadomo jest proste dla układów jednoelektronowych, a komplikuje się i wymaga przybliżeń dla bardziej skomplikowanych atomów.

1. Bezwzględne wartości wielkości S linii widmowych układów jednoelektronowych

W tym przypadku, jak wiadomo, dla centralnego pola sił w biegunowym układzie współrzędnych r , ϑ , φ , przedstawia się funkcję falową ψ jako iloczyn czynnika radialnego $\frac{1}{r} R_{nl}(r)$ zależnego wyłącznie od liczb kwantowych: głównej n i azymutalnej l oraz funkcji kulistej $Y_{l,m_l}(\vartheta, \varphi)$ zależnej od liczby l oraz od magnetycznej liczby kwantowej m_l . Znane powszechnie rachunki prowadzą do wyrażenia wielkości S w postaci:

$$S(nl, n'l-1) = l \left[e \int_0^\infty r R_{nl} R_{n'l-1} dr \right]^2 \quad (9)$$

lub zgodnie z przyjętymi oznaczeniami:

$$S(nl, n'l-1) = l(4l^2-1)\sigma(nl, n'l-1)^2 \quad (10)$$

gdzie

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{4l^2-1}} e \int_0^\infty r R_{nl} R_{n'l-1} dr. \quad (11)$$

Obliczeniu całek radialnych dla wodoru poświęcony był szereg wcześniejszych prac, których wyniki są zebrane w artykule H. Bethego [33.2] oraz późniejsze prace P. Rudnick [35.10], D. H. Menzel, C. L. Pekeris [35.5]: J. P. Wild [52.2]. Podają one szczegółowe formuły, jak również tablice całek radialnych, prawdopodobieństw przejścia oraz wielkości f .

Można tutaj przytoczyć za H. Bethem [33.2] tablicę mocy oscylatora linii widmowych wodoru, która zresztą może być stosowana również dla jonów wodoropodobnych (moc oscylatora linii widmowej jonu wodoropodobnego jest równa mocy oscylatora odpowiadającej jej linii widma wodoru (jeśli zaniedbać zmianę masy zredukowanej elektronu)). Ilustruje ona bowiem dwie ogólne reguły określające sumy mocy oscylatora linii widmowych odpowiadających wszystkim możliwym przejściom z ustalonego poziomu w atomie.

a) Reguła sum f Kuhna-Thomas-Reiche

Dla dowolnego atomu w stanie energetycznym E_b z z elektronami optycznymi suma mocy oscylatora linii widmowych rozciągnięta na wszystkie przejścia emisyjne z poziomu b na niższe poziomy a oraz na przejścia absorpcyjne na wyższe poziomy c łącznie z kontinuum jest równa liczbie z .

$$\sum_{\substack{a < b \\ \text{emisja}}} f_{ba} + \sum_{\substack{c > b \\ \text{absorpcja}}} f_{bc} = z \quad (12)$$

Jeżeli teraz zastąpimy emisyjne wielkości f_{ba} przez odpowiadające im wielkości f_{ab} określone dla absorpcji zgodnie z zależnością:

$$f_{ba} = -\frac{g_a}{g_b} f_{ab} \quad (13)$$

to reguła sum f przyjmie na ogół używaną postać:

$$\sum_{c > b} f_{bc} - \sum_{a < b} \frac{g_a}{g_b} f_{ab} = z. \quad (14)$$

Jak widać na podstawie tablicy I, reguła ta bardzo dobrze potwierdza się dla wodoru oraz jonów wodoropodobnych. Podane tam sumy wartości f odpowiadających wszystkim dozwolonym przejściom z ustalonego poziomu wyjściowego, np. 1s, 2s, itd. na inne poziomy, w obu cytowanych przypadkach i np. wliczając w to przejścia dyskretne emisyjne i absorpcyjne oraz kontinuum, są dokładnie równe 1.

Tablica I
Moce oscylatora linii widmowych wodoru

Poziom wyjściowy	1s	2s	2p		3s	3p		3d		4s
Poziom końcowy	np	np	ns	nd	np	ns	nd	np	nf	np
$n = 1$	—	—	—0,139	—	—	—0,026	—	—	—	—
2	0,4162	—	—	—	—0,041	—0,142	—	—0,417	—	—0,009
3	0,0791	0,425	0,014	0,694	—	—	—	—	—	—0,097
4	0,0290	0,102	0,0031	0,122	0,484	0,032	0,619	0,011	1,016	—
5	0,0139	0,042	0,0012	0,044	0,121	0,007	0,139	0,0022	0,156	0,545
6	0,0078	0,022	0,0006	0,022	0,052	0,003	0,056	0,0009	0,053	0,138
7	0,0048	0,013	0,0003	0,012	0,027	0,002	0,028	0,0004	0,025	0,060
8	0,0032	0,008	0,0002	0,008	0,016	0,001	0,017	0,0002	0,015	0,033
$n = 9$ do ∞	0,0101	0,026	0,0007	0,023	0,048	0,002	0,045	0,0007	0,037	0,082
Formuła asympt.	$1,6n^{-3}$	$3,7n^{-3}$	$0,1n^{-3}$	$3,3n^{-3}$	$6,2n^{-3}$	$0,3n^{-3}$	$6,1n^{-3}$	$0,07n^{-3}$	$4,4n^{-3}$	$9,3n^{-3}$
Widmo liniowe	0,5641	0,638	—0,119	0,923	0,707	—0,121	0,904	—0,402	1,302	0,752
Widmo ciągłe	0,4359	0,362	0,008	0,188	0,293	0,010	0,207	0,002	0,098	0,248
Łącznie	1,000	1,000	—0,111	1,111	1,000	—0,111	1,111	—0,400	1,400	1,000

Tablica I

Moce oscylatora linii widmowych wodoru

3p		3d		4s	4p		4d		4f	
ns	nd	np	nf	np	ns	nd	np	nf	nd	ng
-0,026	—	—	—	—	-0,010	—	—	—	—	—
-0,142	—	-0,417	—	-0,009	-0,034	—	-0,073	—	—	—
—	—	—	—	-0,097	-0,161	-0,018	-0,371	—	-0,727	—
0,032	0,619	0,011	1,016	—	—	—	—	—	—	—
0,007	0,139	0,0022	0,156	0,545	0,053	0,610	0,028	0,890	0,009	1,345
0,003	0,056	0,0009	0,053	0,138	0,012	0,149	0,006	0,187	0,0016	0,183
0,002	0,028	0,0004	0,025	0,060	0,005	0,063	0,002	0,072	0,0006	0,058
0,001	0,017	0,0002	0,015	0,033	0,003	0,033	0,001	0,037	0,0003	0,027
0,002	0,045	0,0007	0,037	0,082	0,006	0,075	0,002	0,071	0,0006	0,045
0,3n ⁻³	6,1n ⁻³	0,07n ⁻³	4,4n ⁻³	9,3n ⁻³	0,7n ⁻³	9,1n ⁻³	0,3n ⁻³	8,6n ⁻³	0,05n ⁻³	3,5n ⁻³
-0,121	0,904	-0,402	1,302	0,752	-0,126	0,912	-0,406	1,257	-0,715	1,658
0,010	0,207	0,002	0,098	0,248	0,015	0,199	0,006	0,143	0,001	0,056
-0,111	1,111	-0,400	1,400	1,000	-0,111	1,111	-0,400	1,400	-0,714	1,714

Tablica I

Moce oscylatora linii widmowych wodoru

3p		3d		4s	4p		4d		4f	
ns	nd	np	nf	np	ns	nd	np	nf	nd	ng
-0,026	—	—	—	—	-0,010	—	—	—	—	—
-0,142	—	-0,417	—	-0,009	-0,034	—	-0,073	—	—	—
—	—	—	—	-0,097	-0,161	-0,018	-0,371	—	-0,727	—
0,032	0,619	0,011	1,016	—	—	—	—	—	—	—
0,007	0,139	0,0022	0,156	0,545	0,053	0,610	0,028	0,890	0,009	1,345
0,003	0,056	0,0009	0,053	0,138	0,012	0,149	0,006	0,187	0,0016	0,183
0,002	0,028	0,0004	0,025	0,060	0,005	0,063	0,002	0,072	0,0006	0,058
0,001	0,017	0,0002	0,015	0,033	0,003	0,033	0,001	0,037	0,0003	0,027
0,002	0,045	0,0007	0,037	0,082	0,006	0,075	0,002	0,071	0,0006	0,045
$0,3n^{-3}$	$6,1n^{-3}$	$0,07n^{-3}$	$4,4n^{-3}$	$9,3n^{-3}$	$0,7n^{-3}$	$9,1n^{-3}$	$0,3n^{-3}$	$8,6n^{-3}$	$0,05n^{-3}$	$3,5n^{-3}$
-0,121	0,904	-0,402	1,302	0,752	-0,126	0,912	-0,406	1,257	-0,715	1,658
0,010	0,207	0,002	0,098	0,248	0,015	0,199	0,006	0,143	0,001	0,056
-0,111	1,111	-0,400	1,400	1,000	-0,111	1,111	-0,400	1,400	-0,714	1,714

Przejście	Li I (m = 2)							Na I (m = 3)								
	λ(Å)	f						λ(Å)	f							
		dośw. G. Stephenson [51.7] A. Filippow [31.17]	teor. B. Trumpy [30.13]	teor. Hargreaves [29.16]	teor. V. Fock, M. Petras- shen [35.16]	teor. D.R. Bates A. Dam- gaard [49.5]	teor. D.R. Bates A. Dam- gaard [49.5]		dośw. I. I. Ostrowski [61.5] A. Filippow [29.22]	dośw. G. S. Kwater [45,3, 47.9]	teor. W. Proko- fiew [29.26]	teor. L. Bier- mann [46,5]	teor. D. R. Bates A. Damgaard [49.5]	teor. V. Fock, M. Petras- shen [35.16]	teor. I. B. Ber- sukier [58.6]	
<i>ms</i> ² S — 2 <i>p</i> ² P ^o	6708	0,72 ± 0,03	0,75	0,91	0,769	0,801	0,75	5890, 5896	1,15	1,24 ± 0,02	0,979	—0,04	0,94	0,91	1,03	1,22
— 3 <i>p</i> ² P ^o	3233	0,0052848	0,00551	0,0118	0,0037	0,00254	0,00518	3302, 3303	0,016560		0,0143	0,014	0,0144	0,0108	0,01402	
— 4 <i>p</i> ² P ^o	2741	0,0045864	0,00471	0,0185	0,0035	0,00289	0,00466		0,002426		0,00221		0,00214			
— 5 <i>p</i> ² P ^o	2563	0,0030168	0,00253	0,0057	0,0015	0,00167	0,00246	2853	0,000745		0,00073					
— 6 <i>p</i> ² P ^o	2475	0,0018432						2680	0,000305							
— 7 <i>p</i> ² P ^o	2426	0,00122						2593	0,000159							
— 8 <i>p</i> ² P ^o	2395	0,0008784						2544	0,000095							
— 9 <i>p</i> ² P ^o	2374	0,0006494						2512	0,000063							
— 10 <i>p</i> ² P ^o	2359	0,00049896						2491	0,000046							
— 11 <i>p</i> ² P ^o	2348	0,00039024						2476	0,000033							
— 12 <i>p</i> ² P ^o	2340	0,00031464						2464	0,000026							
— 13 <i>p</i> ² P ^o	2334	0,00025560						2456	0,000021							
— 14 <i>p</i> ² P ^o								2449	0,000017							
— 15 <i>p</i> ² P ^o								2444	0,000013							
— 16 <i>p</i> ² P ^o								2440	0,000010							
— 17 <i>p</i> ² P ^o								2437	0,000009							
— 18 <i>p</i> ² P ^o								2434								
— 19 <i>p</i> ² P ^o																
$\sum_{i=19}^{\infty} f$		0,00213							0,0021							
Kontinuum Σf			0,24	0,00256					Σf = 1,17							

Przejście	Be II (n = 2) f					Mg II (n = 3)										
	λ(Å)	f				λ(Å)	f									
						2796, 2803					teor. L. Bier- mann [46.5]	teor. D. R. Bates A. Dam- gaard [49.5]				
											0,92	0,88				

K I (m = 4)							Rb I (m = 5)		Cs I (m = 6)						
$\lambda(\text{\AA})$	f						$\lambda(\text{\AA})$	f	$\lambda(\text{\AA})$	f					
	dośw. G. Stephen- son [51.8] A. Filippow [34.9]	dośw. K. Schwartz [40.4]		teor. L. Bier- mann [46.5]	teor. D. R. Bates A. Dam- gaard [49.5]	teor. B. Mishra [48.6]				dośw. G. Stephen- son [51.8]	dośw. F. Waibel [29.19]	dośw. R. Minkowski W. Mühlenbruck [30.16]	dośw. G. S. Kwater T. G. Mejster [32.9]	teor. D. R. Bates A. Dam- gaard [49.5]	
7665, 7699	0,987			-0,002 -0,095											
4044, 4047	0,00885	0,02740		1,07	0,98	1,23	7800, 7948	0,996							
3447, 3448	0,000868	0,00364		0,014	0,015		4202, 4216								
3218	0,000207			0,002	0,0025					8521, 8943		0,98 ± 10%	1,188	1,03	
3102	0,000078			0,0007						4555, 4593		0,01419 ± 10%	0,01586	0,026	
3035	0,000038									3876, 3888			0,003082		
2992	0,000021									3612, 3617			0,0008603		
										3477, 3480	0,0000383		0,0004684		
										3392, 3400	0,0000230		0,0002555		
										3348	0,0000179		0,000158		
										3313	0,0000141		0,0000994		
										3289	0,0000102		0,0000864		
										3270	0,0000081		0,00007		
										3257	0,0000062		0,000063		
										3246	0,0000049		0,000053		
										3237	0,0000039				
										3231	0,0000030				
															$\Sigma f = 1,21$
Ca II							Sr II		Ba II						
$\lambda(\text{\AA})$	f						$\lambda(\text{\AA})$	f	$\lambda(\text{\AA})$	f					
	dośw. J.I.Ostrow- skij N. P. Penkin [61.3][61.6]	teor. A. Zwann [29.3]	teor. D. R. Hartree	teor. D. R. Har- tree W. Hartree [38.6]	teor. D. R. Bates A. Damgaard [49.5]					dośw. J.I.Ostrow- skij N. P. Penkin [61.3][61.6]	$\lambda(\text{\AA})$	dośw. J. I. Ostrowskij N. P. Penkin [61.3] [61.6]			
3934, 3968	1,18 1,27	1,11	1,40	1,19	0,997	0,95	4078, 4216	1,13 1,15	4554, 4934	1,05 0,99					

Dla atomów wieloelektronowych natomiast reguła T.—K.—R. w podanej tu postaci ogólnej nie posiada praktycznego znaczenia, ponieważ wymagałaby ona sumowania wartości f wszystkich przejść ogółu elektronów, wliczając w to np. absorpcję rentgenowską. W praktyce najczęściej interesujemy się jedynie przejściami elektronu walencyjnego traktując atom np. Na, Ca czy Al odpowiednio jako układ jedno-, dwu- czy trójelektronowy. Z postulatów mechaniki falowej wynika, że w tym przypadku winna być spełniona reguła sum f , ograniczona wyłącznie do przejść elektronu walencyjnego. W ten sposób atom np. sodu traktuje się jako układ jednoelektronowy. Należy wówczas pod znakiem sumy uwzględnić również wzbronione zakazem Pauliego przejścia na powłoki całkowicie obsadzone, a za z przyjąć liczbę tzw. elektronów optycznych.

W tabelicy II zestawione są bezwzględne wartości absorpcyjnych mocy oscylatora serii głównej alkaliów oraz jonów alkalipodobnych. W pierwszych kolumnach dla każdego widma podane są wartości mierzone doświadczalnie, w ostatnich zaś uzyskane na drodze rachunkowej przy zastosowaniu rozmaitych metod. Te ostatnie kolumny podają również ujemne wartości f nie występujących w rzeczywistości wzbronionych przejść na całkowicie obsadzone powłoki oraz wartości f liczone dla kontinuum.

W tabelicy II zostały pominięte niektóre wyniki pomiarów bezwzględnych wartości mocy oscylatora linii D sodu. Kompletne zestawienie tych pomiarów jest podane w tabelicy III. Porównanie wartości uzyskanych przez rozmaitych autorów wykazuje duże rozbieżności wyników, daleko wykraczające poza granice błędów doświadczalnych.

Najdokładniejszymi z cytowanych w tabelicy III pomiarów są niewątpliwie uzyskane na drodze wyznaczania dyspersji anomalnej przez G. S. Kwatera [45.3], [47.9]: oraz J. I. Ostrowskiego, N. P. Penkina [61.5]. G. S. Kwater mierzył bezpośrednio dyspersję anomalną oraz temperaturę naczynia absorpcyjnego, na podstawie której obliczał prężność pary oraz populację poziomu podstawowego sodu. W metodzie tej nie są wykluczone pewne nieduże błędy systematyczne wynikające z niedostatecznie dokładnej znajomości krzywej prężności pary nasyconej sodu. W pracy swej J. I. Ostrowski i N. P. Penkin wyznaczyli bezpośrednio dyspersję anomalną oraz całkowitą absorpcję, co im umożliwiło wyznaczenie wielkości f_D bez uciekania się do obliczania populacji poziomu podstawowego sodu z krzywej prężności pary. W pracy tej podana jest również bardzo szczegółowa analiza granic stosowalności metody oraz dyskusja błędów doświadczalnych, zarówno przypadkowych jak możliwych błędów systematycznych. Na tej podstawie wynik omawianej pracy $f_D = 1,15 \pm 0,03$ wydaje się bardziej wiarogodny od różniącego się od niego nieznacznie poza granicami błędu wyniku G. S. Kwatera: $f_D = 1,24 \pm 0,04$. Pierwszy z tych wyników został więc przyjęty jako podstawa do obliczeń wielkości f dalszych członów serii w tabelicy II. Obliczenia te przeprowadzono posługując się względnymi wartościami f wyznaczonymi przez A. Filipowa, W. Prokofjew [29.22] w stosunku do linii D metodą dyspersji anomalnej.

Od przyjętych wartości odbiega większość danych doświadczalnych.

W przypadku pracy E. F. M. vd Helda i L. S. Ornsteina [32.1], [32.10] wykonanej na drodze pomiaru bezwzględnych natężeń można to tłumaczyć błędami systematycznymi związanymi z przyjęciem boltzmanowskiego charakteru wzbudzenia w płomieniu oraz szacowaniem reabsorpcji.

Tablica III

Zestawienie wyników pomiarów bezwzględnych wartości mocy oscylatora linii D sodu.

Autor	Wyniki pomiarów		Metoda doświadcz.
	f_{D_2}	f_{D_1}	
R. Ladenburg	0,65	0,33	magnetorotacji
R. Minkowski [21.4]			
R. Minkowski [26.10]	0,64	0,32	miar szer. linii
W. Zehden [31.3]	0,532	0,267	absorpcji
R. Ladenburg	$0,70 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,03$	magnetorotacji
E. Thiele [31.23]			
E. F. M. vd Held } [32.1]	$0,645 \pm 0,04$	$0,327 \pm 0,04$	miar natężenia linii
L. S. Ornstein } [32.10]			
G. S. Kwater [45.3] [47.9]	$0,822 \pm 0,015$	$0,415 \pm 0,008$	dyspersji an.
G. Stephenson [51.8]	$0,650 \pm 0,03$	$0,325 \pm 0,01$	miar czasu życia metodą Weingeroffa na podstawie zjawiska magnetorotacji
J. I. Ostrowskij	$0,76 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,03$	dyspersji an.
N. P. Penkin [61.5]			absorpcji całk.

Błędy w pracy R. Ladenburga, R. Minkowskiego [21.4] wykonanej metodą magnetorotacji, są związane z ekstrapolacją krzywej prężności pary sodu poza obszar, dla którego była ona w owym czasie znana, podczas gdy w drugiej pracy wykonanej tą samą metodą R. Landenburga, E. Thiele [31.23] niepewność oznaczenia populacji poziomu podstawowego sodu jest związana z trudną do oszacowania zawartością sodu związanego.

W pracy G. Stephensona [51.8] mierzono czas życia poziomu $3p^2P^0$ wyznaczając magnetorotację metodą opisaną przez M. Weingeroffa [5] zakładającą, że grubość warstwy absorbującej i prężność pary jest tak dobrana, że jakkolwiek linia jest już całkowicie zaabsorbowana w centrum, nie występuje jeszcze poszerzenie Holtsmarka. Założenie to, rzecz jasna, może być spełnione jedynie w przybliżeniu, co może powodować pewne błędy systematyczne.

Prace R. Minkowskiego [26.10] oraz W. Zehdena [31.3] wykonane w pierwszym przypadku metodą pomiaru szerokości linii, w drugim zaś metodą absorpcyjną wydają się mało dokładne, wobec czego muszą tu być pominięte.

Ostatecznie więc na sumę wartości f dla serii głównej sodu liczoną łącznie z nieistniejącym przejściem emisyjnym $3s\ ^2S - 2p\ ^2P^0$ oraz kontinuum otrzymuje się wartość 1,17 zamiast 1,00 przewidywanej regułą Th.—K.—R.

W przypadku Li, K, Rb, Cs w tablicy II zostały zestawione wyniki wszystkich znanych pomiarów bezwzględnych wartości f serii głównej. Jak widać, pomiędzy wartościami podawanymi dla potasu i cezu występują znaczne różnice, przekraczające granice błędu doświadczalnego. Dokładna analiza cytowanych prac skłania do przyjęcia za miarodajne dla potasu wartości uzyskane przez A. Filippowa [34.9] na drodze pomiaru dyspersji anomalnej, dla cezu zaś wyniki otrzymane w pracy G. S. Kwater, T. G. Meijster [52.9].

Ostatecznie więc należy stwierdzić, że suma mocy oscylatora linii widmowych serii głównej sodu i cezu wynosi odpowiednio 1,17 i 1,21 zamiast 1 przewidywanej regułą Th.—K.—R., podczas gdy dotychczasowe pomiary wskazują na stosowność reguły Th.—K.—R. dla serii głównej Li, K, Rb. Trzeba jednakowoż podkreślić, że dla tych ostatnich pierwiastków nie były przeprowadzane pomiary wartości bezwzględnych f metodą dyspersji anomalnej.

W tablicy II są zestawione również wartości bezwzględne f linii rezonansowych jonów alkalipodobnych. Są one dla CaII, SrII większe od 1, co wskazywałoby na to, że również dla tych jonów reguła sum Th.—K.—R nie potwierdza się dokładnie.

Do porównania wartości doświadczalnych z teoretycznymi wrócimy jeszcze w następnym rozdziale.

Dla serii pobocznych alkaliów brak jest dostatecznie dokładnych pomiarów bezwzględnych wartości wielkości f szczególnie dla pierwszych członów tych serii, co uniemożliwia jakiegokolwiek wnioski na temat stosowności reguły Th.—K.—R.

W omawianych dotychczas przypadkach atomów I kolumny układu periodycznego i jednowartościowych jonów II kolumny liczba elektronów optycznych $z = 1$ dla wszystkich serii, gdyż chodzi tam o przejścia jednego tylko elektronu, który nie ma elektronów równoważnych, zarówno w konfiguracji poziomym wyjściowym, jak końcowego. Inaczej ma się sprawa w przypadku widm atomów należących do dalszych kolumn układu periodycznego. Dla przejść singletowej serii głównej z poziomu podstawowego atomów II kolumny układu periodycznego należy przyjąć $z = 2$, ponieważ poziomowi podstawowemu odpowiadają dwa równoważne elektrony s . Natomiast dla serii widmowych odpowiadających przejściom pomiędzy poziomami wzbudzonymi $z = 1$.

Ilustrację tego może stanowić porównanie wartości f widma helu, zestawionych w tablicy IV. Jak widać, suma wartości f dla singletowej serii głównej odpowiadającej przejściom na poziom podstawowy jest równa 2,13, podczas gdy dla serii $1s2s\ ^1S - 1snp\ ^1P^0$ oraz $1s2s\ ^3S - 1snp\ ^3P^0$ jest ona bliska jedności. Odnośne wartości dla serii I pobocznych są mniejsze od jedności. Po dodaniu

jednakże dodatnich wartości f serii $1s2p\ ^1P^0-1sns\ ^1S$ oraz $1s2p\ ^3P^0-1sns\ ^3S$ w obu przypadkach równych w przybliżeniu 0,1, uzyskuje się znowu wielkości bliskie jedności.

Tablica IV

Zestawienie mocy oscylatora linii widmowych helu

$1s^2\ ^1S-1snp\ ^1P^0$		$1s2s\ ^1S-$ $-1snp\ ^1P^0$	$1s2s\ ^3S-$ $-1snp\ ^3P^0$	$1s2p\ ^1P^0-$ $-1snd\ ^1D$	$1s2p\ ^3P^0-$ $-1snd\ ^3D$
J. P. Vinti [32.8], [33.7]		I. Goldberg [39.2]			
$n = 2$	0,349	0,389	0,542	—	—
3	0,0928	0,157	0,0826	0,755	0,553
4	0,0357	0,0570	0,0270	0,118	0,129
5	0,0177	0,0252	0,0123	0,0416	0,0512
6	0,0105	0,0136	0,00665	0,0199	0,0260
7	0,0063	0,00813	0,00404	0,0112	0,0152
$\sum_{n=8}^{\infty}$	0,0370	0,0156	0,01078	0,02109	0,03895
jedn. przes. obu elektr. 0,04 kontinuum 1,55		0,297	0,163	0,157	0,291
\sum	2,13	0,963	0,849	1,124	1,105
$-f_{2p-2s}$				-0,130	-0,181
$-f_{2p-1s}$				-0,116	
				0,878	0,924

W tablicy V i VI zestawione są wartości f pierwiastków II i III kolumny układu periodycznego. Brak jest tutaj dostatecznej ilości dokładnych danych doświadczalnych, koniecznej do ustalenia prawdziwej sumy mocy oscylatora składowych określonej serii widmowej. Jednakowoż na podstawie podanych tam wartości można stwierdzić, że w niektórych przypadkach, jak np. dla talu, reguła Th.—K.—R. nie jest spełniona. Z doświadczalnej pracy G. S. Kwartera [47.9] wykonanej metodą wyznaczania dyspersji anomalnej bowiem wynika, że suma wartości f linii pochodzących z poziomu podstawowego $^2P_{1/2,3/2}^0$ jest równa w przybliżeniu 0,2, a więc znacznie mniejsza od jedności.

Pojawianie się odstępstw od reguły Thomasa—Kuhna—Reiche jest faktem zrozumiałym, gdyż reguła ta sformułowana w odniesieniu do przejść elektronów optycznych jest jedynie przybliżeniem odpowiadającym rachunkowo pełnemu rozdzielaniu zmiennych, co, jak wiadomo, nie zawsze jest dopuszczalne.

Przy dokładniejszych rachunkach w wyrażeniu na moce oscylatora musi się uwzględnić poprawki wynikające z oddziaływania kadłuba na przejścia elektronów optycznych, co niejednokrotnie prowadzi do wartości $\sum f$ zgodnych z doświadczeniem. Tak np. Bersukier [58.6] uwzględniając polaryzację kadłuba uzyskał wartość $\sum f = 1,276$ dla serii głównej sodu.

Tablica V

Zestawienie bezwzględnych wartości mocy oscylatora linii widmowych atomów II kolumny układu periodycznego

Pier-wia-stek	Przejście	Wart. dośw.	Autor	Wart. teor.	Autor
Be	$2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^1P^0$			1,82	W. Hartree D. R. Hartree [35.14], [36.7]
Mg	$3s^2\ ^1S - 3s3p\ ^1P^0$			1,745 1,636 1,674 1,63	E. Trefftz [49.11] [50.6] D. R. Bates A. Damgaard [49.5]
	$3s3p\ ^1P^0 - 3s4s\ ^1S$			$0,160 \pm 0,006$	E. Trefftz [50.6]
	$3s3p\ ^1P^0 - 3s3d\ ^1D$			0,378 $0,318 \pm 0,004$	E. Trefftz [49.11] i [50.6]
	$3s3p\ ^1P^0 - 3s4d\ ^1D$	0,095	J. Kersten L. S. Ornstein [41.10]	$0,016 \pm 0,005$ 0,027	E. Trefftz [49.11] i [50.6]
	$3s3p\ ^1P^0 - 3s5d\ ^1D$	0,125	J. Kersten L. S. Ornstein	0,030 $0,021 \pm 0,010$	E. Trefftz [49.11] i [50.6]
	$3s3p\ ^3P^0 - 3s4s\ ^3S$	0,164	J. Kersten L. S. Ornstein	0,128 0,134 0,0707	E. Trefftz [49.11] i [50.6] D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]
	$3s3p\ ^3P^0 - 3s3d\ ^3D$	0,585	J. Kersten L. S. Ornstein []	0,690 0,654 0,466	E. Trefftz [49.11] i [50.6] D. R. Bates, A. Damgaard [49.4]
	$3s3p\ ^3P^0 - 3s5d\ ^3D$			0,053	D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]
	Ca	$4s^2\ ^1S - 4s4p\ ^1P^0$	2,31	A. Steinhauser [36.8]	2,28
1.49			J. I. Ostrow- skij N. P. Pen- kin [61.6]	1,46	E. Trefftz [51.11]
				1,86	D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]

Pier- wia- stek	Przejście	Wart. dośw.	Autor	Wart.teor.	Autor
Ca	$4s^2\ ^1S-4s5p\ ^1P^0$			0,0022	D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]
	$4s^2\ ^1S-4s6p\ ^1P^0$		J. W. Schutte- vaer, M. J. de Bont [43.5]	0,028	"
	$4s4p\ ^3P^0-4s4d\ ^3D$	0,42	"	0,366	"
	$4s4p\ ^3P^0-4s5d\ ^3D$	0,126	"	0,09	"
	$4s4p\ ^3P^0-4s6d\ ^3D$	0,178	"	0,075	"
	$4s4p\ ^3P^0-4s7d\ ^3D$	0,0207	"	0,0087	"
Ba	$6s^2\ ^1S-5s5p\ ^1P^0$	$2,10 \pm 0,25$	G. Wessel [49.14]		
Cd	$5s^2\ ^1S-5s5p\ ^1P^0$	1,20	W. Kuhn [26.4]	1,46	D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]
		1,19	W. Zemansky [31.22]		
		1,60	C. G. Matland [53.3]		
	$5s5p\ ^3P^0-5s5d\ ^3D$	1,86	J. v. Hengs- tum, J. A. Smit [56.6]	0,360	"
Hg	$6s^2\ ^1S-6s6p\ ^1P^0$	0,96	R. Ladenburg G. Wolfsohn [30.17]	1,50	"
		1,50	G. Wolfsohn [33.14]		
	$6s6p\ ^3P^0-6s7s\ ^3S$	0,847	J. W. Schouten	0,064	obliczono w przybl. ku- lomb.
	$6s6p\ ^3P^0-6s8s\ ^3S$		J. A. Smit [43.6]	0,0072	
	$6s6p\ ^3P^0-6s9s\ ^3S$			0,0027	
	$6s6p\ ^3P^0-6s6d\ ^3D$	1,58		0,270	
	$6s6p\ ^3P^0-6s7d\ ^3D$			0,079	

Tablica VI
Bezwzględne wartości mocy oscylatora dubletów glinowców

Pier- wia- stek	Autor	Seria główna		Seria II Pob.		Seria I Pob.		
		${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2,1/2}^0$		${}^2P_{3/2,1/2}^0 - {}^2S_{1/2}$		${}^2P_{3/2,1/2}^0 - {}^2D_{5/2,3/2}$		
Al	L. Beirmann [46.5]	λ	f	λ	f	λ	f	
		13152}	1,33	3944	0,13	3082}	0,71	
	13125}		3962		3093}			
	O. R. Bates, A. Damgaard [49.5]		1,20					
	L. Biermann [46.5]	6696}	0,034					
	D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]	6698}	0,033					
Ga	J. I. Ostrowskij } [58.5] N. P. Penkin } [58.12] Ł. N. Szabanowa } Ł. A. Wajnsztajn [58.5] *			4172	0,135	2944	0,287	
				4033	0,129	2874	0,318	
						2944	0,038	
				4033	0,097			
In	J. I. Ostrowskij } [58.12] N. P. Penkin } [58.5] Ł. N. Szabanowa } Ł. A. Wajnsztajn [58.5] * Ł. A. Wajnsztajn [58.3]			4511	0,218	3256	0,509	
				4102	0,201	3039	0,503	
						3258	0,079	
				4102	0,114			
				4511	{0,115 0,158			
Tl	G. S. Kwater [47.9]			5350	0,0424	3529	0,0115	
				3776	0,0417	3519	0,1085	
						2768	0,0905	
	G. S. Stephenson [51.8] W. Kuhn [25.3]				5350	0,151		
					3776	0,096	3529	0,0487
							3519	0,24
							2768	0,24
				3229	0,0060	2918	0,0144	

b) Reguła Wignera-Kirkwooda

Reguła Wignera—Kirkwooda ma zastosowanie wówczas, gdy z określonego poziomu dolnego możliwe są przejścia na dwie grupy poziomów górnych, tworzące dwie serie widmowe. Tak np. z poziomu dolnego P są możliwe przejścia serii II pobocznej na poziomy S oraz przejścia serii I pobocznej na poziomy D . Reguła Wignera—Kirkwooda określa sposób rozdzielania pełnej

* Cytowanie wg pracy J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin, Ł. N. Szabanowa [58.5].

sumy mocy oscylatora, określonej regułą Thomasa—Kuhna—Reiche na obie serie widmowe. Dla układu jednoelektronowego są słuszne następujące wzory:⁴

Dla przejścia

$$n, l \rightarrow n', l-1 \quad \sum f = -\frac{1}{3} \frac{l(2l-1)}{2l+1} \quad (15)$$

$$n, l \rightarrow n', l+1 \quad f = \frac{1}{3} \frac{(l+1)(2l+3)}{2l+1}.$$

Wynika stąd, że przy przejściach na niższe l przeważa emisja, podczas gdy przy przejściach na l wyższe przeważa absorpcja.

Ilustracją reguły W.—K. może być znowu tablica I. Widać tu, że gdy przejściom serii II pobocznej odpowiada $\sum f = -0,111$, związanej z nią serii I pobocznej odpowiada wartość $\sum f = 1,111$, co łącznie daje jedność zgodnie z regułą Th.—K.—R.

2. Bezwzględne wartości wielkości S linii widmowych atomów wieloelektronowych

Obliczenie dla określonego przejścia w atomie wielkości S , opisanych równaniami (5) i (2) wymaga znajomości dla stanu początkowego i końcowego funkcji falowych Ψ , zależnych od współrzędnych przestrzennych i spinowych wszystkich elektronów. Funkcje Ψ są wyznaczone przez równanie Schrödingera, którego hamiltonian na ogół obejmuje również człon odpowiedzialny za chwilowe oddziaływanie elektronów, zależny od ich chwilowych odległości r_{ij} . Dla atomów wieloelektronowych funkcja Ψ nie może być dokładnie obliczona. Znane są jedynie jej postacie przybliżone, które będziemy oznaczać Φ .

Do obliczenia funkcji Φ dla rozmaitych atomów w różnych stanach energetycznych, w zastosowaniu do obliczania wielkości S , były stosowane zarówno metody jednokonfiguracyjnego przybliżenia rozdzielonych zmiennych, jak też dokładniejsze metody niepełnego rozdzielania zmiennych, czy też tzw. metody wielokonfiguracyjne. Stosowalność danej metody do danego atomu w określonym stanie energetycznym jest zależna od bardzo wielu czynników. Jak się okazuje, niejednokrotnie metody uznane za dokładniejsze dają wyniki bardziej odbiegające od danych doświadczalnych niż metody prostsze.

A. Przybliżenie rozdzielonych zmiennych

W tym przybliżeniu w hamiltonianie równania Schrödingera zaniedbuje się człon zależny od wzajemnych odległości elektronów r_{ij} , zakładając, że każdy elektron znajduje się w stanie stacjonarnym w pewnym średnim względem okresu ruchu polu jądra i pozostałych elektronów. Zaniedbuje się więc chwilowe oddziaływanie pomiędzy elektronami, zwiększające np. prawdopodobieństwo występowania większych odległości między nimi. Matematycznie

⁴ Wyprowadzenie wzorów (15) można znaleźć w artykule H. Bethe, *Handbuch der Physik*, 24, 1 Kap. 3, Berlin 1933.

jest to równoważne przedstawieniu funkcji falowej układu Φ (przybliżonej) w postaci iloczynu funkcji ψ_i oddzielnych elektronów.

$$\Phi = \psi_\alpha(1)\psi_\beta(2)\dots\psi_\kappa(k)$$

gdzie $\alpha, \beta, \dots, \kappa$ oznaczają różne funkcje jednoelektronowe odpowiednio do zajętych stanów, zaś $1, 2, \dots, k$ są wskaźnikami elektronów, obejmującymi ich współrzędne przestrzenne i spinowe, lub też ze względu na zakaz Pauliego w postaci antysymetrycznej kombinacji liniowej iloczynów jednoelektronowych funkcji falowych $\psi_\kappa(k)$.

W ten sposób zagadnienie obliczenia wielkości S sprowadza się do znalezienia funkcji jednoelektronowych, co z kolei wymaga przyjęcia w równaniu Schrödingera pewnego potencjału. Najprostszym jest przyjęcie pola centralnego.

a) Pole centralne

W tym przypadku zakłada się, że każdy elektron znajduje się w pewnym efektywnym polu centralnym, dzięki czemu można rozdzielić w jednoelektronowej funkcji ψ_i zmienne kątowe i radialne, co prowadzi do postaci:

$$\psi = \frac{1}{r} R_{nl}(r) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) X_{ms}(\sigma)$$

gdzie R jest funkcją radialną, Y — funkcją sferyczną, a X funkcją spinową. W wyrażeniu tym nieznana jest jedynie funkcja radialna, która dla pola centralnego może być wyznaczona: 1) metodami wariacyjnymi drogą wyrażenia przez funkcję radialną całkowitej energii atomu, bądź też 2) metodami samouzgodnionego pola Hartree przy zaniedbaniu lub też z uwzględnieniem członów wymiany. W ten sposób na funkcję radialną otrzymuje się układ całkowo-różniczkowych równań Hartree—Focka:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2Z_p(r)}{r} - \frac{2}{N_{\gamma'} r} \sum_{\gamma''} A_{\gamma''}^a Y_a(\gamma''\gamma'|r) - \frac{l(l+1)}{r^2} + 2\lambda_{\gamma'} \right] R_{\gamma'} =$$

$$= -\frac{2}{N_{\gamma'} r} \sum_{\gamma''} B_{\gamma''}^a Y_a(\gamma''\gamma'|r) R_{\gamma'} - 2 \sum_{\gamma''} \lambda_{\gamma''} \delta_{\gamma''\gamma'} R_{\gamma'}. \quad (16)$$

gdzie γ oznacza parę liczb kwantowych n, l ; $N_{\gamma'}$ — liczbę równoważnych elektronów nl , współczynniki $A_{\gamma''}^a$ i $B_{\gamma''}^a$ wyrażają się przez całki funkcji sferycznych; $Z_p(r)$ posiada znaczenie ładunku efektywnego i jest wyznaczone równaniem:

$$Z_p(r) = Z - \sum_{\gamma'} N_{\gamma'} Y_0(\gamma'\gamma'|r) \quad (17)$$

a

$$Y_a(\gamma'\gamma'|r) = \int_0^r R_{\gamma'}(r_1) R_{\gamma'}(r_1) \left(\frac{r_1}{r}\right)^a dr_1 + \int_r^\infty R_{\gamma'}(r_1) R_{\gamma'}(r_1) \left(\frac{r}{r_1}\right)^{a+1} dr_1.$$

Dla $r \rightarrow \infty$, funkcja Y_0 zanika wykładniczo, a przy $q \neq 0$, $Y_q \rightarrow \frac{\text{const}}{r^q}$. λ_γ jest parametrem energii, który równa się w przybliżeniu ujemnej wartości energii jonizacji z danego poziomu ε , elektronu o liczbach kwantowych $\gamma(n, l)$. W rzeczywistości $-\lambda_\gamma$ jest nieco większe od ε .

Jeśli zaniedbamy w układzie równań Hartree—Focka człon wymiany: $-\frac{1}{r} \sum_{\gamma' q} B_{\gamma\gamma'}^a Y_q R_{\gamma'}$, pole momentów multipolowych $\frac{1}{r} \sum_{\gamma' q} A_{\gamma\gamma'}^a Y_q$ oraz ortonormalizujący czynnik $\sum_{\gamma'} \lambda_{\gamma\gamma'} \delta_{\gamma\gamma'} R_{\gamma'}$ to przekształćmy on w prostszy układ równań różniczkowych tzw. równań Hartree bez wymiany:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2Z_p(r)}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2} + 2\lambda_\gamma \right] R_\gamma = 0. \quad (18)$$

Obliczenie wielkości S , określonych równaniem (5) wymaga znajomości funkcji falowych obu stanów, pomiędzy którymi zachodzi przejście. W przybliżeniu rozdzielonych zmiennych w polu centralnym zaniedbuje się zmianę funkcji radialnych kadłuba atomu przy przejściach elektronu walencyjnego. W tym przybliżeniu wielkości S dają się przedstawić prostym wzorem:

$$S(a, J; a', J') = \mathcal{S}(\mathcal{M}) \mathcal{S}(\mathcal{L}) \sigma^2(a', a) \quad (19)$$

gdzie $\mathcal{S}(\mathcal{M})$ jest czynnikiem charakteryzującym dany multiplet, który może być przyjęty jako absolutna moc całego multipletu, $\mathcal{S}(\mathcal{L})$ jest mocą linii podzieloną przez sumę mocy wszystkich linii danego multipletu,

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{4l^2 - 1}} \int_0^\infty R(a') R(a) r dr. \quad (20)$$

We wzorze tym l jest większą spośród dwu azymutalnych liczb kwantowych, zaś a' i a charakteryzują odpowiednio dolny i górny poziom linii, a mianowicie jego konfigurację elektronową oraz liczby L i S . Jak widać, wielkość σ zależna jedynie od całek radialnych jest jednakowa dla wszystkich składowych multipletu.

Wielkości $\mathcal{S}(\mathcal{M})$ są zestawione w tablicach przez L. Goldberga [35.1] i [36.2], wielkości $\mathcal{S}(\mathcal{L})$ są podane w pracach: H. E. White, A. Y. Eliassen [33.8] oraz H. N. Russel [36.1].

Równanie (18) jest równaniem na radialną funkcję falową cząstki znajdującej się w polu centralnym o potencjale $V = \frac{1}{r} Z_p(r)$, tzn. w polu jądra i uśrednionym polu elektronów znajdujących się w innych stanach jednoelektronowych.

Istnieje szereg możliwości oznaczenia potencjału V . W zastosowaniu do obliczania wielkości f najczęściej były stosowane następujące sposoby:

1. W metodzie samouzgodnionego pola Hartree zakłada się pewien przybliżony kształt uśrednionego pola potencjalnego, w którym porusza się każdy

elektron, rozwiązuje się równanie Schrödingera, a następnie przy pomocy znalezionej w ten sposób funkcji falowej wyznacza się gęstość ładunku pochodzącego od tego elektronu. Po wyznaczeniu gęstości ładunku pochodzącego od wszystkich elektronów znajduje się potencjał, który następnie wprowadzony do równania służy do znalezienia lepszego przybliżenia funkcji radialnej. Jest to więc metoda kolejnych przybliżeń.

2. W procedurze tej zaniedbujemy oddziaływanie elektronu świecącego z elektronami kadłuba, polaryzację kadłuba przez elektron świecący, relatywistyczną zmianę masy elektronu oraz oddziaływanie związane ze spinem elektronu. Pierwsze dwa z wymienionych efektów zostały uwzględnione przez L. Biermanna [43.9], [46.5] drogą wprowadzenia poprawionego potencjału:

$$2v = 2v_{\text{Hartree}}(1 + \Delta\beta r e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^8}) + \frac{\alpha}{r^4}(1 - e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^8}).$$

Parametr $\Delta\beta$ był dla każdego stanu elektronu świecącego dobierany w ten sposób, by po wprowadzeniu do równania (18) zamiast parametru energii 2λ , obserwowanych wartości termów ε , rozwiązanie równania było regularne. α oznacza tu polaryzowalność kadłuba atomu, którą się oblicza teoretycznie, bądź też przyjmuje z danych doświadczalnych, r_0 jest promieniem jonu (kadłuba), $2v_{\text{Hartree}} \Delta\beta r e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^8}$ spełnia rolę członu wymiany, podczas gdy ostatni człon odzwierciedla wpływ polaryzacji kadłuba.

Najprostszym jednak jest przyjęcie kulombowskiego kształtu pola.

3. Przybliżenie kulombowskie wg pracy D. R. Bates, A. Damgaard [49.5]

W cytowanej pracy D. R. Bates i A. Damgaard opisują bardzo prostą metodę obliczania wielkości S dla przejść pomiędzy konfiguracjami s , p , d i f . Punktem wyjścia jest założenie, że potencjał ma kształt C/r , gdzie C jest nadmiarem ładunku jądra po odłączeniu elektronu „świecącego”. Każdy określony poziom energetyczny atomu można opisać efektywną liczbą kwantową $n^* = C/\sqrt{\varepsilon}$, gdzie ε oznacza energię konieczną do usunięcia elektronu z atomu, wyrażoną w jednostkach energii jonizacji wodoru (13,54 eV).

Wielkość σ może być wyrażona jako funkcja C , n^* i liczby azymutalnej l elektronu „przeskakującego” w postaci:

$$\sigma(n_{i-1}^*, l-1; n_i^*, l; C) = \frac{1}{C} \mathcal{F}(n_i^*, l) \mathcal{G}(n_{i-1}^*, n_i^*, l) \quad (21)$$

gdzie:

$$\mathcal{F}(n_i^*, l) = \left[\frac{3n_i^*}{2} \left\{ \frac{(n_i^{*2} - l^2)}{(4l^2 - 1)} \right\}^{1/2} \right]$$

i

$$\mathcal{G}(n_{i-1}^*, n_i^*, l) = \left[\frac{2C}{3n_i^* (n_i^{*2} - l^2)^{1/2}} \right] \int_0^\infty R(n_{i-1}^*, l-1, C) R(n_i^*, l, C) r dr$$

D. R. Bates i A. Damgaard ułożyli tablice funkcji \mathcal{F} i \mathcal{G} dla $l = 1$ (przejście $s-p$), $l = 2$ (przejście $p-d$) i $l = 3$ (przejście $d-f$). Jak widać, metoda ta, szczególnie prosta i szybka, jest wyjątkowo korzystna w odniesieniu do zastosowań astrofizycznych.

W przybliżeniu rozdzielonych zmiennych traktuje się każdy elektron jako znajdujący się w średnim polu innych elektronów, co jest równoważne zaniedbaniu odstępstw oddziaływania chwilowego od średniego. Celem uzyskania lepszych przybliżeń należy wprowadzić w funkcję falową Ψ wyrazy zależne od wzajemnych odległości elektronów r_{ij} . Dla helu zostało to przeprowadzone w pracy E. Hylleraasa [28.15]. Dla atomów wieloelektronowych metoda E. Hylleraasa nie może być zastosowana. W tym przypadku celem uzyskania lepszych przybliżeń stosuje się jedną z dwu metod:

- 1) metodę niepełnego rozdzielania zmiennych,
- 2) tzw. metodę wielokonfiguracyjną.

A. Metoda niepełnego rozdzielania zmiennych

Dla atomów wieloelektronowych Fock, Wiesielow i Pietraszeń [40.7] opracowali metodę, w której uwzględnia się zależność funkcji falowej atomu złożonego od wzajemnych odległości elektronów walencyjnych, a dla pozostałych elektronów stosuje się rozdzielanie zmiennych. W praktyce zwykła funkcja falowa przybliżenia jednokonfiguracyjnego jest mnożona przez funkcję typu $[\mu_1 + \mu_2 r_{12} + \mu_3(r_1 + r_2)]$, w której parametry μ_i są określane metodami wariacyjnymi. Liczne zastosowania tej metody można znaleźć w pracach A. P. Jucisa.

B. Metoda wielokonfiguracyjna

W tej metodzie funkcję falową i -go stanu Ψ_i wyraża się przy pomocy funkcji falowych przybliżenia jednokonfiguracyjnego Ψ_k^0 w postaci:

$$\Psi_i = \sum_k a_{ik} \Psi_k^0,$$

gdzie współczynniki a_{ik} w pierwszym przybliżeniu są równe:

$$a_{ik} = \frac{\int \Psi_i^{0*} \hat{H} \Psi_k^0 d\tau}{E_i^0 - E_k^0}.$$

Współczynniki a_{ik} wiążące stany o rozmaitej wartości L , S lub parzystości zerują się, podczas gdy największy wkład w funkcję Ψ_i wnoszą konfiguracje różniące się od podstawowej wartościami orbitalnych krętów l_i przy minimalnej różnicy głównej liczby kwantowej.

Dalszym udoskonaleniem tej metody jest wariant opracowany przez A. P. Jucisa [52.12] który bezpośrednio obliczał funkcje Ψ_k^0 w przybliżeniu wielokonfiguracyjnym. Równania dla funkcji radialnych otrzymywano metodą wariacyjną wyrażenia dla energii wyrażonej przy pomocy funkcji Ψ_i .

4. Porównanie wyników obliczeń teoretycznych bezwzględnych wartości wielkości f z danymi doświadczalnymi

Istotną sprawą jest ustalenie granic stosowalności poszczególnych metod przybliżonych do obliczania bezwzględnych wartości f . Ścisłe rzecz biorąc, jest to możliwe jedynie w odniesieniu do określonego przejścia w atomie przez dokładną analizę konfiguracji, pomiędzy którymi ono zachodzi. Wszelkie ogólne uwagi na ten temat mogą mieć jedynie charakter orientacyjny. Dodatkową trudność stanowi tu fakt dużej rozbieżności wyników doświadczalnych, które w większości są obciążone znacznym błędem, wynikającym ze stosowania metod nateżeniowych, czy też absorpcyjnych.

Wydaje się celowe rozpoczęcie tego krótkiego przeglądu od rozważenia zakresu stosowalności przybliżenia kulombowskiego. Dzięki bowiem tablicom opracowanym w pracy D. R. Bates, A. Damgaard [49.5] obliczenie wielkości f dla przejść serii głównej, obu serii pobocznych oraz serii Bergmanna jest szczególnie proste, gdyż sprowadza się jedynie do kilku działań algebraicznych.

a) Przybliżenie kulombowskie

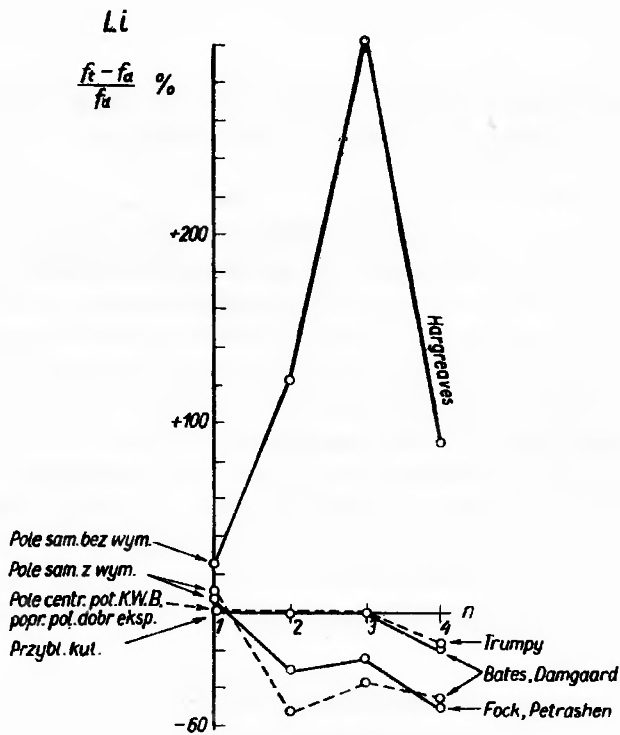
Z analizy kształtu funkcji falowych wynika, że przybliżenie kulombowskie (tablice D. R. Bates, A. Damgaard) może być stosowane pod warunkiem:

1) iż $\frac{C}{\sqrt{\epsilon}} > l+1$. Warunek ten wyklucza stosowalność omawianego przybliżenia dla niektórych przejść z najniższych poziomów wzbudzonych; 2) że główna liczba kwantowa dolnego poziomu elektronu „świeącego“ różni się co najmniej o jedną od głównej liczby kwantowej kadłuba atomu.

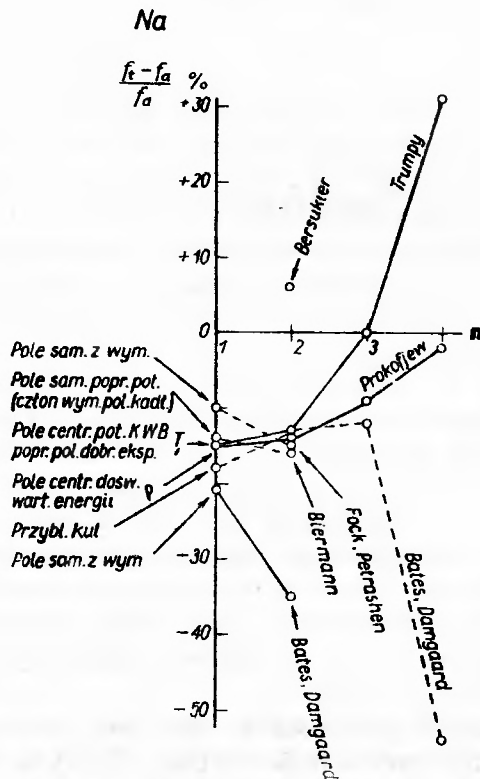
Alkalia. Na podstawie tablicy II można stwierdzić, że wartości f obliczone przy założeniu przybliżenia kulombowskiego dla pierwszych dubletów serii głównej są w przybliżeniu zgodne z wielkościami mierzonymi (w granicach 20%). Jednakowoż dla wyższych członów serii głównej odstępstwa te na ogół rosną, co zostało przedstawione na rys. 1.

Widma atomów II kolumny układu periodycznego. Bezwzględne wartości mocy oscylatora linii widmowych atomów II kolumny układu periodycznego są zestawione w tablicy V. Dla pierwszych singletów i tripletów Ca, Mg, Zn stwierdza się nie przekraczające 60%, odstępstwa wartości f obliczonych na gruncie przybliżenia kulombowskiego od wielkości mierzonych doświadczalnie. Jednakże i tu, podobnie jak dla alkaliów, rozbieżność wyników doświadczalnych i obliczonych na gruncie przybliżenia kulombowskiego rośnie ze wzrostem kolejnego numeru członu serii widmowej, przy czym, jak widać na rys. 2, nie obserwuje się żadnego regularnego kształtu omawianej zależności.

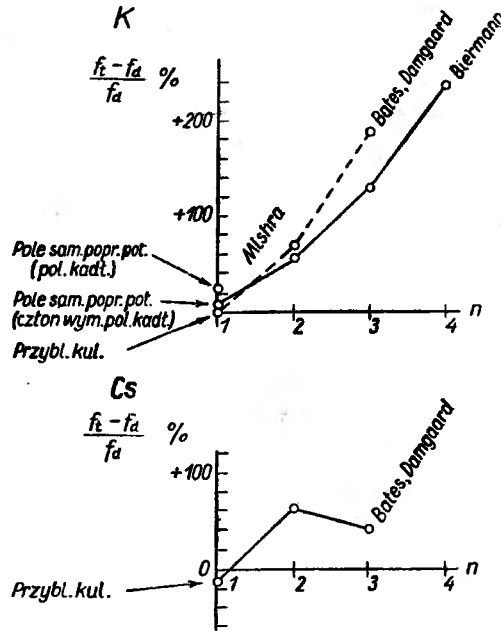
Dla widm pozostałych pierwiastków brak jest zarówno danych doświadczalnych, jak też teoretycznych obliczeń bezwzględnych wartości mocy oscylatora linii widmowych. Wyjątek tu stanowią jedynie żelazowce oraz kilka



Rys. 1a.

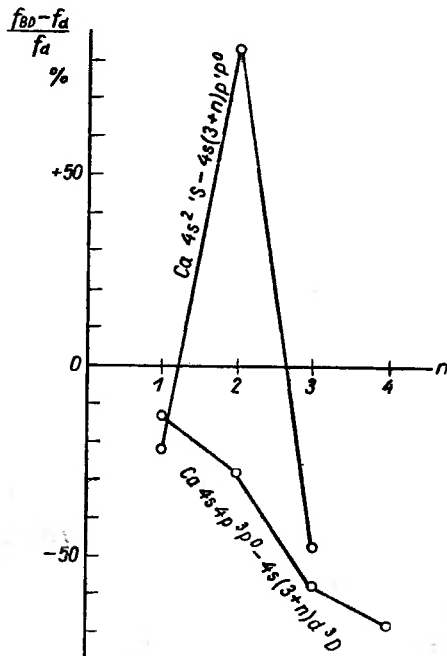


Rys. 1b.



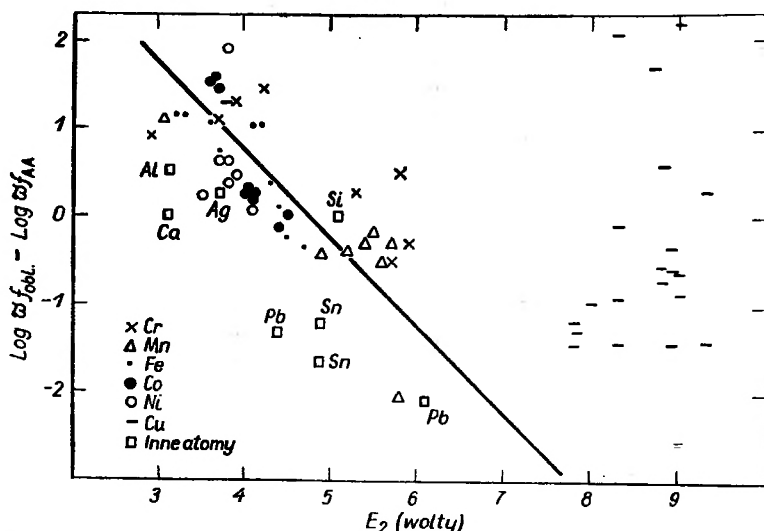
Rys. 1c.

Rys. 1. Względne odstępstwa bezwzględnych wartości mocy oscylatora dubletów serii głównej alkaliów f od wartości obliczonych f_i , w zależności od kolejnego numeru dubletu w serii n

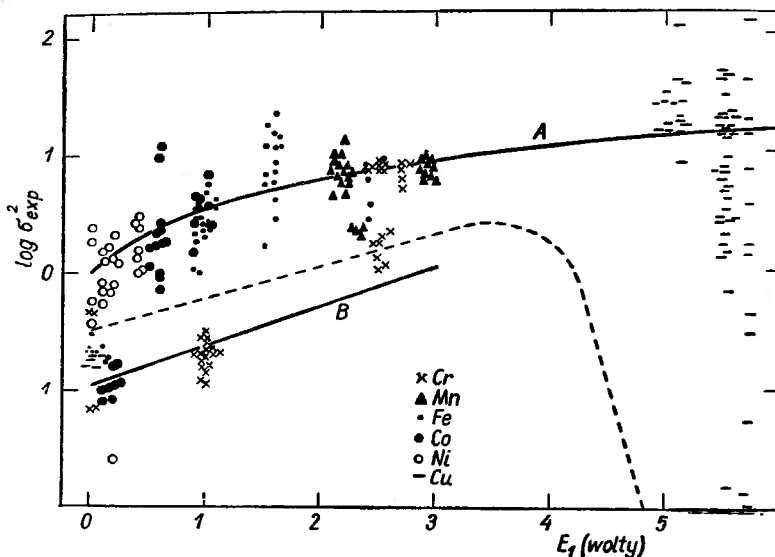


Rys. 2. Względne odstępstwa bezwzględnych wartości mocy oscylatora singletów i tripletów wapnia f_a od wartości obliczonych na podstawie przybliżenia kulombowskiego f_{BD} w zależności od kolejnego numeru multipletu w serii

innych pierwiastków, a mianowicie He, O, Si, Al, Ga, Ag, Sn, Pb, Bi, Cr, Mn, Ti, Sc, V. Zestawienie bezwzględnych wartości f dubletów glinowców jest podane na tablicy VI.



Rys. 3. Zależność odstępstw mierzonych bezwzględnych wartości mocy oscylatora f_{AA} od wartości obliczonych na gruncie przybliżenia kulombowskiego f_{obl} od potencjału wzbudzenia górnego poziomu E_2 . Każdy punkt oznacza multiplet



Rys. 4. Zależność wartości σ^2 obliczonych na podstawie pomiarów doświadczalnych, od potencjału wzbudzenia poziomu dolnego E_1

Żelazowce. Ciekawe zestawienie podają C. W. Allen i A. S. Asaad [57.4]. Mierzyli oni dla szeregu pierwiastków bezwzględne wartości f metodą natężeniową, posługując się łukiem elektrycznym z elektrodami miedziowymi z nieznaną zawartością Al, Si, Cr, Mn, Co, Ni, Ga, Ag, Sn, Pb, Fe, Ni. Autorzy

przedstawili porównanie wartości doświadczalnych ωf_{AA} (ω oznacza tu wagę statystyczną poziomu dolnego) z wielkościami obliczonymi na gruncie przybliżenia kulombowskiego f_{0b1} w postaci wykresu zależności $\log \omega f_{0b1} - \log \omega f_{AA}$ od potencjału wzbudzenia górnego poziomu E_2 . Wykres ten ilustruje, oczywiście zresztą, zależność odstępstw od wartości przewidywanych wg przybliżenia kulombowskiego od potencjału E_2 . Kształt tej zależności, różny dla rozmaitych atomów i serii widmowych, może być dla żelazowców uznany w przybliżeniu jako liniowy. W dalszym ciągu autorzy obliczają σ^2 dla multipletów $L-S$, a następnie wyniki przedstawiają jako funkcję potencjału wzbudzenia poziomu dolnego E_1 (rys. 4).

Okazuje się, że wartości σ^2 dla żelazowców układają się w dwu grupach, oznaczonych na rysunku A i B , z których pierwsza odpowiada przejściom, dla których „przeskakujący“ elektron nie jest równoważny żadnemu innemu, zarówno dla poziomu dolnego, jak dla poziomu górnego; druga zaś obejmuje takie przejścia, w których elektron „przeskakujący“ jest równoważny innemu elektronowi konfiguracji poziomu dolnego. Autorzy ustalają dla obu grup przybliżone zależności $\sigma_A^2 \simeq 1,0 + 2,5E_1$ oraz $\sigma_B^2 \simeq -0,95 + 0,33E_1$, traktując je jako metodę szacowania wielkości σ^2 dla żelazowców.

5. Względne wartości wielkości S w multipletach

W roku 1960 ukazała się w niniejszym piśmie publikacja W. Hanus [2] omawiająca teoretyczną stronę zagadnienia względnych wartości wielkości S w obrębie multipletów dla promieniowania elektrycznego dipolowego. Poprzednio ogłoszony był artykuł M. D. Kunisz, H. Niewodniczańskiego [3] na temat niektórych rezultatów doświadczalnych pomiaru względnych wartości natężeń składowych multipletów.

W niniejszej publikacji pominiemy więc rozważania teoretyczne na temat reguły sum, ograniczając się jedynie do paru uwag wstępnych oraz do podania zestawienia i omówienia wyników doświadczalnych.

Podczas gdy dokładne zmierzenie bezwzględnych wartości wielkości S nastęrcza pewne trudności, wymaga bowiem ścisłego oznaczenia populacji poziomu górnego N_b w przypadku metod natężeniowych, zaś poziomu dolnego N_a w odniesieniu do metod wykorzystujących pomiar dyspersji anomalnej, całkowitej absorpcji, magnetorotacji czy też szerokości emisyjnych linii widmowych, względne wartości wielkości S dla linii zaczynających się lub kończących na tym samym poziomie mogą być stosunkowo łatwo wyznaczone z dużą dokładnością.

Ponieważ w wielu wypadkach emisyjne pomiary natężeniowe stanowią wyłączone źródło informacji co do typu sprzężenia w atomie, jak np. dla większości przejść tripletowych w widmach atomów II kolumny układu okresowego, prace doświadczalne w przeważającej liczbie dotyczą wyznaczania względnych wartości S .

Zależności matematyczne dla względnych wartości S w obrębie danego

multipletu zostały wyprowadzone niezależnie przez Kroniga [25.12] i Russela [25.2] z zasady korespondencji, oraz przez Sommerfelda i Hönl [25.7] z reguły sum Ornsteina Burgera [24.5], i Dorgelo [23.2]. Przy pomocy wzorów podanych przez Kroniga można również, stosując odpowiednie podstawienie, obliczyć całkowite względne natężenia multipletów w obrębie danego supermultipletu. Wzory podane przez Kroniga stosują się ściśle w przypadku przejścia: $\gamma + a \rightarrow \gamma + \beta$, jeśli a i β są jednoelektronowymi konfiguracjami, między którymi przejścia są dozwolone. Jeśli a i β odpowiadają konfiguracji więcej niż jednoelektronowej, matematyczne zależności Kroniga nie stosują się dla przejść tego typu. Trzeba wtedy posłużyć się jedną z dwu metod:

1. Metodą Shortleya — stosowaną w przejściu: $\gamma + a \rightarrow \gamma + \beta$, jeśli a i β zawierają dwa lub więcej elektronów równoważnych [8];

2. Metodą Condon-Ufforda [7], jeśli w przejściu $\gamma + a \rightarrow \gamma + \beta$, a i β zawierają trzy lub więcej elektronów równoważnych.

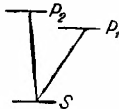
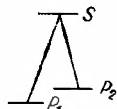
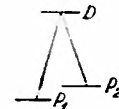
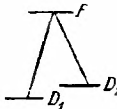
Stosując każdą z tych metod w zależności od typu przejścia elektronowego, Goldberg obliczył względne wartości wielkości S dla przypadku wiązania LS dla 65 typów przejść. Wyniki jego obliczeń zestawione w postaci tablic można znaleźć w oryginalnej publikacji [35.1] i [36.2], bądź też w licznych podręcznikach spektroskopii.

6. Natężeniowa reguła sum

Z ogólnego wyrażenia na bezwzględną wartość S (wzór (19)), przy założeniu przybliżenia rozdzielonych zmiennych z polem centralnym, bezpośrednio wynika reguła sum dla składowych poszczególnych multipletów. Dla atomów

Tablica VII

Względne wartości wielkości S , prawdopodobieństw przejścia A , mocy oscylatora linii widmowych f , oraz wartości natężeń I dla składowych multipletów

Seria widmowa	Główna	II Poboczna	I Poboczna	Bergmanna
Względne wartości:				
S_1/S_2	g_1/g_2	g_1/g_2	g_1/g_2	g_1/g_2
A_1/A_2	$1 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^3$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^3$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^3$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^3$
f_1/f_2	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)$	$1 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)$	$1 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)$	$1 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)$
I_1/I_2	$N_1/N_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^4$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^4$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^4$	$g_1/g_2 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^4$

podlegających wiązaniu Russella-Saundersa można regułę sum przedstawić w postaci tablicy VII.

Dla atomów wykazujących wiązanie $j-j$ formuluje się ogólniejszą regułę sum określającą względne sumy natężeń w obrębie grupy multipletów spokrewnionych, obejmującej wszystkie przejścia pomiędzy wszystkimi poziomami dwu konfiguracji elektronowych.

1. Reguła sum w dubletach widm alkaliów

Bardzo ciekawy, a nie wyjaśniony do dzisiaj jest charakter zależności stosunku natężeń składowych dubletów serii głównej alkaliów od kolejnego numeru dubletu w serii. Niewątpliwą sprawą jest to, że stosunek $(n^2P_{3/2}^0 - m^2S_{1/2})$: $(n^2P_{1/2}^0 - m^2S_{1/2})$ składowych dubletów serii głównej alkaliów początkowo rośnie ze wzrostem kolejnego numeru członu serii widmowej, oraz, że dla ustalonego numeru członu serii widmowej rośnie przy przejściu od Na poprzez K, Rb do Cs. Jest to spowodowane oddziaływaniem spin-orbita, które, jak wynika z pracy E. Fermiego [30.12], dobrze tłumaczy wzrost stosunku natężeń dla drugiego dubletu serii głównej potasu, pierwszych trzech dubletów rubidu oraz pierwszych czterech dubletów cezu.

Niejasna jednakowoż dotychczas jest sprawa dalszego przebiegu tej krzywej. Z pomiarów S. Samburskiego [28.18] wynika, że krzywa zależności stosunku natężeń składowych dubletów serii głównej od numeru kolejnego dubletu w serii dla rubidu i cezu osiąga maksimum dla piątego członu serii widmowej, a następnie maleje. W sprzeczności z pracą S. Samburskiego pozostają wyniki M. Beutella [39.1], który mierząc względne natężenia w dubletach serii głównej cezu stwierdził ciągły wzrost tych wartości ze wzrostem kolejnego numeru dubletu. Wyniki M. Beutella zostały potwierdzone w pracy E. Kratza [49.7], podczas gdy sprzeciwiają się im rezultaty pracy G. S. Kwater, T. G. Meijster [52.9] wykonanej metodą dyspersji anomalnej. Autorzy ostatniej z wymienionych prac stwierdzili wzrost stosunku natężeń składowych dubletu w miarę wzrostu numeru kolejnego dubletu jedynie dla pierwszych trzech członów serii głównej cezu, dla dalszych natomiast dubletów stwierdzili oni utrzymywanie się wartości 8 zamiast 2, przewidywanej regułą sum.

Zanim przejdziemy do próby rozstrzygnięcia tego problemu trzeba wyjaśnić przyczyny rozbieżności wyników doświadczalnych uzyskanych przy zastosowaniu rozmaitych metod pomiarowych. Jest to możliwe dla przykładu drugiego dubletu serii głównej cezu $\lambda\lambda$ 4555 i 4593 Å, dla którego istnieją wyniki uzyskane na drodze pomiaru natężeń, wyznaczania magnetorotacji, całkowitej absorpcji oraz dyspersji anomalnej. Wyniki pomiarów są zestawione w tablicy VIII.

Jak widać, we wszystkich pracach wykonanych metodą wyznaczania dyspersji anomalnej uzyskano jako stosunek wartości mocy oscylatora składowych drugiego dubletu serii głównej cezu wartość w granicach błędu pomiaru jednakową 4,2. Metoda dyspersyjna, jak wiadomo, polega na pomiarze przy-

Tablica VIII

Zestawienie względnych wartości S w dubletach serii głównej alkaliów $m s^2 S_{1/2} - (m+n) s^2 F_{3/2, 1/2}^0$

n ($n+1$) Nr członu serii	Autor	Metoda	Źródło	Tempera- tura °K	Ciśnienie	f_1/f_2
$n = 0$	Gouy [79.1]	E. nat.	5889,96—5895,93 Å	476—503°K	Na $m = 3$ 2,00—1,90	1,95—2,09
	D. Roszdestwenski [12.1]	Dysp. an.				
	Ch. Füchtbauer, C. Schell [13.1]	Abs.				
	H. Senftleben [15.1]	M. rot.				
	R. Ladenburg [21.3]	E. nat.				
	R. Minkowski [20.1]	M. rot.				
	R. Ladenburg [21.1]					
	R. Ladenburg, R. Minkowski [21.4]	M. rot.				
	Ch. Füchtbauer, H. Meier [26.8]	Abs.				
	R. Minkowski [26.10]	E. szer. l.				
	W. Bleeker [29.18]	E. nat.				
	E. Fermi [30.12]	Teor.				
	R. Ladenburg, E. Thiele [31.23]	M. rot.				
E. F. M. u. d. Held,						
L. S. Ornstein [32.1], [32.10]	E. nat.					
G. S. Kwater [45.3], [47.9]	Dysp. an.					
G. Stephenson [51.8]	M. rot.					
	Nat. abs.					
J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin [61.5]	Dysp. an.					
$n = 1$	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3302,34—3302,94 Å Łuk C-NaCl NaCl		na skrzydłach 2,0	2,0 1,995 ± 0,5% 2,00 1,98—0,01
					atm. pow. 2,0	

$n = 2$	S. Sambursky [28,18]	E. nat.	2852,83—2853,03 Å Łuk C-NaCl	atm. pow.	2,2
$n = 0$	L. Geiger [7.1] D. Roszdestwenski [21.2] F. Rasetti [24.1] J. Weiler [29.1] W. Bleeker [29.18] J. F. Heard [34.5] G. Stephenson [51.8]	M. rot. Dysp. an. Dysp. an. M. rot. E. nat. Abs. M. rot. Nat. abs.	Łuk C—KCl	K $m = 4$	2,3 1,98 1,91 ± 0,01 1,98 ± 0,08 na skrzydłach 2,0 2,0 1,99
$n = 1$	L. Geiger [7.1] D. Roszdestwenski [21.2] F. Rasetti [24.1] R. Frerichs [25.9] H. Jakob [25.4] H. Kohn, H. Jakob [27.3] H. Jakob [28.1] C. F. Hagenow, A. Hughes [27.4] W. Prokofjew, Gamow [27.14] S. Sambursky [28.18] J. Weiler [29.1] E. Fermi [30.12] K. H. Schwartz [40.4]	M. rot. Dysp. an. Dysp. an. E. nat. E. nat. E. nat. Dysp. an. E. nat. M. rot. E. nat.	4044,14—4047,20 Å Płomień Łuk C—440 V KCl Łuk	atm. pow.	1,5 2,05 2,10 ± 0,02 2,0 2,02 2,0 1,92—2,1 2,05 2,2 1,97 ± 0,10 T 2,16 2,16
$n = 2$	S. Sambursky [28.18] K. H. Schwartz [40.4]	E. nat. E. nat.	3446,72—3447,70 Å Łuk C-KCl Łuk	atm. pow.	2,33 2,30
$n = 3$	S. Sambursky [28.17]	E. nat.	3217,01—3217,50 Å Łuk C-KCl	atm. pow.	2,5

n ($n+1$) Nr członu serii	Autor	Metoda	Źródło	Tempera- tura °K	Ciśnienie	f_1/f_2
$n = 0$	D. Roszdestwenski [21.2] F. Rasetti [24.1] G. Stephenson [51.8]	Dysp. an. Dysp. an. M. rot. Nat. abs.	7800,29—7947 Å		Rb $m = 5$	2,02 1,85 ± 0,07 1,97
$n = 1$	Gouy [79.1] P. V. Bevan [11.1] D. Roszdestwenski [21.2] F. Rasetti [24.1] H. Jakob [25.4] H. Kohn, H. Jakob [27.4] H. Jakob [28.1] F. W. Oudt [25.13] H. Kohn, H. Jakob [26.7] E. Fermi [30.12] H. J. Hübner [33.1] H. Kohn, H. J. Hübner [33.9]	E. nat. Dysp. an. Dysp. an. Dysp. an. E. nat. E. nat. E. nat. T E. nat.	4201,82—4215,56 Å konc. 0,2% 0,5% 1% 4% po uwzgl. abs. konc. 1% 8%			2,9 3,0 2,58 3,0 2,02 2,00 2,02 2,03 2,3 1,92—2,38 2,3 2,45 2,63
			4201,82—4215,56 Å	2176° K 2850° K		2,71 2,55 ± 0,04
$n = 2$	Ch. Fuchtbauer [14.1] W. Hofmann D. Roszdestwenski [21.2]		3587,08—3591,59 Å			4 2,90

$n = 3$	F. W. Oudt [25.13] S. Sambursky [28.18] E. Fermi [30.12] H. J. Hübner [33.1]	E. nat. T E. nat.	Łuk C-RbCl Palnik	2176°K	atm. pow.	2,17—2,22 3,5 2,98 3,32 ± 0,02
	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3348,72—3350,89 Å Łuk C-RbCl		atm. pow.	4,3
	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3228,05—3229,13 Å Łuk C			5
	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3157,56—3158,12 Å Łuk C			3
$n = 0$	D. Roszdestwenski [21.2] E. Fermi [30.12] R. Minkowski [30.16] G. S. Kwater, T. G. Mejerster [52.9]	Dysp. an. T Mrot.	8521,12—8943,46 Å	542—628°K	Cs $m = 6$	2,05 2 2,06
	$n = 1$	Dysp. an.	Rura z parą Cs 4558,26—4593,16 Å		0,74—6,65 mm Hg	2,027
D. Roszdestwenski [21.2] F. Rasetti [24.1] H. Jakob [25.4] H. Kohn, H. Jakob [27.3] H. Jakob [28.1] F. W. Oudt [25.13]		Dysp. an. Dysp. an. E. nat.		konc. 2. po uwzgl. abs.	4,07 3,85 20—2,02 4,0—4,15	
A. Filippow [26.9] [27.11]	E. nat. E. nat.	Palnik Łuk Rurki Geisl. Płomień paln. B.	110 mm He 5 mm He konc. 1/4N 1/2N 2N 4N 8N		2,08—4,76 2,13—1,66 0,9—3 2,7 3,8 3,6 3,4 3,5 3,4	
			Łuk C-CsCl Palnik ac. tl.			1,8—3,2 3,2—3,5

n ($n+1$) Nr członu serii	Autor	Metoda	Źródło	Tempera- tura °K	Ciśnienie	f_1/f_2
	H. Kohn, H. Jakob [26.7]	E. nat.				4,25
	C. F. Hagenow A. Hughes [27.4]	E. nat.	Płomień paln. B. Piec — na Pt Łuk C	3750° K	konc. 2% większa	6,8 3,31, 3,58—3,74, 3,87
	W. Prokofjew, Gamow [27.14] S. Sambursky [28.18]	E. nat.	Łuk C, 2—1 A, 440V CsCl			2,72—3,06 2,24—2,75
	Ch. Fuchtbauer H. Wolff [29.2]	E.		101—115° K	atm. pow.	5,0 wartość gra- niczna po uwzględnieniu absorpcji
	W. Bleeker [29.18] E. Fermi [30.12] R. Minkowski [30.16] W. Schütz [30.20] W. K. Prokofjew [34.18] G. Sztandel M. Beutell [39.1] G. S. Kwater, T. G. Meister [52.9] G. P. Starcew [54.2]	E. nat. T Mrot. Abs. E. nat. Dysp. an. Dysp. an.	Łuk C-CsCl Wyład. Ne-Cs		1-10 ⁻³ 1,6-10 ⁻³	3,12 2,9 3,3 wartość ekstra- polowana 5,5 na skrzydłach 4,34 4,27 ± 10 3,0 4,25—0,06 4,1 4,285 4,22 ± 0,03

$n = 2$	D. Roszdestwenski [21.2] Ch. Füchtbauer, H. Meeier [26.8] S. Sambursky [28.18]	Dysp. an. Abs. E. nat.	3876,39—3888,65 Å Łuk C-CsCl 440V		atm. pow.	7,4 5,6 10 wartość graniczna po uwzględnieniu absorpcji	
	Ch. Füchtbauer H. Wolff [29.2] E. Fermi [30.12] H. J. Hübner [33.1] M. Beutell [39.1] G. S. Kwater, T. G. Meijster [52.9]	E T E. nat. E. nat. Dysp. an.	Palnik Wyład. Cs-Ne Rura z samym Cs	2176° K		4,6 7,19 8,5 ± 0,3, 8,71 8,7 8,0	
	$n = 3$	D. Roszdestwenski [21.2] S. Sambursky [28.18]	Dysp. an. E. nat.	3611,52—3617,41 Å Łuk C-CsCl		atm. pow.	9,1 13,5 wartość graniczna po uwzględnieniu absorpcji
		E. Fermi [30.12] M. Beutell [39.1] G. S. Kwater, T. G. Meijster [52.9]	T E. nat. Dysp. an.	Wyład. Cs-Ne Rura z parą Cs			9,8 15,6 8,1
		$n = 4$	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3476,88—3480,13 Å Łuk C-CsCl		atm. pow.
F. Waibel [29.19] M. Beutell [39.1] G. S. Kwater, T. G. Meijster [52.9]	Abs. E. nat. Dysp. an.		Rura z parą Cs Wyład. Cs-Ne Rura z parą Cs	375—440° C 342—625° K	10—32 mm Hg 0,74—6,65 mm Hg	5,3 50—80 8,1	

n ($n+1$) Nr członu serii	Autor	Metoda	Źródło	Tempera- tura	Ciśnienie	f_1/f_2
$n = 5$	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3398—3400 Å Łuk CsCl-C		atm. pow.	15,8 wartość gra- niczna po uwzględnieniu absorpcji
	F. Waibel [29.19]	Abs.	Rura wypełniona parą Cs	375—440°C	10—32 mm Hg	10
	E. Fermi [30.12] M. Beutell [39.1]	T E. nat.	Wyład. Cs-Ne			13,3
	G. S. Kwater, T. G. Mejerster [52.9]	Dysp. an.	Rura z samym Cs	542—628°K	0,74—6,65 mm Hg	110—170
$n = 6$	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3347,4—3348,7 Å Łuk C		atm. pow.	5,7 wartość gra- niczna po uwzględnieniu absorpcji
$n = 7$	S. Sambursky [28.18]	E. nat.	3313,1—3314,0 Å Łuk C		atm. pow.	4,5 wartość gra- niczna

rostu współczynnika załamania światła Δn w sąsiedztwie linii absorpcyjnej o długości λ_{ab} , który dla długości fali λ jest wyznaczony wzorem:

$$\Delta(n-1) = \frac{e^2}{4\pi m c^2} \frac{\lambda_{ab}^3}{\lambda - \lambda_{ab}} N_a f_{ab},$$

gdzie m , π , e , c oznaczają zwykle stałe, a N_a jest populacją dolnego poziomu linii. Przy wyznaczaniu względnych wartości f składowych dubletów serii głównej o wspólnym dolnym poziomie energetycznym unika się konieczności przeprowadzania pomiaru wielkości N_a . Wyniki uzyskane na tej drodze są dzięki temu szczególnie dokładne, a ponieważ są one również wolne od wpływu jakichkolwiek zjawisk wtórnych zachodzących w źródle światła, stąd też wydają się najbardziej wiarygodne.

Dla tego samego dubletu jednakowoż pomiary wykonane metodą pomiaru stosunku natężeń emisyjnych są między sobą rozbieżne i prowadzą na ogół do wartości większych. Jak wynika z zależności (4) i (8) po wprowadzeniu do wzorów wagi statystycznej górnych poziomów ${}^2P_{3/2}^0$ i ${}^2P_{1/2}^0$ otrzymuje się na stosunek natężeń składowych dubletu serii głównej następującą zależność:

$$\frac{I_{S_{1/2}-P_{3/2}}}{I_{S_{1/2}-P_{1/2}}} = \frac{1 N_{P_{3/2}} \cdot \nu_{3/2}^3 \cdot f_{3/2}}{2 N_{P_{1/2}} \cdot \nu_{1/2}^3 \cdot f_{1/2}}.$$

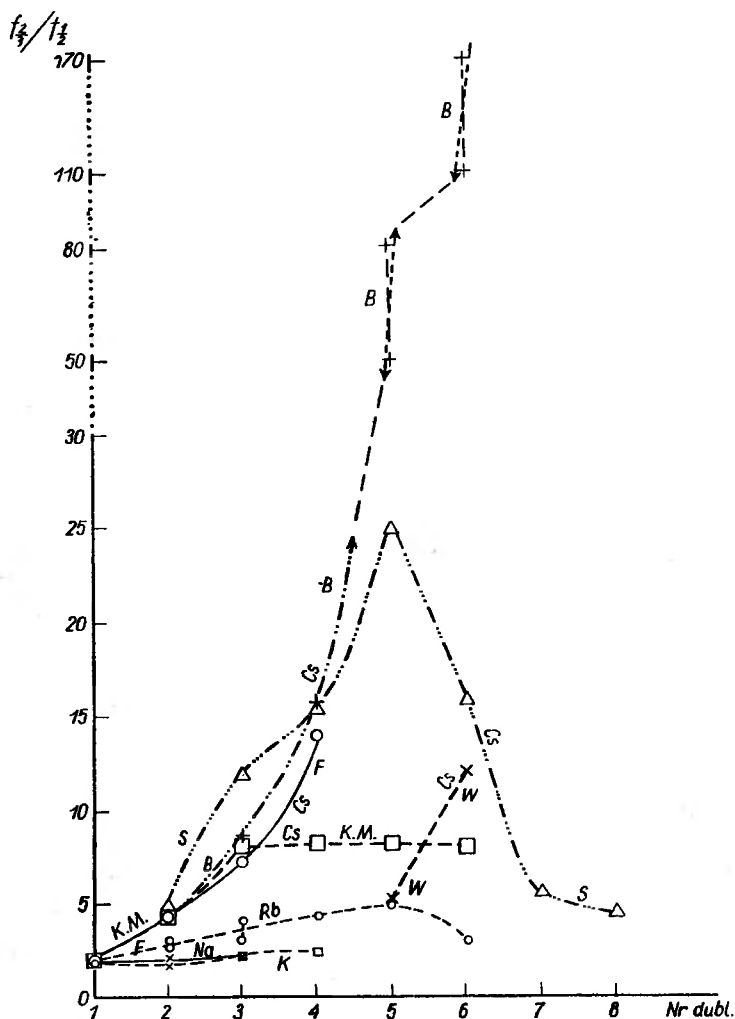
Tak więc pomiar względnych natężeń składowych dubletów serii głównej podaje stosunek iloczynu populacji górnych poziomów tych linii widmowych przez odpowiadające im wartości f . Wartość tego stosunku jest ponadto modyfikowana przez reabsorpcję w zewnętrznych warstwach źródła światła, która powoduje to, że przyrząd pomiarowy odbiera mniejsze natężenie światła od natężenia faktycznie wyemitowanego. Reabsorpcja osłabia więc każdą linię widmową, co powoduje zmianę stosunku natężeń tych linii. W przypadku składowych serii głównej o wspólnym poziomie dolnym, wpływ reabsorpcji może jedynie spowodować obniżenie obserwowanego stosunku natężeń wobec rzeczywistej wartości (zob. S. E. Frisz [6]).

Wpływ reabsorpcji na stosunek natężeń składowych omawianego dubletu cezu był wyznaczany w kilku pracach. W pracy Ch. Füchtbauera i H. Wolffa [29.2] wyznaczano zależność tego stosunku od temperatury i prężności pary, uzyskując obniżenie tej wartości ze wzrostem temperatury i prężności pary, co potwierdza rozważania Frisza. Podobnie S. Sambursky [28.18] stwierdził obniżenie stosunku natężeń składowych omawianego dubletu ze wzrostem natężenia prądu łuku elektrycznego, co również tłumaczy się wzrostem reabsorpcji.

W świetle tego, że reabsorpcja może jedynie obniżyć obserwowaną wartość stosunku natężeń składowych dubletów serii głównej, niezrozumiałym może się wydawać fakt, że wyniki uzyskane na drodze pomiaru natężeń równe 5,0 wg pracy S. Samburskiego, czy też 5,5 wg pracy E. Bleeker [29.18], są wyższe od wartości uzyskanych metodą wyznaczania dyspersji anomalnej

równej około 4,2, czy też od równej jej w przybliżeniu wartości 4,27 uzyskanej przez pomiar magnetorotacji.

Jedynym możliwym wytłumaczeniem tego faktu jest przyjęcie, że stosunek wielkości f dla dubletu cezu $\lambda\lambda$ 4555, 4593 jest równy 4,2 zgodnie z pomiarami



Rys. 5. Zależność stosunku wielkości S składowych dubletów serii głównej alkaliów od kolejnego numeru dubletu w serii. Linia ciągłą oznaczone są krzywe teoretyczne uzyskane na podstawie pracy E. Fermi [30.12]. Dla każdego dubletu Na, K, Rb, jest podany przedział obejmujący dane doświadczalne uzyskiwane w rozmaitych pracach. Dla cezu ze względu na olbrzymią rozbieżność wyników podane są wyniki indywidualnych prac oznaczonych w następujący sposób: W — F. Waibel [29.19]; S — S. Sambursky [28.18]; B — M. Beutell [39.1]; $K. M$ — G. S. Kwater, T. G. Meister [52.9]

„dyspersyjnymi“ i „magnetorotacyjnymi“. Natomiast przy pomiarach „natężeniowych“ za zwiększenie wartości obserwowanej w stosunku do 4,2 jest odpowiedzialne dodatkowe zwiększenie populacji poziomu $^2P_{3/2}$ względem po-

ziomu ${}^2P_{1/2}^0$ tak, że stosunek populacji jest większy od wartości ogólnie przyjętej dla wzbudzenia termicznego:

$$\frac{N_{P_{3/2}}}{N_{P_{1/2}}} > \frac{g_{P_{3/2}}}{g_{P_{1/2}}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

Analiza wyników pomiarów przeprowadzonych przy zastosowaniu rozmaitych źródeł światła zdaje się sugerować, że wzbogacenie poziomu $7^2P_{3/2}^0$ następowało dzięki zaabsorbowaniu w zderzeniach energii termicznej przez atomy wzbudzone uprzednio do poziomu $7^2P_{1/2}^0$. Jest to możliwe, o ile temperatura źródła jest na tyle wysoka, że energia termiczna jest co najmniej równa różnicy energii omawianych poziomów, ciśnienie zaś na tyle wysokie, że średni czas pomiędzy zderzeniami jest mniejszy od czasu życia atomu Cs wzbudzonego do poziomu $7^2P_{3/2}^0$. Ponieważ oba warunki były spełnione zarówno w łuku elektrycznym stosowanym w pracy S. Samburskiego jak w pracy E. Bleeker, można więc przyjąć, że, istotnie, stosunek wielkości f dla składowych dubletu jest równy 4,2, a dodatkowe wzbogacenie poziomu $7^2P_{3/2}^0$ powoduje to, że stosunek natężeń tych składowych jest równy odpowiednio 5 czy też 5,5 (po odliczeniu wpływu reabsorpcji).

Po przeprowadzeniu analogicznej analizy wyników doświadczalnych dla innych dubletów serii głównej cezu oraz innych alkaliów wydaje się, że względne wartości S (czy też równe im w przybliżeniu względne wartości f dla słabo rozszczepionych dubletów) początkowo wzrastają ze wzrostem kolejnego numeru członu serii głównej osiągając następnie pewną wartość „nasylenia”. Jest to przedstawione na rysunku 5.

Pomiary przeprowadzone dla dubletów serii pobocznych alkaliów wykazały spełnienie reguły sum.

2. Reguła sum w tripletach widm pierwiastków II kolumny układu periodycznego

W przeciwieństwie do tego, iż w przypadku serii głównej alkaliów mogą być stosowane rozmaite metody pomiarowe, w odniesieniu do tripletów widm pierwiastków należących do drugiej kolumny układu periodycznego były stosowane prawie wyłącznie metody natężeniowe. Jest to związane z trudnością uzyskania dostatecznej koncentracji atomów wzbudzonych do tripletowego poziomu ${}^3P_{2,1,0}^0$, koniecznej przy stosowaniu metod „dyspersyjnych”, „magneto-rotacyjnych” oraz absorpcyjnych.

Wyniki pomiarów względnych wartości S uzyskane na drodze pomiaru względnych natężeń dla tripletów atomów II kolumny układu periodycznego są zestawione w tablicy IX.

W wielu spośród przytoczonych prac doświadczalnych autorzy nie podają błędów wykonanych pomiarów, stwierdzając jedynie, że reguła sum jest spełniona lub też nie. Niejednokrotnie brak również takiej konkluzji, co w wielu przypadkach nie pozwala, mimo podanych wyników, wyciągnąć ścisłych wniosków odnośnie do stosowalności reguły sum. Można jednak, biorąc pod uwagę metodę

Tablica IX

Zestawienie doświadczalnych wyników pomiarów względnych wartości S tripletów II kolumny układu okresowego pierwiastków

Autor, pozycja	Przejście	Długość fali [Å°]	Wzgl. wart. S teoretyczne	Wzgl. wart. S doświadcz.	Metoda wzbudzenia
Mg					
H. B. Dorgelo [24.3]	$3s3p^3P_{210} - 3s4s^3S_1$	5183, 5172, 5167	100 : 60 : 20	100 : 61 : 20	Łuk węgl. 2,5 A
H. B. Dorgelo [25.5]	$3s3p^3P_{210} - 3s4s^3S_1$	5183, 5172, 5167	100 : 60 : 20	100 : 63 : 20	Łuk węgl.
J. A. Kersten, L. S. Ornstein [41.9]	$3s3p^3P_{210} - 3s4s^3S_1$	5183, 5172, 5167	100 : 60 : 20	100 : 61 : 20	Łuk węgl.
H. B. Dorgelo [25.5]	$3s3p^3P_{210} - 3s3d^3D_{321}$	3838, 3832, 3829	100 : 60 : 20	100 : 61 : 20	Łuk węgl.
Ca					
H. B. Dorgelo [24.3]	$4s4p^3P_{210} - 4s5s^3S_1$	6162, 6122, 6102	100 : 60 : 20	100 : 60 : 21	Łuk węgl. 6 A, mała konc. soli Ca
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s5s^3S_1$	6162, 6122, 6102	100 : 60 : 20	100 : 60 : 22	Łuk węgl.
J. W. Schuttevaer, M. J. de Bont, Th. H. v. d. Brock [43.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s5s^3S_1$	6162, 6122, 6102	100 : 60 : 20	100 : 58 : 19	Łuk węgl. 5 A, mała konc. soli Ca
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s6s^3S_1$	3974, 3957, 3949	100 : 60 : 20	100 : 58 : 22	Łuk węgl.
J. W. Schuttevaer, M. J. de Bont, Th. H. v. d. Brock [43.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s6s^3S_1$	3974, 3957, 3949	100 : 60 : 20	100 : 58 : 19	Łuk węgl. 5 A
J. W. Schuttevaer, M. J. de Bont, Th. H. v. d. Brock [43.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s7s^3S_1$	3488, 3478, 3468	100 : 60 : 20	100 : 58 : 20	Łuk węgl. 5 A, mała konc. soli Ca
H. C. Burger, H. B. Dorgelo [24.4]	$4s4p^3P_{210} - 4s5d^3D_{321}$	4456, 4435, 4425	100 : 60 : 20	100 : 61 : 17	Łuk
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s5d^3D_{321}$	4456, 4435, 4425	100 : 60 : 20	100 : 61 : 21	Łuk węgl.
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4p^3P_{210} - 4s6d^3D_{321}$	3644, 3630, 3624	100 : 60 : 20	100 : 59 : 20	Łuk węgl.
H. B. Dorgelo [24.3]	$4s4d^3D_{321} - 4s4f^3F_{432}$	4586, 4581, 4578	100 : 71 : 43	100 : 72 : 44	Łuk węgl.
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4d^3D_{321} - 4s4f^3F_{432}$	4586, 4581, 4578	100 : 71 : 43	100 : 72 : 44	Łuk węgl.

L. S. Ornstein, H. C. Burger [26.15]	$4s4d^3D_{321}—4s4f^3F_{432}$	4586, 4581, 4578	100 : 71 : 43	100 : 71 : 37	Łuk
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4d^3D_{321}—4s5f^3F_{432}$	4098, 4094, 4092	100 : 71 : 43	100 : 72 : 43	Łuk wegl.
L. S. Ornstein, H. C. Burger [26.15]	$4s4d^3D_{321}—4s5f^3F_{432}$	4098, 4094, 4092	100 : 71 : 43	100 : 72 : 41	Łuk
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4d^3D_{321}—4s6f^3F_{432}$	3875, 3872, 3870	100 : 71 : 43	100 : 72 : 43	Łuk
R. Frerichs [26.1]	$3^2D_{321}—3d4d^3F''_{432}$	6439, 6471, 6509, 6462, 6500, 6440	100 : 71 : 43	100 : 71 : 38	Łuk
Zn					
H. B. Dorgelo [24.3]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 55 : 19	Łuk wegl. 6 A
H. B. Dorgelo [25.5]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 56 : 19	Łuk wegl.
K. Larché [31.15]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 60 : 30	Zderzenia z elektr.
L. S. Ornstein, W. J. H. Moll, H. C. Burger [32.18]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 60 : 22	Iskra
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [43.4]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 57 : 19	Łuk wegl. 3,5—6 A, mała konc. soli Zn
Z. Leś, H. Niewodniczański [61.2]	$4s4p^3P_{210}—4s5s^3S_1$	4810, 4722, 4680	100 : 60 : 20	100 : 72 : 30	Lampa Schüllera
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [43.4]	$4s4p^3P_{210}—4s6s^3S_1$	3072, 3036, 3018	100 : 60 : 20	100 : 62 : 20	Łuk wegl. 3,5—6 A, mała konc. soli Zn
K. Larché [31.15]	$4s4p^3P_{210}—4s6s^3S_1$	3072, 3036, 3018	100 : 60 : 20	100 : 62 : 22	Zderzenia z elektr.
Z. Leś, H. Niewodniczański [61.2]	$4s4p^3P_{210}—4s6s^3S_1$	3072, 3036, 3018	100 : 60 : 20	100 : 55 : 18	Lampa Schüllera
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [31.15]	$4s4p^3P_{210}—4s7s^3S_1$	2713, 2694, 2671	100 : 60 : 20	100 : 64 ± 1 : 19 ± 1	Łuk wegl. 3,5—6 A, mała konc. soli Zn
K. Larché [31.15]	$4s4p^3P_{210}—4s7s^3S_1$	2713, 2694, 2671	100 : 60 : 20	100 : 64 : 26	Zderzenia z elektr.
M. D. Kunisz [53.1]	$4s4p^3P_{210}—4s4d^3D_{321}$	3345, 3303, 3282	100 : 60 : 20	100 : 59 ± 1 : 21 ± 2	Łuk wegl.
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [43.4]	$4s4p^3P_{210}—4s4d^3D_{321}$	3345, 3303, 3282	100 : 60 : 20	100 : 59 ± 1 : 19 ± 2	Łuk wegl. 3,5—6 A, mała konc. soli Zn

Autor, pozycja	Przejście	Długość fali [Å°]	Wzgl. wart. S teoretyczne	Wzgl. wart. S doświadcz.	Metoda wzbudzenia
Zn					
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [43.4]	$4s4p^2P_{210} - 4s5d^2D_{321}$	2801, 2771, 2756	100 : 60 : 20	100 : 60 ± 3 : —	Łuk węgl. mała do- mieszka soli Zn
J. W. Schuttevaer, J. A. Smit [43.4]	$4s4p^2P_{210} - 4s6d^2D_{321}$	2609, 2582, 2570	100 : 60 : 20	100 : 58 ± 1 : 19 ± 1	Łuk węgl. 3,5—6 Å, mała konc. soli Zn
Sr					
J. W. Schuttevaer, H. J. de Bont, Th. H. v. d. Brock [43.5]	$5s5p^2P_{210} - 5s6s^2S_1$	7070, 6878, 6791	100 : 60 : 20	100 : 53 : 20	Łuk węgl. 5 Å, b. mała domieszka soli Sr
A. Eberhagen [55.9]	$5s5p^2P_{210} - 5s6s^2S_1$	7070, 6878, 6791	100 : 60 : 20	100 : 60 : 22	Łuk węgl.
J. W. Schuttevaer, M. J. de Bont, Th. H. v. d. Brock [43.5]	$5s5p^2P_{210} - 5s7s^2S_1$	4438, 4362, 4326	100 : 60 : 20	100 : 60 : 21	Łuk węgl. 5 Å, b. mała domieszka soli Sr
A. Eberhagen [55.9]	$5s5p^2P_{210} - 5s7s^2S_1$	4438, 4362, 4326	100 : 60 : 20	100 : 53 : 20	Łuk węgl.
A. Eberhagen [55.9]	$5s5p^2P_{210} - 5s5d^2D_{321}$	4962, 4968, 4971, 4872, 4876, 4832	100 : 60 : 20	100 : 62 : 22	Łuk węgl.
H. B. Dorgelo [24.3]	$5s5d^2D_{321} - 5s5f^2F_{432}$	4892, 4869, 4855	100 : 71 : 43	100 : 70 : 43	Łuk węgl. 2,5—8 Å
H. B. Dorgelo [25.5]	$5s5d^2D_{321} - 5s5f^2F_{432}$	4892, 4869, 4855	100 : 71 : 43	100 : 65 : 40	Łuk węgl.
W. Kast [32.12]	$5^3P_{210} - 5^3P_{210}$	4812, 4876, 4722, 4784, 4832, 4742	100 : 60 : 20	100 : 61 : 18	Łuk węgl. mała konc. soli Sr
A. Eberhagen [55.9]	$5^3P_{210} - 5^3P_{210}$	4812, 4876, 4722, 4784, 4832, 4742	100 : 60 : 20	100 : 61 : 29	Łuk węgl.
A. Eberhagen [55.9]	$4^3D_{321} - 5^3P_{210}$	5257, 5229, 5238, 5213, 5222, 5225	100 : 71 : 43	100 : 84 : 46	Łuk węgl.

A. Eberhagen [55.9]	$4^3D_{321}—4^3D_{321}$	5481, 5535, 5451, 5504, 5540, 5486, 5522	100 : 71 : 43	100 : 95 : 59	Łuk węgl.
Cd					
H. B. Dorgelo [24.3]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 50 : 17	Łuk 6 A
H. B. Dorgelo [25.5]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 53 : 17	Łuk węgl.
K. Larché [31.15]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 60 : 22	Zderzenia z elektr.
L. S. Ornstein, J. P. A. v. Hengstum, A. Brinkman [38.4]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 55 : 14	Łuk węgl. mała do- mieszka soli Cd
J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [56.6]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 67 : 19	Łuk węgl. 4—6 A, mała konc. soli Cd
Z. Leś, H. Niewodniczań- ski [58.1]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 76 : 28	Lampa z wnękową katodą typu Pa- schena-Schüllera
Z. Leś, H. Niewodniczań- ski [61.2]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 91 : 56	Łuk próżniowy rtę- ciowo-kadmowy
Z. Leś, H. Niewodniczań- ski [61.2]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 98 : 50	Iskra
Z. Leś, H. Niewodniczań- ski [61.2]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 83 : 37 * 100 : 171 : 134	$i = 80$ mA $i = 90$ mA Wzbudzenie bezele- ktrodowe
Z. Leś, H. Niewodniczań- ski [61.2]	$5s5p^3P_{210}—5s6s^3S_1$	5086, 4800, 4678	100 : 60 : 20	100 : 86 : 42 * 100 : 171 : 90	$i = 20$ mA $i = 120$ mA Lampa z wnękową katodą typu Schül- lera

* podane są wartości skrajne

Autor, pozycja	Przejście	Długość fali [Å]	Wzgl. wart. <i>S</i> teoretyczne	Wzgl. wart. <i>S</i> doświadcz.	Metoda wzbudzenia
L. S. Ornstein, J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [38.4]	$5s5p^3P_{210} - 5s7s^3S_1$	3253, 3133, 3081	100 : 60 : 20	100 : 50 : 10	Łuk węgl. mała domieszka soli Cd
J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [56.6]	$5s5p^3P_{210} - 5s7s^3S_1$	3253, 3133, 3081	100 : 60 : 20	100 : 56 : 13	Łuk węgl. 4—6 A, mała domieszka soli Cd
K. Larché [31.15]	$5s5p^3P_{210} - 5s7s^3S_1$	3253, 3133, 3081	100 : 60 : 20	100 : 54 : 20	Zderzenia z elektr.
J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [56.6]	$5s5p^3P_{210} - 5s8s^3S_1$	2868, 2775, 2713	100 : 60 : 20	100 : 58 : 15	Łuk węgl. 4—6 A, mała konc. soli Cd
K. Larché [31.15]	$5s5p^3P_{210} - 5s8s^3S_1$	2868, 2775, 2713	100 : 60 : 20	100 : 55 : 32	Zderzenia z elektr.
Z. Leś, H. Niewodniczański [61.2]	$5s5p^3P_{210} - 5s8s^3S_1$	2868, 2775, 2713	100 : 60 : 20	100 : 54 : 15	Lampa Schüllera
J. L. Verhaege [33.10]	$5s5p^3P_{210} - 5s5d^3D_{321}$	3610, 3613, 3614, 3466, 3468, 3404	100 : 60 : 20	100 : 65 : 20	Łuk kadmowy 2,5 A
L. S. Ornstein, J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [38.4]	$5s5p^3P_{210} - 5s5d^3D_{321}$	3610, 3613, 3614, 3466, 3468, 3404	100 : 60 : 20	100 : 55 : 22	Łuk węgl. domieszka soli Cd
J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [56.6]	$5s5p^3P_{210} - 5s5d^3D_{321}$	3610, 3613, 3614, 3466, 3468, 3404	100 : 60 : 20	100 : 54 : 23	Łuk węgl. 4—6 A, mała konc. soli Cd
J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [56.6]	$5s5p^3P_{210} - 5s6d^3D_{321}$	2980, 2981, 2982, 2880, 2881, 2837	100 : 60 : 20	100 : 53 : 16	Łuk węgl. 4—6 A, mała konc. soli Cd

L. S. Ornstein, J. P. A. v. Hengstum, J. A. Smit [38.4]	$5s5p^3P_{210}—5s6d^3D_{321}$	2980, 2981, 2982, 2880, 2881, 2837	100 : 60 : 20	100 : 54 : 16	Łuk wegl. mała domieszka soli Cd
Ba					
G. O. Langstroth [33.11]	$6s6p^3P_{210}—6s7p^3P_{210}$	4523, 4692, 4350, 4506, 4573, 4432	100 : 60 : 20	100 : 47 : 34	Łuk wegl. 3,5 A
G. O. Langstroth [33.11]	$6s6d^3D_{321}—6s9f^3F_{432}$	3421, 3377, 3357	100 : 71 : 43	100 : 60 : 31	Łuk wegl. 3,5 A
Hg					
J. W. Schouten, J. A. Smit [43.6]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 38 ± 3 : 11 ± 2	Łuk wegl.
E. O. Hulbert [28.6]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 26 : 8	Łuk kwarcowy próżniowy
L. S. Ornstein, W. J. H. Möll, H. C. Burger [32.18]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 30 : 14	Łuk kwarcowy próżniowy
P. C. Maddock [35.11]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 38 : —	Łuk kwarcowy próżniowy 2,7 A
M. J. E. Golay [31.5]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 51 : 7 100 : 18 : 4	Łuk kwarcowy Cooper-Hevitta
J. W. Schouten [43.7]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 38 ± 3 : 11 ± 2	Łuk rtęciowy 3—4 A
M. J. E. Golay [31.5]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 19 : 4 100 : 30 : 6 100 : 41 : 19 100 : 144 : 27	Lampa rtęciowa gorąca zimna gorąca 0,04 A " 1,00 A
Gouwentak [43.7]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 35 : 10	Lampa rtęciowa niskociśnieniowa
Haringhuizen [43.7]	$6s6p^3P_{210}—6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 52 : 16 100 : 60 : —	Wyładowanie w gazie rozrzedzonym 0,07 mm Hg

Autor, pozycja	Przejście	Długość fali [Å]	Wzgl. wart. S teoretyczne	Wzgl. wart. S doświadcz.	Metoda wzbudzenia
Z. Leś. H. Niewodniczański [61.2]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 147 : 66	Lampa Schüllera
H. J. E. Golay [31.5]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 40 : 10	Źródło ze strumieniem elektronów
W. Ende [31.14]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 38 : 4	Źródło ze strumieniem elektronów
J. W. Schouten [43.7]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 40 : 11	Źródło ze strumieniem elektronów
O. Thieme [32.11]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 50 : 16 100 : 60 : 15	Źródło ze strumieniem elektronów $U = 9$ V $U = 300$ V
H. Hanle, W. Schaffernicht [30.15], [30.1]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 62 : —	Źródło ze strumieniem elektronów
D. R. White [31.7]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 60 : 12	Źródło ze strumieniem elektronów
L. S. Ornstein, J. F. Cutters [30.9]	$6s6p^3P_{210} - 6s7s^3S_1$	5461, 4358, 4047	100 : 60 : 20	100 : 61 : 20	Źródło ze strumieniem elektronów

i warunki, w jakich przeprowadzony został dany pomiar doświadczalny, stwierdzić w przybliżeniu, czy wynik mieści się w granicach przewidzianego błędu, czy też przekracza jego granice.

Z zestawionych w tabeli IX wyników doświadczalnych dla pierwiastków II kolumny układu okresowego widać, że dla pierwiastków takich jak MgI, CaI i SrI reguła sum jest (w granicach błędu) spełniona dla wszystkich zbadanych tripletów zarówno w serii ostrej, jak rozmytej oraz w serii Bergmanna. Dla pierwiastków zajmujących dalsze miejsca w tej kolumnie reguła sum w niektórych tripletach jest spełniona, w innych nie. I tak trzy typowe pierwiastki dla II kolumny, tj. ZnI, CdI i HgI potwierdzają teoretyczną regułę sum jedynie dla wyższych członów serii ostrej, natomiast dla tripletów widzialnych tych pierwiastków obserwuje się odstępstwa od reguły sum. Wyniki doświadczalne dla tych tripletów uzyskane przez różnych autorów przy zastosowaniu różnych metod wzbudzenia źródła światła, odbiegają od siebie niejednokrotnie bardzo znacznie. Z przytoczonych wyników widać, że największe odstępstwa obserwowane są w widzialnym triplecie HgI (5461, 4358, 4047 Å), mniejsze dla ZnI (4811, 4722, 4680), i Cd (5086, 4800, 4678 Å). Można również powiedzieć, że o ile doświadczalne względne wartości S w omawianych trzech tripletach mają dla linii o największej długości fali wartości mniejsze od przewidzianych przez teorię, to dla linii o najmniejszych długościach fali wartości te są większe od teoretycznych. W pracy Z. Leś, H. Niewodniczański [61.2] podane są i omówione szczegółowo wyniki pomiaru stosunków natężeń w widzialnych tripletach tych trzech pierwiastków, uzyskane przez wymienionych autorów przy zastosowaniu różnych metod wzbudzenia (tabl. X). Otrzymane wyniki odbiegają od wartości teoretycznych; za odstępstwa te odpowiedzialna jest reabsorpcja. Wpływ reabsorpcji na zmianę wyników doświadczalnych omówiony jest szeroko w cytowanej pracy. W serii rozmytej, zarówno dla Cd jak Zn, zmierzone względne wartości S potwierdzają (w granicach błędu) regułę sum. Nieliczne wyniki uzyskane dla BaI [33.11] wskazują również na stosowalność reguły sum w zmierzonych tripletach.

3. Reguła sum w dubletach widm pierwiastków III kolumny układu periodycznego

Zestawienie względnych wartości f dla dubletów glinowców jest podane w tablicy X.

Dla serii głównej, podobnie jak w przypadku alkaliów, obserwuje się odstępstwa od reguły sum polegające na wzroście wartości stosunku $\frac{S_{2S_{1/2}} - 2P_{3/2}^0}{S_{2S_{1/2}} - 2P_{1/2}^0}$ ze wzrostem kolejnego numeru dubletu w serii. Charakter tej zależności został wyjaśniony w pracy W. Hanusowej [60.1], w której uwzględnienie oddziaływania spin-orbita prowadzi do uzyskania na stosunki wielkości S wartości bliskich danym eksperymentalnym. Przybliżenie to jednakowoż nie jest wystarczające do wyjaśnienia odstępstw od reguły sum w seriach pobocznych glinowców, prowadzi ono bowiem do uzyskania obniżenia względnych war-

tości S ze wzrostem kolejnego numeru dubletu w serii, podczas gdy praca doświadczalna M. D. Kunisz [58.2] sugeruje wzrost tej wartości. Praca ta została wykonana metodą „nateżeniową“ i jakkolwiek był w niej dokładnie analizowany wpływ czynników wtórnych (reabsorpcji) i wydaje się, że wyniki są wiarygodne (absorpcja mogła zresztą jedynie obniżyć obserwowane stosunki wartości S w stosunku do rzeczywistych), tym niemniej wydaje się celowe przeprowadzenie pomiarów dla serii pobocznych inną metodą, np. metodą dyspersyjną. Obecnie przeprowadzamy te pomiary metodą wyznaczania szerokości linii reabsorbowanych.

4. Reguła sum w multipletach pierwiastków dalszych kolumn układu okresowego

Stosowalność reguły sum była sprawdzana dla niektórych multipletów Ti, Fe, Cr, O, Co, Ni, V, Mn, Mo, Se, N, He, Ne, Si. Dla widm tych wieloelektronowych atomów do rzadkości należy dokładne spełnienie reguły sum w obrębie pojedynczych multipletów. Na ogół mamy tu do czynienia z wypełnieniem reguły sum dla grupy multipletów spokrewnionych (np. dla O), często zaś nawet uogólniona reguła sum nie jest spełniona. Niejednokrotnie odstępstwa od reguły sum są wytłumaczone np. oddziaływaniem poziomów różnych konfiguracji. Trudno jest jednakowoż na podstawie bardzo niekompletnego materiału doświadczalnego, będącego do dyspozycji, o podanie jakiegoś systematycznego przeglądu wyników względnych wartości S w multipletach widm atomów IV—VIII kolumny układu okresowego. Niejednokrotnie występowanie odstępstw od reguły sum dla tych atomów daje się wprost wytłumaczyć odstępstwem od sprzężenia $L-S$ w atomie (np. dla Fe, Co, Ni, patrz: J. P. Ostrowskij, N. P. Penkin, L. N. Szabanowa [58.5]).

Gazy szlachetne. Względne wartości wielkości S były wyznaczone doświadczalnie dla helu i neonu. W pierwszym przypadku stwierdzono, że ewentualne odstępstwa od reguły sum w tripletach helu w serii II i I pobocznej nie przekraczają 7%. W widmie neonu natomiast obserwowano większe odstępstwa od reguły sum.

Istnieje kilka prac kompilacyjnych na temat prawdopodobieństw przejścia w atomach, mocy oscylatora linii widmowych oraz nateżeń linii widmowych. Należą tu przede wszystkim prace: S. A. Korff, G. Breit [9], H. Bethe [10], A. C. Mitchell, M. W. Zemansky [11], A. Unsöld [12], H. V. Regemorter [13], L. Aller [14], Ł. A. Wajnsztajn [15].

W pracach tych podany jest wykaz literatury tego zagadnienia, ponieważ jednak nie obejmuje on nawet połowy pozycji, wobec tego wydaje się celowym zestawienie pełnej bibliografii, co podajemy w tabelicy XI.

Tablica XI

Wykaz prac poświęconych wyznaczeniu wartości natężeń linii widmowych, czasu życia poziomów wzbudzonych oraz wielkości f , S , A

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
1879 1.	Ann. d. Chim. et Phys., (5) 28 , 70 (1879)	Gouy	<i>n</i>	Na
1907 1.	Ann. Phys. (Leipzig), 23 , 758 (1907)	L. Geiger	<i>m</i>	K
1911 1.	Proc. Roy. Soc., 85 , 54 (1911)	P. V. Bevan	<i>d</i>	K
1912 1.	Ann. Phys. (Leipzig), 39 , 307 (1912)	D. Roszdestwenski	<i>d</i>	Na
1913 1.	Phys. Z., 14 , 1164 (1913)	Ch. Füchtbauer, C. Schell	<i>a</i>	Na
1914 1.	Ann. Phys. (Leipzig), 43 , 96 (1914)	Ch. Füchtbauer, W. Hofmann	<i>a</i>	Cs
1915 1.	Ann. Phys. (Leipzig), 47 , 949 (1915)	H. Senftleben	<i>m</i>	Na
2.	Dysert. Dokt.	D. Roszdestwenski	<i>d</i>	Na
1921 1.	Ann. Phys. (Leipzig), 65 , 143 (1921)	H. Bartels	<i>a</i>	Cs
2.	Trans. Opt. Inst. Petrograd, 2 , 13, 1 (1921)	D. Roszdestwenski	<i>d</i>	K, Cs
3.	Z. Phys., 4 , 469 (1921)	R. Ladenburg	<i>n</i>	Na
4.	Z. Phys., 6 , 153 (1921)	R. Ladenburg, R. Min- kowski	<i>m</i>	Na
1922 1.	Trudy G. O. I., Nr 14 (1922)	D. Roszdestwenski, W. J. Turowierow	<i>d</i>	Na
2.	Z. Phys., 11 , 131 (1922)	A. Sommerfeld, W. Heisen- berg	<i>t</i>	

* Symbole w tej kolumnie oznaczają:

- n* — metoda natężeniowa,
m — „ magnetorotacji,
d — „ dyspersji anomalnej,
a — „ absorpcyjna,
se — szerokość linii widmowych, emisyjnych,
τ — pomiary czasów życia,
t — praca teoretyczna,
o — praca ogólna.

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
1923				
1.	Z. Phys., 13, 206 (1923)	H. B. Dorgelo	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs
2.	Z. Phys., 23, 258 (1923)	H. B. Dorgelo		
1924				
1.	Nuovo Cimento, 1, 115 (1924)	F. Rasetti	<i>d</i>	Na, K, Cs
2.	Trudy G. O. I., Nr 25, (1924)	W. K. Prokofjew		K
3.	Z. Phys., 22, 170 (1924)	H. B. Dorgelo	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs, Mg, Zn, Cd, Ca, Sr, Mn
4.	Z. Phys., 23, 258 (1924)	H. C. Burger, H. B. Dorgelo	<i>n</i>	Cs, Ca, Sr, Cr
5.	Z. Phys., 24, 41 (1924)	L. S. Ornstein, H. C. Burger	<i>t</i>	
6.	Z. Phys., 26, 57 (1924)	L. S. Ornstein, H. C. Burger	<i>n</i>	He
7.	Z. Phys., 27, 195 (1924)	C. E. Bleeker, I. A. Bongers	<i>n</i>	Rb, Cs
1925				
1.	K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys., Medd., 7, Nr 12 (1925)	W. Kuhn		Tl
2.	Nature, 115, 735 (1925)	H. N. Russel	<i>t</i>	
3.	Naturwissenschaften, 13, 724 (1925)	W. Kuhn	<i>m</i>	Ga, Tl
4.	Naturwissenschaften, 13, 906 (1925)	H. Jakob	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs
5.	Physica, 5, 90 (1925)	H. B. Dorgelo	<i>o</i>	Mg, Ca, Zn
6.	Phys. Z., 26, 756 (1925)	H. B. Dorgelo	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs, Mg, Zn, Cd, Ca, Sr, Mn
7.	Sitz. Preuss. Akad. 9, 141 (1925)	A. Sommerfeld, Hönl	<i>t</i>	
8.	Z. Phys., 31, 76 (1925)	F. Dannmeyer	<i>n</i>	Rb, Cs
9.	Z. Phys., 31, 305 (1925)	R. Frerichs	<i>n</i>	K, Ca, Cr
10.	Z. Phys., 31, 355 (1925)	L. S. Ornstein, H. C. Burger	<i>t</i>	
11.	Z. Phys., 31, 827 (1925)	H. B. Dorgelo	<i>n</i>	CaI, CaII
12.	Z. Phys., 33, 261 (1925)	R. Kronig	<i>t</i>	
13.	Z. Phys., 33, 656 (1925)	F. W. Oudt	<i>n</i>	Rb, Cs
14.	Z. Phys., 34, 715 (1925)	B. Trumpy	<i>n</i>	Na
15.	Z. Phys., 34, 921 (1925)	J. B. Milaan	<i>n</i>	Fe
1926				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), 81, 807 (1926)	R. Frerichs	<i>n</i>	Hg, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
2.	Astrophys. J., 64, 81 (1926)	W. V. Houston	<i>n</i>	H
3.	Danske Vidensk. Selsk. mat- fys. Meed., 7, Nr 12 (1926)	W. Kuhn		Cd
4.	Naturwissenschaften, 14, 48 (1926)	W. Kuhn		Cd
5.	Phys. Rev., (2) 28, 428 (1926)	W. V. Houston	<i>n</i>	H
6.	Phys. Rev., 28, 1125 (1926)	D. R. White	<i>n</i>	Hg
7.	Phys. Z., 27, 819 (1926)	H. Kohn, H. Jakob	<i>o</i>	Rb, Cs
8.	Phys. Z., 27, 853 (1926)	Ch. Füchtbauer, H. Meier	<i>a</i>	Na, Cs
9.	Z. Phys., 36, 477 (1926)	A. Filippov	<i>d</i>	Cs
10.	Z. Phys., 36, 839 (1926)	R. Minkowski	<i>se</i>	Na
11.	Z. Phys., 36, 897 (1926)	H. B. Dorgelo, W. de Groot	<i>n</i>	Ne
12.	Z. Phys., 38, 427 (1926)	J. B. v. Milaan	<i>n</i>	Fe
13.	Z. Phys., 38, 437 (1926)	D. Burger	<i>n</i>	He
14.	Z. Phys., 38, 864 (1926)	W. Schütz	<i>τ</i>	Na
15.	Z. Phys., 40, 403 (1926)	L. S. Ornstein, H. C. Bur- ger	<i>n</i>	Hg, Ca
1927				
1.	Ges. Phys. Teil., 59, 115 (1927)	A. J. Brodsky	<i>n</i>	Rb, Cs
2.	Nature, 119, 237 (1927)	G. Hansen	<i>n</i>	He, Ne
3.	Naturwissenschaften, 15, 17 (1927)	H. Kohn, H. Jakob	<i>n</i>	K, Rb, Cs
4.	Phys. Rev., (2) 30, 284 (1927)	C. F. Hagenow, A. Ll. Hu- ghes	<i>n</i>	Cs
5.	Phil. Mag., 4, 495 (1927)	Y. Sugiura	<i>t</i>	Na
6.	Phys. Z., 28, 89 (1927)	S. Eskeland	<i>n</i>	Hg
7.	Phys. Z., 28, 688 (1927)	L. S. Ornstein	<i>n</i>	Ba II, Tl, Ti, Mn, Fe, Ni
8.	Proc. Nat. Acad. Sci., 13, 91 (1927)	W. V. Houston	<i>n</i>	He
9.	Proc. Roy. Soc., A 117, 486 (1927)	Ditchburn		K
10.	Z. Phys., 42, 327 (1927)	B. Trumpy	<i>o</i>	
11.	Z. Phys., 42, 495 (1927)	A. Filippov	<i>n</i>	K, Cs
12.	Z. Phys., 44, 575 (1927)	B. Trumpy	<i>se</i>	Li
13.	Z. Phys., 44, 653 (1927)	L. S. Ornstein, M. Coelingh, J. G. Eymers	<i>n</i>	Ba II
14.	Z. Phys., 44, 887 (1927)	W. Prokofjew, G. Gamow	<i>d</i>	K
1928				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), 86, 449 (1928)	H. Jakob	<i>n</i>	Cs
2.	Diss. Utrecht	H. Bleeker		
3.	J. Opt. Soc. Amer., 17, 389 (1928)	G. R. Harrison	<i>n</i>	Ti I, Ti II
4.	Phil. Mag., (7) 5, 166 (1928)	J. Taylor	<i>n</i>	K, Cd
5.	Phys. Rev., (2) 31, 917 (1928)	G. R. Harrison	<i>n</i>	Ti I
6.	Phys. Rev., 32, 595 (1928)	E. O. Hulbert	<i>n</i>	Hg

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
7.	Trudy G. O. I., Nr 36 (1928)	W. K. Prokofjew, G. A. Gammow		K
8.	Z. Phys., 47, 622 (1928)	W. R. Wijk	<i>n</i>	O
9.	Z. Phys., 47, 804 (1928)	B. Trumphy	<i>a</i>	Na
10.	Z. Phys., 48, 15 (1928)	R. Ladenburg	<i>d</i>	Ne
11.	Z. Phys., 48, 26 (1928)	R. Ladenburg	<i>d</i>	Ne
12.	Z. Phys., 48, 51 (1928)	H. Kopfermann, R. Ladenburg	<i>d</i>	Ne
13.	Z. Phys., 48, 192 (1928)	A. Carst, R. Ladenburg	<i>d</i>	H
14.	Z. Phys., 48, 276 (1928)	W. K. Prokofjew, W. K. Sołowiew	<i>d</i>	Tl
15.	Z. Phys., 48, 469 (1928)	E. Hylleraas	<i>t</i>	He
16.	Z. Phys., 49, 259 (1928)	Takeo Hori	<i>n</i>	Hg
17.	Z. Phys., 49, 269 (1928)	E. Fues	<i>t</i>	Hg
18.	Z. Phys., 49, 731 (1928)	S. Sambursky	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs, Ba II
19.	Z. Phys., 50, 228 (1928)	B. Trumphy		Li
20.	Z. Phys., 50, 701 (1928)	W. K. Prokofjew		Ca, Sr, Ba
1929				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), 1, 361 (1929)	I. Weiler	<i>m</i>	K
2.	Ann. Phys. (Leipzig), (5) 3, 359 (1929)	Ch. Füchtbauer, H. W. Wolff	<i>n</i>	Cs
3.	Arch. Neerland. Sci. Exactes et Naturelles, Serie III, A 12, 41 (1929)	A. Zwaan	<i>n</i>	Ca II
4.	Arch. Neerland., 12, 147 (1929)	D. Burger		He
5.	Bur. Stand. J. Res-Wash., 3, 303 (1929)	Mohler, Boeckner	<i>a</i>	Rb, Cs
6.	Handb. Phys., XXI. 329 (1929)	R. Frerichs	<i>o</i>	
7.	J. Opt. Soc. Amer., 18, 287 (1929)	G. R. Harrison, H. Engwicht	<i>n</i>	Sc II, Ti I
8.	J. Opt. Soc. Amer., 19, 109 (1929)	G. R. Harrison	<i>n</i>	Ti I
9.	J. Opt. Soc. Amer., 19, 109 (1929)	W. Clarkson		Cs
10.	Naturwissenschaften, 17, 121 (1929)	A. Zwaan	<i>t</i>	Ca II
11.	Phil. Mag., 7, 98 (1929)	W. Clarkson	<i>n</i>	Fe
12.	Phys. Rev., (2) 33, 271 (1929)	G. R. Harrison, H. Engwicht	<i>n</i>	Ti
13.	Phys. Rev., (2) 33, 271 (1929)	G. R. Harrison	<i>n</i>	Ti
14.	Phys. Rev., (2) 34, 540 (1929)	G. R. Harrison	<i>n</i>	Ti
15.	Phys. Rev., (2) 34, 541 (1929)	H. Engwicht	<i>n</i>	Ti II

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
16.	Proc. Cambridge Phil. Soc., 25, 75 (1929)	Hargreaves	<i>t</i>	Li
17.	Sci. Pap. Inst. Phys. Che. Re. Tokio, 11, 1 (1929)	Y. Sugiura	<i>t</i>	H
18.	Z. Phys., 52, 808 (1929)	W. Bleeker	<i>n</i>	Na, K, Cs, Mg, Zn, Al
19.	Z. Phys., 53, 459 (1929)	F. Waibel	<i>a</i>	Cs
20.	Z. Phys., 54, 372 (1929)	B. Trumphy	<i>t</i>	Li III
21.	Z. Phys., 54, 643 (1929)	D. Burger	<i>n</i>	He
22.	Z. Phys., 56, 458 (1929)	A. Filippov, W. Prokofjew	<i>d</i>	Na
23.	Z. Phys., 56, 503 (1929)	W. Ende	<i>n</i>	Ne
24.	Z. Phys., 56, 604 (1929)	H. Kopfermann, W. Tietze	<i>a</i>	Hg
25.	Z. Phys., 57, 787 (1929)	B. Trumphy	<i>n</i>	Li IV
26.	Z. Phys., 58, 255 (1929)	W. K. Prokofjew	<i>t</i>	Na
1930				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), 6, 905 (1930)	W. Hanle, W. Schaffer- nicht	<i>n</i>	Hg
2.	Diss. Utrecht (1930)	T. Bouma	<i>n</i>	Co, Ni
3.	Phys. Rev., (2) 35, 126 (1930)	C. E. Hesthal	<i>n</i>	Cr I, Cr II
4.	Phys. Rev., 35, 802 (1930)	O. U. Vonwiller	<i>n</i>	Tl
5.	Phys. Rev., 36, 679 (1930)	L. S. Ornstein, T. Bouma	<i>n</i>	Co, Ni
6.	Phys. Rev., 35, 126 (1930)	H. N. Swenson	<i>n</i>	Ne
7.	Phys. Rev., 35, 229 (1930)	J. H. Bartlett	<i>t</i>	
8.	Phys. Rev., 43, 177 (1930)	R. T. Macdonald, G. K. Rollefston	<i>n</i>	Hg
9.	Proc. Amsterdam, 33, 473 (1930)	L. S. Ornstein, J. F. Custers	<i>n</i>	Hg
10.	Pro. Phys. Math. Soc. Japan, Ser. 12, 93 (1930)	T. Muto	<i>t</i>	Cs
11.	Z. Elektrochem., 36, 631 (1930)	R. Ladenburg		Cd, Hg
12.	Z. Phys., 59, 680 (1930)	E. Fermi	<i>t</i>	Na, K, Rb, Cs
13.	Z. Phys., 61, 54 (1930)	B. Trumphy	<i>t</i>	Li, Na
14.	Z. Phys., 61, 660 (1930)	S. Sambursky	<i>t</i>	Na, K, Rb, Cs
15.	Z. Phys., 62, 106 (1930)	W. Schaffernicht	<i>n</i>	Hg
16.	Z. Phys., 63, 198 (1930)	R. Minkowski, W. Mühlen- bruch	<i>m</i>	Cs
17.	Z. Phys., 63, 616 (1930)	R. Ladenburg, G. Wolf- sohn	<i>d</i>	Hg
18.	Z. Phys., 63, 634 (1930)	G. Wolfsohn	<i>d</i>	Hg
19.	Z. Phys., 64, 657 (1930)	L. S. Ornstein, D. Ver- meulen	<i>n</i>	Cu
20.	Z. Phys., 64, 682 (1930)	W. Schütz	<i>n</i>	Cs

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
21.	Z. Phys., 65, 167 (1930)	H. Kopfermann, R. Ladenburg	<i>d</i>	Ne
22.	Z. Phys., 65, 207 (1930)	R. Ladenburg, G. Wolfsohn	<i>d</i>	Hg
23.	Z. Phys., 66, 490 (1930)	L. S. Ornstein, D. Vermeulen	<i>n</i>	Cu
24.	Z. Phys., 66, 491 (1930)	W. A. M. Dekkers, A. A. Kruithof	<i>n</i>	Co, Ni
25.	Z. Phys., 66, 720 (1930)	B. Trumpy	<i>t</i>	Li
1931				
1.	Diss. Hamburg	W. Mühlenbruch	<i>n</i>	Cs
2.	Nature, 128, 188 (1931)	A. Rasmussen, H. Swenson	<i>n</i>	Ne, Kr, Xe
3.	Naturwissenschaften, 19, 826 (1931)	W. Zehden	<i>a</i>	Na
4.	Phys. Rev., 37, 344 (1931)	R. S. Seward	<i>n</i>	Mn I, Mn II
5.	Phys. Rev., (2) 37, 821 (1931)	M. J. E. Golay	<i>n</i>	Hg
6.	Phys. Rev., (2) 37, 1021 (1931)	E. D. Mc. Alister	<i>n</i>	Hg
7.	Phys. Rev., 37, 1021 (1931)	D. R. White	<i>n</i>	Hg
8.	Phys. Rev., 37, 1559 (1931)	R. C. Gibbs, P. G. Kruger		He
9.	Phys. Rev., 37, 1686 (1931)	P. H. Garrett, H. W. Webb	τ	Hg
10.	Phys. Rev., 37, 1702 (1931)	G. R. Harrison, M. H. Johnson	<i>o</i>	
11.	Phys. Rev., 38, 757 (1931)	G. R. Harrison, M. H. Johnson	<i>to</i>	
12.	Proc. Amsterdam, 34, 339 (1931)	L. S. Ornstein, S. Sambursky	<i>n</i>	Au
13.	Z. Phys., 67, 169 (1931)	R. Frisch, P. Pringsheim	<i>n</i>	Hg
14.	Z. Phys., 67, 292 (1931)	W. Ende	<i>n</i>	Hg
15.	Z. Phys., 67, 470 (1931)	K. Larché	<i>n</i>	Cd, Hg, Zn
16.	Z. Phys., 68, 824 (1931)	W. B. Nottingham	<i>n</i>	Cu
17.	Z. Phys., 69, 526 (1931)	A. Filippov	<i>d</i>	Li
18.	Z. Phys., 71, 720 (1931)	B. Trumpy	<i>n</i>	Li, Na
19.	Z. Phys., 70, 564 (1931)	L. S. Ornstein, D. Vermeulen	<i>n</i>	Cu
20.	Z. Phys., 72, 442 (1931)	W. Zehden, M. W. Zemansky	<i>a</i>	Hg
21.	Z. Phys., 72, 578 (1931)	S. Lévy	<i>d</i>	He
22.	Z. Phys., 72, 587 (1931)	M. W. Zemansky	<i>a</i>	Cd
23.	Z. Phys., 72, 697 (1931)	R. Ladenburg, E. Thiele	<i>m</i>	Na
24.	Z. Phys., 72, 715 (1931)	W. Elenbaas	<i>n</i>	Ne
25.	Z. eksper. teor. Fiz., 1, 111 (1931)	W. K. Prokofjew		Ca
1932				
1.	Diss. Utrecht	E. F. M. v. der Held	<i>n</i>	Na
2.	Phys. Rev., 39, 549 (1932)	S. A. Korff	<i>se</i>	Na
3.	Phys. Rev., 39, 576 (1932)	H. D. Koenig, A. Ellett	τ	Cd

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
4.	Phys. Rev., 39, 802 (1932)	S. E. Williams, J. Herlihy	<i>n</i>	Tl
5.	Phys. Rev., 40, 779 (1932)	P. H. Garrett	τ	Hg
6.	Phys. Rev., 40, 974 (1932)	C. W. Ufford	<i>n</i>	Ti
7.	Phys. Rev., 41, 443 (1932)	H. C. Wolfe	<i>t</i>	Zn
8.	Phys. Rev., 42, 632 (1932)	J. P. Vinti	<i>d a t</i>	He
9.	Rev. mod. Phys., 4, 471 (1932)	S. A. Korff, G. Breit	<i>d o</i>	H, He I, Li, Na, K, Rb, Cs, Zn, Cd, Hg, Ca, Sr, Ba, Tl
10.	Z. Phys., 77, 459 (1932)	E. F. M. v. der Held, L. S. Ornstein	<i>n</i>	Na
11.	Z. Phys., 78, 412 (1932)	O. Thieme	<i>n</i>	Hg
12.	Z. Phys., 79, 731 (1932)	W. Kast	<i>n</i>	Sr
13.	Z. Sov. Phys., 1, 189 (1932)	A. Filippov		Zn
14.	Z. Sov. Phys., 1, 289 (1932)	A. Filippov	<i>d</i>	Zn, Cd
15.	Z. Sov. Phys., 1, 299 (1932)	A. Filippov, N. Krem- newski	<i>d</i>	Ca
16.	Trudy G. O. I., 7, 65 (1932)	A. Filippov		Cs
17.	Trudy G. O. I., Nr 85 (1932)	A. Filippov		Li
18.	„Objektive Spektralphoto- metrie“ (Braunschweig (1932)	L. S. Ornstein, W. J. H. Moll, H. C. Burger	<i>n o</i>	Zn, Hg
1933				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), (5) 17, 781 (1933)	H. J. Hübner	<i>n</i>	Rb, Cs
2.	Handb. Phys., 24, 1 (1933)	H. Bethe	<i>o</i>	H
3.	Nature, 131, 365 (1933)	R. Payne-Scott	<i>n</i>	Ga, In
4.	Physica, 1, 28 (1933)	W. de Groot	<i>t</i>	Na
5.	Physica, 1, 518 (1933)	F. J. Chamuleau	<i>n</i>	Ca, Sr, Ba
6.	Phys. Rev., 43, 258 (1933)	J. A. Wheeler	<i>t</i>	He
7.	Phys. Rev., 44, 524 (1933)	J. P. Vinti	<i>t</i>	He
8.	Phys. Rev., 44, 753 (1933)	H. E. White, A. Y. Eliassen	<i>t</i>	
9.	Phys. Z., 34, 278 (1933)	H. Kohn, H. J. Hubner	<i>n</i>	Rb, Cs
10.	Proc. Amsterdam, 36, 71 (1933)	J. L. Verhaeghe	<i>n</i>	Cd
11.	Proc. Roy. Soc. A 142, 286 (1933)	G. O. Langstroth	<i>n</i>	Ba
12.	Rev. mod. Phys., 5, 241 (1933)	R. Ladenburg	<i>d o</i>	
13.	Z. Phys., 80, 414 (1933)	W. Kast	<i>n</i>	Sr
14.	Z. Phys., 83, 234 (1933)	G. Wolfsohn	<i>d</i>	Zn, Cd, Hg, Ca, Sr, Ba
15.	Z. Phys., 85, 565 (1933)	L. S. Ornstein, J. Key	<i>n</i>	Na
16.	Z. Phys., 85, 647 (1933)	A. Filippov, W. K. Pro- kofjew	<i>d</i>	Tl
17.	Z. Sov. Phys. 5, 1 (1933)	A. Filippov	<i>d</i>	K

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
1934				
1.	Diss. Utrecht (1934)	D. Tch. J. Herst		
2.	Diss. Utrecht (1934)	F. J. Chamuleau	<i>n</i>	Ca, Sr, Ba
3.	Helv. phys. Acta, 7, 505 (1934)	Billeter		Zn
4.	Helv. phys. Acta, 7, 813 (1934)	F. Müller		Ga
5.	Month. Notic., 94, 458 (1934)	J. F. Heard	<i>a</i>	K
6.	Nature, 133, 328 (1934)	K. R. Rao, S. Gopala Krishnamurti	<i>n</i>	Se II
7.	Physica, 1, 945 (1934)	L. S. Ornstein, J. Key	<i>n</i>	Na, K, Rb, Cs
8.	Phys. Rev., 46, 53 (1934)	A. C. G. Mitchell, E. J. Murphy	τ	Hg
9.	Phys. Z. d. Sow., 5, 1 (1934)	A. Filippov	<i>d</i>	K
10.	Proc. Amsterd., 37, 16 (1934)	J. Piérand	<i>n</i>	Fe
11.	Proc. Roy. Acad. Amsterd., 34, 764 (1934)	L. S. Ornstein, H. Brinkman, D. Vermeulen		
12.	Proc. Roy. Soc., A 143, 472 (1934)	H. J. J. Braddick, R. W. Ditchburn	<i>a</i>	Cs
13.	Res. Radiat. and Excited Atoms (1934)	A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky	<i>o</i>	Mg
14.	Z. Phys., 88, 461 (1934)	R. Ladenburg, S. Lévy	<i>d</i>	Ne
15.	Z. Phys., 89, 744 (1934)	V. Voek	<i>t</i>	Na
16.	Z. Phys., 91, 1 (1934)	H. Körwien	<i>t</i>	He
17.	Ž. eksper. teor. Fiz., 4, 31 (1934)	W. K. Prokofjew, A. N. Filippov		
18.	Ž. eksper. teor. Fiz., 4, 359 (1934)	W. K. Prokofjew, G. Sztandel		Cs
1935				
1.	Astrophys. J., 82, 1 (1935)	L. Goldberg	<i>t o</i>	
2.	Astrophys. J., 82, 377 (1935)	R. B. King, A. S. King	<i>a</i>	Fe
3.	Diss. Utrecht (1935)	H. van Driel	<i>n</i>	Ni
4.	Month. Notic., 96, 145 (1935)	C. W. Allen		Fe
5.	Monthly Roy. Astr., 96, 77 (1935)	D. H. Menzel, Ch. L. Pekeris	<i>t</i>	H
6.	Physica, 2, 71 (1935)	E. F. M. van d. Held, J. H. Heierman	<i>n</i>	K
7.	Physica, 2, 541 (1935)	L. S. Ornstein, H. Lindeman, J. A. Vreeswijk	<i>n</i>	H
8.	Phys. Rev., 47, 295 (1935)	G. H. Shortley	<i>t</i>	Ne
9.	Phys. Rev., 47, 926 (1935)	J. S. W. Allen, C. E. Hesthal	<i>n</i>	Cr I, Cr II

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
10.	Phys. Rev., 48 , 807 (1935)	P. Rudnick	<i>t</i>	H
11.	Proc. Phys. Soc. [London], 47 , 432 (1935)	P. C. Maddock	<i>n</i>	Hg
12.	Proc. Roy. Soc., A 150 , 478 (1935)	H. J. J. Braddick, R. W. Ditchburn	<i>a</i>	Cs
13.	Z. Astrophys., 10 , 344 (1935)	G. Righini	<i>n</i>	Na
14.	Proc. Roy. Soc., A 150 , 9 (1935)	D. R. Hartree, W. Hartree	<i>t</i>	Be
15.	Z. Phys., 95 , 669 (1935)	A. Steinhäuser	<i>t</i>	Ca
16.	Z. Sov. Phys., 8 , 547 (1935)	V. Fock, M. J. Petrashen	<i>t</i>	Li, Na
17.	Ž. eksper. teor. Fiz., 5 , 426 (1935)	G. S. Kwater		Tl
1936				
1.	Astrophys. J., 83 , 29 (1936)	H. N. Russel	<i>t</i>	
2.	Astrophys. J., 84 , 11 (1936)	L. Goldberg	<i>t o</i>	
3.	Diss. Utrecht (1936)	D. van Lingen	<i>n</i>	Cu
4.	Physica, 3 , 31 (1936)	E. F. M. van d. Held J. H. Heierman	<i>n</i>	K
5.	Physica, 3 , 341 (1936)	P. A. Coénen, H. A. Kramers	<i>t</i>	K
6.	Physica, 3 , 977 (1936)	D. van Lingen	<i>n</i>	Cu
7.	Proc. Roy. Soc., A 154 , 588 (1936)	D. R. Hartree, W. Hartree	<i>t</i>	Be
8.	Z. Phys., 96 , 300 (1936)	A. Steinhäuser	<i>τ</i>	Ca
1937				
1.	Astrophys. J., 85 , 40 (1937)	D. H. Menzel, L. Goldberg	<i>t</i>	Fe
2.	Astrophys. J., 85 , 249 (1937)	C. W. Ufford	<i>t</i>	Ne
3.	Diss. Utrecht (1937)	J. Key	<i>n</i>	Li, Na, K, Rb, Cs
4.	Diss. Utrecht (1937)	H. Brinkman		
5.	Diss. Utrecht (1937)	W. R. Vijveberg		
6.	Diss. Utrecht (1937)	G. H. Reman		
7.	Diss. Utrecht (1937)	J. M. W. Milatz		
8.	Diss. Utrecht (1937)	H. Heierman		
9.	Diss. Utrecht (1937)	P. J. Haringhuien		
10.	Physica, 4 , 730 (1937)	H. C. Burger, J. B. van Milaan, L. S. Ornstein	<i>n</i>	He
11.	Physica, 4 , 757 (1937)	E. Katz, L. S. Ornstein	<i>n</i>	Ca
12.	Phys. Rev., 51 , 1020 (1937)	R. B. King, A. S. King	<i>a</i>	Ti, Fe
13.	Phys. Z. d. Sowjetun., 11 , 390 (1937)	I. L. Fabelinsky	<i>n</i>	Hg
14.	Z. Phys., 106 , 395 (1937)	E. A. Hylleraas	<i>t</i>	He
15.	Z. Phys., 107 , 362 (1937)	M. Garbuny	<i>a</i>	Ne
1938				
1.	Astrophys J., 87 , 81 (1938)	D. Menzel, J. Baker, L. Goldberg	<i>t</i>	Fe

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
2.	Astrophys. J., 87 , 109 (1938)	R. B. King, A. S. King	<i>a</i>	Ti, Fe
3.	Helv. phys. Acta, 11 , 562 (1938)	J. Ausländer	<i>a</i>	Zn
4.	Physica, 5 , 145 (1938)	L. S. Ornstein, J. P. A. Hengstum, H. Brinkman	<i>n</i>	Cd
5.	Physica, 5 , 777 (1938)	R. C. Mason	<i>n</i>	Zn, Ba II
6.	Proc. Roy. Soc., A 164 , 167 (1938)	D. R. Hartree, W. Hartree	<i>t</i>	Ca II
7.	Wiss. Naturm. Tijdsen, 9 , 60 (1938)	D. Bossart	<i>n</i>	Ag, Zn, Ba II, Mo
8.	Ż. eksper. teor. Fiz., 8 , 176 (1938)	E. F. Chromowa		
1939				
1.	Ann. Phys. (Leipzig), 35 , 533 (1939)	M. Beutell	<i>n</i>	Cs
2.	Astrophys. J., 90 , 414 (1939)	L. Goldberg	<i>t</i>	He
3.	Phil. Trans., A 238 , 229 (1939)	D. R. Hartree, W. Hartree, B. Swirles	<i>t</i>	O II
4.	Phys. Rev., 56 , 464 (1939)	G. W. King, J. H. van Fleck	<i>t</i>	Zn, Cd, Hg, Ca, Sr, Ba
5.	Roy Astr. Soc. Mn., 100 , 10 (1939)	C. W. Allen		Na
1940				
1.	Astrophys. J., 91 , 488 (1940)	R. B. King, D. C. Stockbarger	<i>a</i>	Cu, Cd
2.	Proc. Math. Phys. Soc. Jap., 22 , 60 i 589 (1940)	Yamanouchi, Kotani	<i>t</i>	O *
3.	Physica, 7 , 13 (1940)	H. C. Burger, H. P. van Cittert	<i>n</i>	He
4.	Physica, 7 , 361 (1940)	K. H. Schwartz	<i>n</i>	K
5.	Phys. Rev., 58 , 1007 (1940)	P. J. Rubenstein	<i>t</i>	Mg
6.	Publ. Kopenhagen Obs., 124 , (1940)	M. Rudkjobing	<i>a</i>	Na
7.	Ż. eksper. teor. Fiz., 10 , 723 (1940)	W. A. Fock, M. G. Wiesielow, M. I. Pietraszeń	<i>t</i>	
8.	Ż. eksper. teor. Fiz., 10 , 857 (1940)	M. G. Wiesielow, M. I. Pietraszeń, M. I. Kriczagina	<i>t</i>	
1941				
1.	Astrophys. J., 93 , 244 (1941)	L. Goldberg	<i>t</i>	He
2.	Astrophys. J., 94 , 27 (1941)	R. B. King	<i>a</i>	Ti II

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
3.	J. Phys. USSR, 5, 319 (1941)	D. S. Roszdestwenski, N. P. Penkin	<i>d</i>	
4.	Izw. Akad. Nauk SSSR, Ser. fiz., 5, 635 (1941)	D. S. Roszdestwenski, N. P. Penkin	<i>d</i>	
5.	Diss. Utrecht (1941)	J. A. H. Kersten	<i>n</i>	Mg
6.	Diss. Utrecht (1941)	J. W. Schouten	<i>n</i>	Hg
7.	Diss. Utrecht (1941)	J. P. M. Woudenberg	<i>a</i>	
8.	Physica, 8, 871 (1941)	J. P. M. Woudenberg, J. M. W. Milatz	<i>a</i>	He
9.	Physica, 8, 1124 (1941)	J. A. H. Kersten, L. S. Ornstein	<i>n</i>	Mg
10.	Proc. Roy. Soc., A 177, 329 (1941)	D. R. Bates, H. S. W. Massey	<i>t</i>	Ca I, Ca II
11.	Proc. Roy. Soc., A 177, 329 (1941)	D. R. Hartree, W. Hartree	<i>t</i>	Ca
12.	Ż. eksper. teor. Fiz., 11, 421 (1941)	G. S. Kwater	<i>d</i>	Ga
1942				
1.	Astrophys. J., 95, 78 (1942)	R. B. King	<i>a</i>	Fe
2.	Astrophys. J., 96, 295 (1942)	R. R. Dempster	<i>t</i>	Na
3.	Ec. Norm. Sup. Par. Lab. Phys. Nr 1, (1942)	Bruck		Zn
4.	Diss. Utrecht (1942)	J. W. Schuttevaer	<i>n</i>	Cu, Zn, Sr
5.	Proc. Math. Phys. Soc. Jap., 24, 351 (1942)	Yamanouchi, Kotani	<i>t</i>	O
1943				
1.	Diss. Utrecht (1943)	L. H. M. van Stekelenburg	<i>n</i>	Ti
2.	Diss. Utrecht (1943)	A. M. Kruithof	<i>n</i>	Ba I, Ba II
3.	Physica, 10, 493 (1943)	A. M. Kruithof	<i>n</i>	Ba I, Ba II
4.	Physica, 10, 502 (1943)	J. W. Schuttevaer, J. A. Smit	<i>n</i>	Zn
5.	Physica, 10, 544 (1943)	J. W. Schuttevaer, M. J. de Bont, T. van d. Broek	<i>n</i>	Cd, Ca, Sr
6.	Physica, 10, 661 (1943)	J. W. Schouten, J. A. Smit	<i>n</i>	Hg
7.	Physica, 10, 672 (1943)	J. W. Schouten	<i>n</i>	Hg
8.	Proc. Roy. Soc., A 181, 386 (1943)	R. W. Ditchburn, J. Tunstead, J. G. Yates	<i>a</i>	K
9.	Z. Astrophys., 22, 157 (1943)	L. Biermann	<i>t</i>	Na, K, Mg II
10.	Ż. eksper. teor. Fiz., 13, 131 (1943)	N. N. Sobolew		Fe
1944				
1.	Phys. Rev., 66, 77 (1944)	H. W. Webb, H. A. Mesinger	<i>τ</i>	Cd

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
1945				
1.	Atmosph. Conference str. 747 (1945)	Davis		Cr
2.	Diss. Utrecht (1945)	H. J. van d. Bold	<i>n</i>	Cu
3.	Izw. Akad. Nauk SSSR, Ser. fiz., 9, 236 (1945)	G. S. Kvater	<i>d</i>	Na
4.	Proc. Indiana Stellar	R. B. King, P. Routhly		
1946				
1.	C. Acad. Sci. Paris, 222, 654 '1946)	G. Dupuy	<i>t</i>	Na
2.	Diss. Utrecht (1946)	P. G. Voorhoeve	<i>n</i>	Al
3.	Diss. Utrecht (1946)	H. P. Reindl	<i>n</i>	Ba II
4.	Month. Notic. Astr. Soc., 106, 432 (1946)	D. R. Bates	<i>t</i>	Li, Ca
5.	Nachr. Akad. Wiss. Gött. math.-phys. Kl. II a, str. 116, (1946)	L. Biermann	<i>t</i>	
1947				
1.	Astrophys. J., 105, 376 (1947)	R. B. King	<i>a</i>	V
2.	Izw. Akad. Nauk SSSR, Ser. fiz., 11, 217 (1947)	N. P. Penkin	<i>d</i>	Ba, Cr
3.	Month. Notic. Roy. Astr. Soc., 107, 117 (1947)	H. H. Plaskett	<i>to</i>	
4.	Nachr. Akad. Wiss. Göttingen Kl. str. 12 (1947)	L. Biermann	<i>t</i>	Mg II, Si II
5.	Proc. Roy. Soc., A 188, 350 (1947)	D. R. Bates	<i>t</i>	K
6.	Publ. Kopenhagen Obs., Nr 145, (1947)	M. Rudkjobing	<i>o</i>	Si IV
7.	Veröff. Göttingen, Nr 86 (1947)	L. Biermann, K. Lübeck	<i>t</i>	Na, K, Al, Si II
8.	Veröff. Göttingen, 5, Nr 87, 249 (1947)	L. Biermann	<i>t</i>	Mg II, Si II
9.	Vestnik. Uniw. Leningrad, 2, 135 (1947)	G. S. Kvater	<i>d</i>	Na, Tl
10.	Z. Phys., 124, 121 (1947)	W. Paul	ef. Starka	Na
11.	Ž. eksper. teor. Fiz., 17, 355 (1947)	N. P. Penkin	<i>d</i>	Cr
12.	Ž. eksper. teor. Fiz., 17, 1114 (1947)	N. P. Penkin	<i>d</i>	Ba II
1948				
1.	Ark. Mat. Astr. Fys., 36, A. 3 (1948)	L. Huldt	<i>t</i>	Cu
2.	Astrophys. J., 107, 383 (1948)	D. R. Bates, A. Damgaard	<i>t</i>	Si II, O II
3.	Astrophys. J., 108, 87 (1948)	R. B. King	<i>a</i>	Ni
4.	Astrophys. J., 108, 326 (1948)	W. M. Gottschalk	<i>t</i>	Fe

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
5.	Astrophys. J., 108 , 354 (1948)	Su Shu Huang	<i>t</i>	He
6.	Diss. London (1948)	B. Mishra	<i>t</i>	K
7.	Physica, 14 , 189 (1948)	L. H. M. van Stekelenburg, J. A. Smit	<i>n</i>	Ti I, Ti II
8.	Z. Astrophys., 25 , 325 (1948)	L. Biermann, K. Lübeck	<i>t</i>	Na, K, Mg II, Al, C II, Si II
1949				
1.	Astrophys. J., 109 , 42 (1949)	L. H. Aller, C. W. Ufford, J. H. van Vleck		O II
2.	Astrophys. J., 109 , 289 (1949)	L. C. Green	<i>t</i>	Ca II
3.	Indian J. Phys., 23 , 19 (1949)	K. C. Kar, S. Sengupta	<i>to</i>	
4.	Izw. G. A. O., 18 , 47 (1949)	O. A. Mielnikow		
5.	Phil. Trans. Roy. Soc. Canada, A 242 , 101 (1949)	D. R. Bates, A. Damgaard	<i>to</i>	
6.	Phys. Rev., 76 , 962 (1949)	W. W. Carter	<i>n</i>	Fe
7.	Phys. Rev., 75 , 1844 (1949)	H. R. Kratz	<i>a</i>	K, Rb, Cs
8.	Publ. A. S. P., 61 , 181 (1949)	P. Swings, P. D. Jose		
9.	Z. Astrophys., 26 , 23 (1949)	L. Biermann, E. Trefftz	<i>t</i>	Mg
10.	Z. Astrophys., 26 , 43 (1949)	L. Biermann, K. Lübeck	<i>t</i>	Mg II, Si II
11.	Z. Astrophys., 26 , 67 (1949)	E. Trefftz	<i>t</i>	Mg
12.	Z. Astrophys., 26 , 213 (1949)	L. Biermann, E. Trefftz	<i>t</i>	Mg
13.	Z. Astrophys., 26 , 240 (1949)	E. Trefftz	<i>t</i>	Mg II, Si II
14.	Z. Phys., 126 , 440 (1949)	G. Wessel	<i>a</i>	Ba
15.	Ž. eksper. teor. Fiz., 19 , 25 (1949)	N. N. Sobolew		Fe
16.	Ž. eksper. teor. Fiz., 19 , 447 (1949)	E. W. Zagorianskaja	<i>n</i>	Cr II
17.	Ž. eksper. teor. Fiz., 19 , 959 (1949)	M. G. Wiesielow	<i>t</i>	Li
1950				
1.	Astrophys. J., 111 , 580 (1950)	C. W. Ufford, R. M. Gil- mour	<i>t</i>	N
2.	Astrophys. J., 111 , 582 (1950)	L. C. Green, N. E. Weber	<i>t</i>	Ca II
3.	Astrophys. J., 111 , 587 (1950)	L. C. Green, N. E. Weber	<i>t</i>	Ca II
4.	Nature, 165 , 723 (1950)	R. W. Ditchburn, P. J. Jutsum	<i>a</i>	Na
5.	Thesis Utrecht (1950)	J. A. Smit		Fe
6.	Z. Astrophys., 28 , 67 (1950)	E. Trefftz	<i>t</i>	Mg
1951				
1.	Astrophys. J., 113 , 684 (1951)	F. B. Estabrook	<i>a</i>	Cr, Ni
2.	Astrophys. J., 113 , 690 (1951)	L. C. Green, N. E. Weber, E. Krawitz	<i>t</i>	Ca
3.	Berichtigung, 130 , 100 (1951)	G. Wessel	<i>a</i>	Ba
4.	Izw. Akad. Nauk SSSR, (1951)	D. S. Roszdestwenski, N. P. Penkin	<i>d</i>	Cd, Tl, Cr

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
5.	J. Opt. Soc. Amer., 41 , 315 (1951)	A. J. Hill, R. B. King	<i>a</i>	Cr
6.	Month. Notic. Roy. Soc., 111 , 115 (1951)	R. H. Garstang	<i>t</i>	Ne III, Ne V, C I, N II, O, O III
7.	Nature, 167 , 156 (1951)	G. Stephenson	<i>a</i>	Li
8.	Proc. Phys. Soc., A 64 , 458 (1951)	G. Stephenson	<i>m</i>	Na, K, Rb, Tl
9.	Publ. Astr. Soc. Jap., 2 , 150 (1951)	S. Obi	<i>t</i>	O III, Ne V
10.	Z. Phys., 130 , 100 (1951)	H. Kopfermann, G. Wessel	<i>a</i>	Fe
11.	Z. Astrophys., 29 , 287 (1951)	E. Trefftz	<i>t</i>	Mg, Ca
1952				
1.	Ark. Fys., 5 , 91 (1952)	L. Huldt, A. Lagerqvist	<i>n</i>	Cr, Mn
2.	Astrophys. J., 115 , 206 (1952)	J. P. Wild	<i>r</i>	H
3.	Astrophys. J., 115 , 506 (1952)	R. H. Garstang	<i>t</i>	N, O II, S
4.	Astrophys. J., 115 , 571 (1952)	F. B. Estabrook	<i>a</i>	Cr
5.	C. R. Acad. Sci Paris, 234 , 233 (1952)	P. Bertier		Na
6.	Izw. Pułk. Obserw., 19 , Nr 2, 81 (1952)	L. A. Mitrofanowa	<i>o</i>	Fe
7.	J. Opt. Soc. Amer., 42 , 142 (1952)	L. Huldt, A. Lagerqvist	<i>n</i>	Cr, Mn
8.	J. Opt. Soc. Amer., 42 , 552 (1952)	D. S. Villars	<i>t</i>	K
9.	Więstnik L. G. U., Nr 9 , 137 (1952)	G. S. Kwater, T. G. Mejs-ster	<i>d</i>	Cs
10.	Z. Astrophys., 30 , 275 (1952)	E. Trefftz, L. Biermann	<i>t</i>	Ca II
11.	Ż. eksper. teor. Fiz., 23 , 357 (1952)	A. P. Jucis	<i>t</i>	
12.	Ż. eksper. teor. Fiz., 23 , 129 (1952)	A. P. Jucis	<i>t</i>	
1953				
1.	Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III, 1 , 52 (1953)	M. D. Kunisz	<i>n</i>	Zn
2.	J. Opt. Soc. Amer., 43 , 32 (1953)	K. Watanabe, E. Cy Inn	<i>t</i>	
3.	Phys. Rev., 91 , 436 (1953)	C. G. Matland	τ	Cd
4.	Proc. Phys. Soc. [London], A 66 , 304 (1953)	J. Tunstead	<i>a</i>	Li
5.	Proc. Phys. Soc. [London], A 66 , 655 (1953)	R. W. Ditchburn, G. V. Marr	<i>a</i>	Mg

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
6.	Proc. Roy. Soc., A 219, 89 (1953)	R. W. Ditchburn,		
7.	Z. Phys., 135, 13 (1953)	P. J. Jutsum, G. V. Marr H. Maecker	a n	Na C
1954				
1.	Conf. Stellar Atmosph. Indiana (1954)	Davis, Routhly, King		Cr
2.	Dokl. Akad. Nauk SSSR, 95, Nr 6, 1181 (1954)	G. P. Starcew	d	Cs
3.	J. Opt. Soc. Amer., 44, 402 (1954)	R. L. Heid, G. H. Dieke	n	Ni
4.	Month. Notic., 114, 118 (1954)	R. H. Garstang	t	Ne, ArII, OII, SII
5.	Proc. Roy. Soc., A 224, 83 (1954)	G. V. Marr	a	Tl
6.	Proc. Phys. Soc., A 67, 917 (1954)	A. L. Stewart	t	Li
7.	Proc. Phys. Soc. [London], A 67, 927 (1954)	M. J. Seaton	t	Ne
8.	Wiestn. Len. Uniw., 11, 113 (1954)	G. F. Parczewskij,		
9.	Thesis Utrecht (1954)	J. N. Penkin	d	
10.	Z. Phys., 138, 613 (1954)	P. J. Somers G. Jürgens	n	O
1955				
1.	Dokl. Akad. Nauk SSSR, 101, 453 (1955)	W. S. Fursow, M. N. Oganow, A. R. Striganow	se n	Cd
2.	Diss. Utrecht (1955)	J. P. A. van Hengstum		
3.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 19, 7 (1955)	W. W. Lebediewa, W. A. Fabrikant		Hg
4.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 19, 8 (1955)	G. F. Parczewskij, N. P. Penki	o	
5.	J. Opt. Soc. Amer., 45, 350 (1955)	R. B. King, B. R. Parnes, M. H. Davis, K. H. Olsen	a t	Co O
6.	Phys. Rev., 99, 1846 (1955)	R. F. Kingsbury	t	
7.	Wiestn. L. G. U., Nr 2, 135 (1955)	F. Janouch	t	
8.	Z. Phys., 143, 77 (1955)	G. Motschmann	n	N
9.	Z. Phys., 143, 392 (1955)	A. Eberhagen		Sr
10.	Ž. eksper. teor. Fiz., 28, 379 i 766 (1955)	G. F. Parczewskij, N. P. Penkin	d	Cu, Al

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
11.	Ż. eksper. teor. Fiz., 29, 449 (1955)	A. B. Bołotin, I. B. Levinson, L. I. Levin	<i>t</i>	C
1956				
1.	Izw. G. A. O, Nr 156, 126 (1956)	G. I. Goldberg		
2.	Optika i Spektr., 1, 290 (1956)	E. I. Nikonowa, W. K. Prokofjew	<i>d</i>	CaII, SrII, BaII, Al, Tl, Cr, Mo, Mn
3.	Optika i Spektr., 1, 601 (1956)	A. P. Jucis, K. K. Uszpa- lis, W. I. Kaweckis, I. B. Levinson	<i>t</i>	He, LiII, BeII
4.	Optika i Spektr., 1, 821 (1956)	J. I. Ostrowski, G. F. Par- czewskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Ti, Mn
5.	Optika i Spektr., 1, 833 (1956)	P. S. Kirejew	<i>n</i>	HeII, Cd
6.	Phys. Pays. Bas., 22, 86 (1956)	J. P. A. van Hengstum, J. A. Smit	<i>n</i>	Cd
7.	Proc. Roy. Soc. Amer., 234, 565 (1956)	S. Heron, R. W. P. Mc. Whirter, E. H. Rhode- rick	<i>τ</i>	He
8.	Z. Phys., 144, 343 (1956)	H. D. Engler	<i>a</i>	Pb
1957				
1.	Astron. J., 62, 7 (1957)	G. Bell	<i>o</i>	Cu, Mn, Fe
2.	C. Acad. Sci. (Paris), 244, 2785 (1957)	J. P. Barrat		Hg
3.	J. Phys. Radium, 18, 99 (1957)	M. A. Guiochon, J. E. Ble- mont, J. Brossel	<i>τ</i>	Hg
4.	Month. Notic. Roy. Astr. Soc., 117, 36 (1957)	C. W. Allen, A. S. Asaad	<i>n</i>	Ga, Si, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Ag, Co, Sn, Pb, Bi, Al
5.	Month. Notic. Roy. Astr. Soc., 117, 622 (1957)	C. W. Allen	<i>n</i>	Mg, Ca
6.	Optika i Spektr., 2, 673 (1957)	J. Ostrowski	<i>d</i>	Al
7.	Optika i Spektr., 3, 193 (1957)	J. I. Ostrowskij, N. P. Pen- kin	<i>d</i>	Cu
8.	Optika i Spektr., 3, 313 (1957)	Ł. A. Wajsztajn	<i>t</i>	Ca
9.	Optika i Spektr., 3, 391 (1957)	J. I. Ostrowskij, N. P. Pen- kin		Cr, Mn
10.	Optika i Spektr., 3, 397 (1957)	L. M. Biberman	<i>o</i>	
11.	Phys. Rev., 105, 559 (1957)	W. E. Lamb	mikrof.	He
12.	Z. Astrophys., 44, 1 (1957)	E. Trefftz, A. Schlüter, K. H. Dettmar, K. Jör- gens	<i>t</i>	He
13.	Z. Phys., 147, 99 (1957)	K. Ziöck		Fe

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
1958				
1.	Acta phys. Polon., 17, 365 (1958)	Z. Leś, H. Niewodniczański	n	Cd
2.	Acta phys. Polon., 17, 455 (1958)	M. D. Kunisz	n	In, Al
3.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 22, 671 (1958)	Ł. A. Wajnsztajn	t	In, Tl
4.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 22, 681 (1958)	J. M. Nagibina	s	CaII, Mn, Fe, MgII
5.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 22, 725 (1958)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin, Ł. N. Szabanowa	d	Mg, Ca, Sr, Ba, Ga, In
6.	Izw. Akad. Nauk SSSR, 22, 749 (1958)	J. B. Bersukier	t	Na
7.	<i>Materiały X Wsiesojuznogo Sowieszczanija po spektroskopii</i> , tom II Wyd. Lwowsk. Uniw. (1958) str. 56	N. P. Penkin	d	Cd
8.	<i>Materiały X Wsiesojuznogo Sowieszczanija po spektroskopii</i> , tom II Wyd. Lwowsk. Uniw. (1958) str. 89	Ł. A. Wajnsztajn	t	Na, Ca
9.	<i>Materiały X Wsiesojuznogo Sowieszczanija po spektroskopii</i> , tom II Wyd. Lwowsk. Uniw. (1958) str. 92	M. I. Pietraszeń, J. W. Abarenkow	t	
10.	<i>Materiały X Wsiesojuznogo Sowieszczanija po spektroskopii</i> , tom II Wyd. Lwowsk. Uniw. (1958) str. 316	J. I. Ostrowskij, G. F. Parczewskij, N. P. Penkin	d	Cr, Mn
11.	<i>Materiały X Wsiesojuznogo Sowieszczanija po spektroskopii</i> , tom II Wyd. Lwowsk. Uniw. (1958) str. 330	W. N. Kolesnikow, W. W. Bogdanowa	n	Cu, Al

Rok Nr	Czasopismo	Autor	Metoda *	Pierwiastek lub jon
12.	Dokł. Akad. Nauk SSSR, 120 , 66 (1958)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin, Ł. N. Szabanowa	<i>a d</i>	Mg, Ca, Sr, Ba, Ga, In
13.	Optika i Spektr., 4 , 6 (1958)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin		Ga, In
14.	Optika i Spektr., 4 , 430 (1958)	J. M. Nagibina		CaII, Mn, Fe
15.	Astrophys. J., 127 , 775 (1958)	G. D. Bell, M. H. Davis, R. B. King, P. M. Routly	<i>a</i>	Fe
16.	Optika i Spektr., 5 , 345 (1958)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Co
17.	Z. Astrophys., 44 , 259 (1958)	F. Mastrup, W. Wiese	<i>n</i>	NII, OII
18.	Z. Phys., 150 , 205 (1958)	G. Boldt	<i>a</i>	Mg
19.	Z. Phys., 151 , 114 (1958)	J. Richter	<i>n</i>	Cl
1959				
1.	J. Phys. Radium, 20 , 907 (1959)	H. van Regemorter	<i>o</i>	Ga
2.	Rev. Universelle Min. Met., 915 , 263 (1959)	M. D. Kunisz	<i>n</i>	Al, Ga, In, Tl
1960				
1.	Bull. Acad. Pol. Sci., 8 , 629 (1960)	W. Hanus	<i>t</i>	Al, In, Tl
2.	J. Phys. Radium, 6 , 527 (1960)	M. D. Kunisz, J. Séguier	<i>n</i>	He
3.	Optika i Spektr., 8 , 376 (1960)	W. K. Prokofjew, J. M. Nagibina, G. P. Pietrowa	<i>s</i>	Sn
4.	Optika i Spektr., Al 9 , 703 (1960)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Ba
1961				
1.	Acta phys. Polon., 20 , 633 (1961)	A. Kisiel, H. Niewodniczański	<i>n</i>	AlIII
2.	Acta phys. Polon., 20 , 701 (1961)	Z. Leś, H. Niewodniczański	<i>n</i>	Zn, Cd, Hg
3.	Optika i Spektr., 10 , 8 (1961)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	CaII, SrII, BaII
4.	Optika i Spektr., 10 , 429 (1961)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Ca
5.	Optika i Spektr., 11 , 3 (1961)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Na
6.	Optika i Spektr., 11 565 (1961)	J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin	<i>d</i>	Ca, Sr, Ba

Literatura

- [1] M. D. Kunisz, Post. Fiz., **12**, 197 (1961).
- [2] W. Hanus, Post. Fiz., **11**, 275 (1960).
- [3] M. D. Kunisz, H. Niewodniczański, Post. Fiz., **7**, 289 (1956).
- [4] E. U. Condon, G. H. Shortley, *Theory of Atomic Spectra*, Cambridge (1935).
- [5] U. Weingeroff, Z. Phys., **67**, 679 (1931).
- [6] S. E. Frisz, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. fiz., **14**, 711 (1950).
- [7] E. U. Condon, C. W. Ufford, Phys. Rev., **44**, 740 (1933).
- [8] G. H. Shortley, Proc. Nat. Acad. Sci., **20**, 591 (1934).
- [9] S. A. Korff, G. Breit, Rev. mod. Phys., **4**, 471 (1932).
- [10] H. Bethe, *Handbuch der Physik*, **24**, 1 kap. 3 (1933).
- [11] A. C. Mitchell, M. W. Zemansky, *Res. Radiation and Excited Atoms* (1934).
- [12] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer V. Berlin (1955).
- [13] H. v. Regemorter, J. Phys. Radium, **20**, 907 (1959).
- [14] L. Aller, *Handbook of Physics*, 7. 48 Mc. Graw Hill (1958).
- [15] Ł. A. Wajnsztajn, Trudy Fiz. Inst. im. P. N. Lebediewa **15**, 3 (1961).

Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej w Varennie — sierpień 1961

Międzynarodowa Szkoła Fizyki „Enrico Fermi“ została zorganizowana przez Włoskie Towarzystwo Fizyczne w r. 1953. Od tego czasu co roku w okresie letnim fizycy z całego świata zjeżdżają się do uroczej Villa Monastero w Varennie nad jeziorem Como, by wziąć udział w jednym z kilku kursów, z których każdy trwa dwa do trzech tygodni. Główną część kursu stanowią wykłady kilku najbardziej kompetentnych fizyków dotyczące zagadnienia będącego przedmiotem danego kursu. Poza tym odbywają się seminaria i nie kończące się dyskusje pomiędzy uczestnikami kursu. Wśród dotychczasowych wykładowców Szkoły znajdowali się najznakomitsi fizycy współcześni, wśród nich niezapomniany Enrico Fermi.

Wykłady każdego kursu do r. 1959 były publikowane w *Supplemento al Nuovo Cimento*, wykłady następnych kursów będą się ukazywały w *Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica „Enrico Fermi“*. Koszta Szkoły pokrywają częściowo uczestnicy, a częściowo Włoskie Towarzystwo Fizyczne oraz inne organizacje włoskie i zagraniczne.

Chcę tu omówić dwudziesty trzeci z kolei kurs poświęcony fizyce jądrowej, który trwał od 7 do 26 sierpnia 1961 r. Dyrektorem tego kursu był profesor V. F. Weisskopf, wykładowcami zaś G. Brown (Kopenhaga), A. de Shalit (MIT — USA), C. Levinson (Rehovoth — Izrael) oraz F. Villars (MIT — USA). Planowane wykłady T. Ericsona (CERN — Genewa) ograniczyły się w końcu do dwu, a to z powodu jego choroby. Przeciętna dla Varenny liczba około 40 studentów została tym razem wyraźnie przekroczona i osiągnęła rekordową liczbę 85. Podział tej liczby na poszczególne kraje wyglądał następująco: Włochy — 22, USA — 9, Rodezja — 1, Francja — 5, Jugosławia — 6, Austria — 3, Niemcy — 5, Brazylia — 2, Anglia — 3, Węgry — 3, Szwecja — 4, Szwajcaria — 2, Kanada — 1, Pakistan — 1, Indie — 1, Argentyna — 2, Portugalia — 1, Izrael — 3, ZSRR — 1, Finlandia — 1, Turcja — 1, Belgia — 1, Holandia — 2, Australia — 1, Afryka Płd. — 1, Norwegia — 1. Z Polski przyjechali trzej fizycy: Andrzej Hryniewicz (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie) oraz Zdzisław Szymański i Janusz Dąbrowski (Zakład Teorii Jądra Atomowego Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie).

Przegląd zagadnień poruszonych przez poszczególnych wykładowców zacznę od wykładów Lewinsona poświęconych osiągniętyemu ostatnio postępowi w modelu powłokowym. Kompletnie rachunki w ramach modelu powłokowego (diagonalizacja oddziaływania pomiędzy dwójkami nukleonów poza zamkniętymi powłokami) jest w praktyce możliwa tylko w przypadku jąder w pobliżu zamkniętych powłok. Sukcesy modelu kolektywnego sugerują jednak pewne fizycznie rozsądne aproksymacje, po wprowadzeniu których rachunki modelu powłokowego nawet dla wielu nukleonów poza zamkniętą powłoką stają się praktycznie wykonalne.

Zilustrujemy tę metodę zdeformowanych orbit na przykładzie dwu nukleonów na orbicie $2s$ $1d$ potencjału oscylatora harmonicznego (np. jądro ^{16}O — por. rys. 3). Rozpatrzmy funkcję falową „wewnętrzna“

$$\Phi_y(1, 2) = (y_s(1) + d(1))(y_s(2) + d(2)),$$

gdzie $s(i)$, $d(i)$ są funkcjami i -tego nukleonu w stanie $2s$, $1d$ oscylatora harmonicznego, zaś y jest parametrem mieszania, lub — co na jedno wychodzi — parametrem deformacji (każda z jednocząstkowych funkcji $y_s + d$ jest funkcją falową w osiowo zdeformowanym potencjale). Z uwagi na izotropię przestrzeni dokonujemy superpozycji funkcji Φ po wszystkich kierunkach przy pomocy operatora obrotu R z takim czynnikiem wagowym D^L , że w wyniku otrzymu-

jemy funkcję falową o określonym momencie pędu L :

$$\Psi_{\nu}^L(1, 2) = \int d\Omega D^L(\Omega) R(\Omega) \Phi_{\nu}(1, 2).$$



Rys. 1. Dyskusja na tarasie Villa Monastero. Na zdjęciu górnym profesor Weisskopf oraz z boku Stroke (MIT). Na zdjęciu dolnym Gerry Brown

Tak otrzymane funkcje falowe porównujemy z funkcjami falowymi modelu powłokowego, otrzymanymi z diagonalizacji oddziaływania pomiędzy dwoma nukleonami. Okazuje się, że im dłuższy zasięg tego oddziaływania τ_0 , tym mniejsza jest różnica pomiędzy funkcjami modelu powłokowego a funkcjami Ψ^L . A więc w granicznym przypadku dużych τ_0 funkcje falowe modelu powłokowego są identyczne z obracającymi się w przestrzeni wewnętrznymi funkcjami falowymi w zdeformowanym osiowo potencjale.



Rys. 2. Zbiorowa fotografia uczestników Szkoły

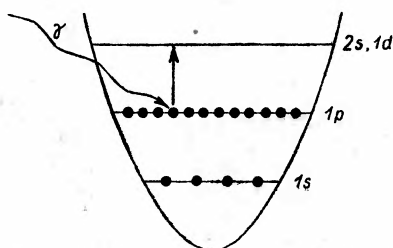
W przypadku skończonego zasięgu r_0 można uzyskać dokładną równość funkcji falowych modelu powłokowego z funkcjami Ψ^L , jeżeli dokonać wpieryw rozmycia deformacji potencjału jednocząstkowego, zastępując $\Phi_{\nu}(1, 2)$ przez:

$$\Phi_{\nu}(1, 2) \rightarrow \int dy A(y) \Phi_{\nu}(1, 2),$$

gdzie $A(y)$ spełniają równania typu wibracyjnego. W tym przypadku do obrotów w przestrzeni dochodzą więc wibracje funkcji wewnętrznych.

Ta „rotacyjno-wibracyjna“ metoda konstruowania funkcji falowych modelu powłokowego może być uogólniona na wypadek większej ilości nukleonów poza zamkniętą powłoką. Wymaga to dalszych upraszczających założeń oraz posiłkowania się klasyfikacją Elliotta (grupa SU3). Wyniki uzyskane tą metodą przez grupę Levinsona dla kilku pierwszych poziomów wzbudzonych jądra ^{20}Ne świadczą, że metoda ta znajduje praktyczne zastosowanie.

Wykłady Gerry Growna poświęcone były teorii kolektywnych oscylacji. Chociaż kolektywne oscylacje były obserwowane zarówno doświadczalnie, jak i przewidziane teoretycznie od wielu lat, to jednak istotny postęp w ich zrozumieniu, a w szczególności w ich powiązaniu



Rys. 3. Obraz powłokowy jądra ^{16}O

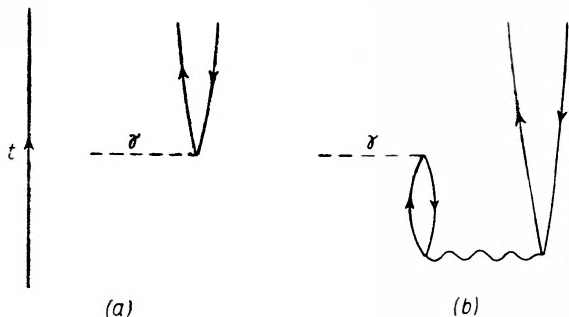
z wzbudzeniami jednocząstkowymi poczyniono dopiero w ostatnim roku lub dwóch, głównie dzięki pracom samego Browna. Prace te prawie wyłącznie dotyczą jąder o powłokach zamkniętych, w których najłatwiej jest wzbudzić poziomy o parzystości ujemnej (przeskok jednego nukleonu z najwyższej zapełnionej do najniższej niezapełnionej powłoki).

Najszlachetniej dotąd zbadany jest słynny poziom $1^-, T = 1$ ($T =$ spin izotopowy, pierwsza jedynka oznacza spin, znak minus parzystość ujemną), wzbudzany w zjawisku gigantycznego rezonansu dipolowego, polegającym na tym, że przekrój czynny na absorpcję kwantów gamma przez jądra atomowe wykazuje rezonans dla energii kwantów gamma rzędu 20 MeV. Wytłumaczenie tego zjawiska przez Wilkinsona przy pomocy przejść jednocząstkowych pomiędzy poziomami modelu powłokowego nie było zadowalające, bo dawało energię rezonansową około dwa razy mniejszą od obserwowanej. Rozwiązaniem trudności okazało się oddziaływanie „dziura—cząstka“. Mianowicie, jeżeli rozpatrywać najprostszyp przypadek jądra o powłoce zamkniętej (np. ^{16}O — zob. rys. 3), to po przejściu jednocząstkowym gamma mamy do czynienia nie z jądrem o jednym nukleonie poza powłoką zamkniętą, ale z jądrem o jednym nukleonie poza powłoką zamkniętą pozbawioną jednego nukleonu, czyli posiadającą „dziurę“. W odróżnieniu od jednego nukleonu poza powłoką zamkniętą mamy więc tu dodatkowe oddziaływanie „dziura—cząstka“, które powoduje rozszczepienie poziomów 2s, 1d. W szczególności powstaje jeden poziom przesunięty wysoko w górę do energii obserwowanego gigantycznego rezonansu, posiadający cechy poziomu wibracyjnego i zabierający prawie całe prawdopodobieństwo przejścia dipolowego gamma do pierwotnych poziomów jednocząstkowych 2s, 1d.

W podobny sposób można opisać inne stany wzbudzone jąder o zamkniętych powłokach, na przykład stan $3^-, T = 0$, osiągalny na drodze wzbudzeń elektrycznych oktopolowych. W tym przypadku ($T = 0$) w wyniku oddziaływania „dziura—cząstka“ stan wibracyjny jest obniżony w stosunku do stanów jednocząstkowych. Tu jednak okazuje się, że jednocześnie

z oddziaływaniem „dziura—cząstka” trzeba uwzględnić oddziaływania szcztatkowe w stanie podstawowym, które są źródłem korelacji w stanie podstawowym. Ich systematyczne uwzględnienie, podobnie z resztą jak i poprawne zapisanie oddziaływania „dziura—cząstka”, okazuje się szczególnie proste, jeżeli posługiwać się techniką funkcji Greena i grafów Feynmana, którym też Gerry Brown poświęcił sporą część swych wykładów. Na rys. 4 pokazane są dwa typowe grafy przedstawiające absorpcję kwantu gamma (linia falowa oznacza oddziaływanie szcztatkowe w stanie podstawowym, linie ciągle biegnące zgodnie ze zwrotem czasu t oznaczają propagację cząstek, linie zaś biegnące w przeciwnym kierunku oznaczają propagację dziur).

Uznając sukcesy teorii Browna nie można jednak przeoczyć dowolności w jego wyborze oddziaływań między nukleonami w jądrze i wyborze grafów uznanych przez niego za zaniechwalne. Porównując wykłady Levinsona i Browna należy zauważyć, że podczas gdy metoda Browna daje dobre wyniki (przynajmniej jak dotąd) w przypadku jąder o zamkniętych powłokach, to metoda Levinsona jest dostosowana do przypadku jąder o powłokach nie zapełnionych. Obie metody idą w kierunku mikroskopowej teorii modelu kolektywnego. Daleko im jednak jeszcze do jakiejś fundamentalnej teorii struktury jądra, skoro nie dyskutują wcale związku pomiędzy występującymi w obu metodach fenomenologicznymi efektywnymi oddziaływaniami nukleon-nukleon a siłami jądrowymi.



Rys. 4. Dwa sposoby absorpcji gamma. W (a) kwant gamma kreuje parę dziura-cząstka, zaś w (b) anihiluje parę dziura-cząstka obecną w stanie podstawowym w wyniku korelacji

Wykład Villarsa w stopniu większym niż pozostałe wykłady zmierzał do uporządkowania rzeczy znanych raczej niż do przedstawienia wyników całkiem nowych. Przedmiotem wykładu była metoda Hartree—Focka, czyli metoda pola samouzgodnionego.

Pierwsze wykłady poświęcone były elementarnemu i systematycznemu wprowadzeniu metod drugiej kwantyzacji do opisu układu A nukleonów. Metody te pozwalają na bardzo eleganckie wyprowadzenie równań pola samouzgodnionego, które, jak wiadomo, otrzymuje się z minimalizacji wartości oczekiwanej hamiltonianu przy użyciu jako funkcji wariacyjnej wyznacznika Slaterowskiego Φ_0 . Wypisanie zasady wariacyjnej jest znakomicie uproszczone dzięki twierdzeniu Thoulessa, które mówi, że dowolny wyznacznik Slaterowski Φ'_0 , nieortogonalny do Φ_0 , można zapisać w postaci

$$\Phi'_0 = \exp \left\{ \sum_{\sigma > A} \sum_{\mu \leq A} c_{\sigma\mu} a_{\sigma}^{\dagger} a_{\mu} \right\} \Phi_0,$$

gdzie a_{σ}^{\dagger} , a_{μ} są operatorami kreacji i anihilacji nukleonów w stanach jednocząstkowych wyznacznika Slaterowskiego Φ_0 , zaś $c_{\sigma\mu}$ są stałymi, przez dowolną zmianę których otrzymać można dowolne Φ'_0 . Przyporównanie do zera wyrazów liniowych w $c_{\sigma\mu}$ w Φ'_0 daje nam od razu równania Hartree—Focka.

Ten sposób można zastosować również w przypadku, gdy do zasady wariacyjnej dochodzi warunek uboczny, np. żądanie, by wartość oczekiwana którejś składowej całkowitego momentu pędu miała określoną wartość. Obliczenie wyrazów kwadratowych w $c_{\sigma\mu}$ ($c_{\sigma\mu}$ muszą być oczywiście tak dobrane, by był spełniony warunek uboczny) pozwala na obliczenie momentu

bezwładności. W ten sposób można łatwo prześledzić, jakie trzeba zrobić dodatkowe założenia, by otrzymać wzór Inglisa.

Uogólnieniem metody Hartree—Focka jest metoda Hartree—Focka zależna od czasu. W rozpatrywanym przez nas formalizmie polega ona na wprowadzeniu zależnych od czasu współczynników $c_{\alpha\mu}(t)$. Równania różniczkowe, jakie spełniać powinny współczynniki $c_{\alpha\mu}(t)$, pozwalają na wyznaczenie częstości ruchów kolektywnych. Istotny jest tu wpływ ruchu kolektywnego na pole samouzgodnione. Równania ruchu wibracyjnego okazują się tu równoważne równaniom uzyskanym na całkiem innej drodze przez Browna.

Oczywiście metoda Hartree—Focka wymaga modyfikacji, gdy siły między nukleonami są osobliwe. Gdy uwzględnimy rdzeń odpychający w siłach jądrowych, wszystkie występujące w metodzie Hartree—Focka elementy macierzowe oddziaływania nukleon-nukleon stają się nieskończone. Jak w tym przypadku należy postępować, pokazał już wiele lat temu Brueckner. Teorię Bruecknera można przedstawiać na wiele sposobów. Villars wybrał metodę polegającą na wyznaczeniu takiej transformacji unitarnej, że pod jej wpływem hamiltonian układu przechodzi w nowy hamiltonian o regularnym oddziaływaniu nukleon-nukleon, przy czym należy dopilnować, by wszystkie inne człony pojawiające się automatycznie w nowym hamiltonianie miały jak najmniejszy efekt. Trudno się właściwie zorientować w wyższości tego przedstawienia teorii Bruecknera.

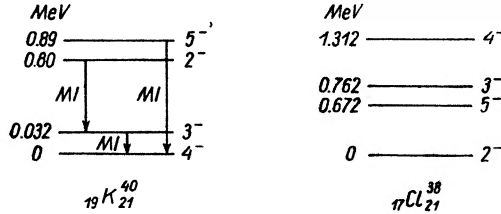
Jeżeli poza zamkniętą powłoką znajduje się parzysta liczba nukleonów, to istotny wpływ na niskoenergetyczną część widma mają siły *pairing*, będące źródłem przerwy energetycznej znanej w zjawisku nadprzewodnictwa. Stan podstawowy jest w tym przypadku wyraźnie lepiej aproksymowany przez funkcję typu Bardeena, Coopera, Schrieffera, zawierającą skorelowane pary nukleonów, niż przez funkcję slaterowską. Następujące rozmycie ostrej granicy Fermiego, pojawia się przerwa energetyczna. Teoria występujących tu zjawisk w przypadku jądrowym została opracowana po raz pierwszy przez Bielajewa. Okazuje się, że i tutaj twierdzenie Thoulessa pozwala na proste i przejrzyste wyprowadzenie znanych wyników Bielajewa.

Wykłady de Shalita odróżniały się od innych wykładów podejściem bardziej empiryczno-fenomenologicznym. Zaczął on od dyskusji sposobu, w jaki wyznaczamy w fizyce jądrowej funkcję falową Ψ jądra. Otóż używamy jakiejś cząstki próbnej o znanym oddziaływaniu z jądrem H_{int} i poprzez pomiar, np. przekroju czynnego, wyznaczamy elementy macierzowe oddziaływania H_{int} pomiędzy funkcjami falowymi Ψ oraz funkcjami falowymi cząstki próbnej. Stąd, mając do dyspozycji skończoną ilość pomiarów, nie da się jednoznacznie określić Ψ . Sytuacja jest trudniejsza, gdy H_{int} nie jest znane. Wtedy przy pomocy zmierzonych wielkości trzeba wyznaczyć jednocześnie Ψ oraz H_{int} . Zagadnienie jest tym trudniejsze, że ze względu na różne reguły wyboru, w owym „mierzonym“ elemencie macierzowym występuje tylko kawałek H_{int} . Ponadto przy dyskusji H_{int} oraz Ψ należy te dwie wielkości rozpatrywać łącznie, nie przypisując np. H_{int} absolutnego znaczenia. Jeżeli bowiem dokonąć jednoczesnej transformacji unitarnej $\Psi \rightarrow U\Psi$, $H_{int} \rightarrow UH_{int}U^{-1}$, to wyznaczany w eksperymencie element macierzowy nie ulegnie zmianie. Te wszystkie uwagi są oczywiście, jednakże właśnie dlatego często się o nich zapomina i warto je wobec tego od czasu do czasu powtórzyć.

Najlepszą ilustracją metody de Shalita są prace Pandya'i oraz Goldsteina i Talmiego o poziomach jąder ${}_{17}\text{Cl}_{21}^{38}$ i ${}_{19}\text{K}_{21}^{40}$. Przy założeniu sprzężenia jj jądro ${}_{17}\text{Cl}_{21}^{38}$ przedstawia się jako rdzeń S^{36} plus proton na orbicie $2d_{3/2}$ i neutron na orbicie $1f_{7/2}$. Ów neutron traktujemy jako cząstkę próbną, przy pomocy której badamy słuszność schematu jj . Cztery możliwe wzajemne orientacje orbit protonowej $2d_{3/2}$ i neutronowej $1f_{7/2}$ dają nam cztery poziomy energetyczne jądra ${}_{17}\text{Cl}_{21}^{38}$, których zmierzone położenie pozwala na wyznaczenie czterech „kawałków“ (multipoli) oddziaływania neutron—proton występujących w tym problemie. Jeżeli teraz przejdź do jądra ${}_{19}\text{K}_{21}^{40}$, to możemy je traktować jako rdzeń S^{36} plus dziura protonowa w podpowłoce $2d_{3/2}$ oraz ten sam neutron na orbicie $1f_{7/2}$. Z uwagi na symetrię cząstka—dziura, cztery multipole oddziaływania neutron—proton wyznaczone poprzednio wystarczają do obliczenia czterech analogicznych poziomów jądra ${}_{19}\text{K}_{21}^{40}$, których położenie zostało również zmierzone. Porównanie tych obliczonych i zmierzonych poziomów wypada bardzo

dobrze, co dowodzi, że schemat jj jest poprawny oraz że oddziaływanie zachodzi tylko między dwójkami nukleonów (co gwarantuje symetrię cząstka—dziura). Wnioski te nie są obciążone żadnymi założeniami o typie oddziaływania nukleon-nukleon. Co więcej, powyższe rozumowanie pozwoliło na otrzymanie wartości numerycznych czterech multipoli tego oddziaływania.

Takie samo podejście zastosował de Shalit do badania jądrowego dipolowego momentu magnetycznego $\vec{\mu}$, co stanowiło główny przedmiot jego wykładu. W ogólnej postaci można



Rys. 5. Niskoenergetyczne poziomy jąderek K^{40} i Cl^{38} . Są to owe cztery poziomy dyskutowane przez Pandya'e oraz Goldsteina i Talmiego

napisać:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A \vec{\mu}_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A \vec{\mu}_{ij} + \dots$$

Przede wszystkim należy odpowiedzieć na pytanie, czy $\vec{\mu}$ jest operatorem jednocząstkowym, czy też konieczne jest uwzględnienie członów wielocząstkowych $\vec{\mu}_{ij}, \dots$ W tym celu rozpatrzmy na przykład jądro K^{40} (zob. rys. 5) przy założeniu sprzężenia jj i zbadajmy konsekwencje założenia: $\vec{\mu} = \sum \vec{\mu}_i$. Mamy tu w sumie 7 momentów (4 statyczne i 3 momenty przejść). Ponieważ wszystkie stany należą do tej samej konfiguracji $(d_{3/2})^3(f_{7/2})_n$, przeto owe 7 momentów daje się wyrazić przez 2 momenty. Niestety, zmierzono dotychczas tylko dwie wielkości: $\mu(4^-)$ oraz $M1(3^- \rightarrow 4^-)$. Pozwalają one jedynie na wyznaczenie $\mu_p = 0.40 \pm 0.05$ oraz $\mu_n = -1.65 \pm 0.03$ (w jednostkach magnetonów jądrowych). Zanim z tego przypadku potrafimy wyciągnąć jakieś wnioski, musimy odczekać, aż zostaną zmierzone pozostałe momenty jądra K^{40} . W tej chwili możemy jedynie porównać μ_p z momentem magnetycznym jądra K^{39} , zaś μ_n z momentem magnetycznym jądra Ca^{41} . Z tych dwóch wielkości zmierzono dotychczas jedynie $\mu(\text{K}^{39}) = 0.391$, co jest w dobrej zgodzie z obliczonym μ_p . A więc raczej należy przypuszczać, że założenie $\mu_{ij} \cong 0$ jest słuszne.

Drugą wskazówką na to, że $\mu_{ij} \cong 0$, jest zastosowanie reguły wyboru zabraniającej przejścia $M1$ pomiędzy poziomami o różnym spinie całkowitym i o tej samej konfiguracji identycznych nukleonów. Ta reguła zachodzi tylko przy założeniu: $\vec{\mu} = \sum \vec{\mu}_i$. Została ona wielokrotnie potwierdzona doświadczalnie.

W sumie wnioskujemy, że $\vec{\mu} = \sum \vec{\mu}_i$ i powstaje następne pytanie, jaka jest struktura operatora $\vec{\mu}_i$? Czy jest ona taka sama, jak dla swobodnego nukleonu:

$$\vec{\mu} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s}$$

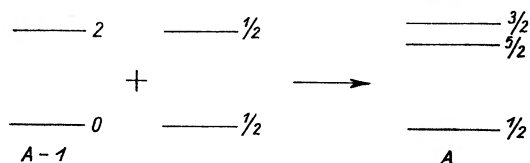
Wskazówką, że tak jest rzeczywiście, jest ogólna zgodność momentów statycznych z liniami Schmidta. Dalszą wskazówką jest tzw. zakaz Δl , wynikający z powyższej formy $\vec{\mu}$. Zakaz ten mówi, że nie ma przejść $M1$ pomiędzy stanami o różnej konfiguracji, jeżeli $\Delta l \neq 0$. Został on potwierdzony w wielu przypadkach. Tam, gdzie zakaz ten zawodzi (np. dla Hg^{199}) de Shalit sugeruje, że za wzbudzenie jądra odpowiedzialne jest wzbudzenie rdzenia, schematycznie zaznaczone na rys. 6.

Tak więc wiele danych empirycznych wskazuje na to, że

$$\vec{\mu} = \sum (g_l^i \vec{l}_i + g_s^i \vec{s}_i),$$

oraz na ważność schematu jj (przynajmniej dla niewielu nukleonów poza zamkniętą powłoką i z wyjątkiem przypadków kolektywnego wzbudzenia rdzenia).

Podczas gdy de Shalit w swym wykładzie starał się wyprowadzić wnioski (dotyczące momentów magnetycznych) z możliwie ograniczonych założeń (schemat jj), to w swoim krótkim przeglądzie statystycznej teorii reakcji jądrowych Ericson zakładał absolutną niewiedzę i stosował wobec tego założenia czysto statystyczne o rozkładzie wartości parametrów występujących w teorii reakcji jądrowych. Uzupełniający referat doświadczalny Facchiniego z Mediolanu wskazał, ku wielkiemu zadowoleniu Weisskopfa, na swego rodzaju renesans teorii statystycznej.



Rys. 6. Schemat wzbudzenia polegającego na wzbudzeniu rdzenia $A - 1$.

Poza wykładami odbywały się również seminaria, na których między innymi Zdzisław Szymański przedstawił swoje wyniki dotyczące usuwania stanów pozornych występujących w teorii wibracji kolektywnych, zaś Andrzej Hrynkiewicz omówił niezwykle piękny pomiar momentów magnetycznych stanów wzbudzonych dokonany przez niego i Deutscha w MIT.

Na zakończenie kursu profesor Weisskopf wygłosił dwuczęściowy referat przeglądowy o obecnej sytuacji w fizyce jądrowej niskich energii. Przegląd ten cechował się właściwą Weisskopfowi prostotą oraz umiejętnością wyjaśniania istotnych punktów w sposób poglądowy. Przegląd ten został już opublikowany w *Physics Today* (14, 18 (1961)). Na zakończenie swego referatu Weisskopf ze swoistym poczuciem humoru powiedział, że w naszym bezpośrednim sąsiedztwie mamy z reguły do czynienia z atomami, wewnątrz których ukryte jądra są w swoich stanach podstawowych. Wszystkie interesujące efekty jądrowe zachodzą w akceleratorach. Tak więc wydawać by się mogło, że świat fizyki jądrowej jest światem stworzonym przez człowieka. Tych wszystkich, których zaniepokoiło takie sformułowanie, starał się uspokoić Weisskopf w następnym zdaniu. Chodzi mianowicie o to, że we wnętrzu gwiazd reakcje jądrowe są podstawowym zjawiskiem i taki na przykład rezonans o energii 7.65 MeV w jądrze węgla ma istotne znaczenie i bez niego ewolucja wszechświata najprawdopodobniej nie doszłaby jeszcze w tej chwili do stanu, w którym świadome istoty rozważają problemy jądrowe. Profesor Weisskopf powiedział nawet, że aby uniknąć tego wrażenia, iż fizyka jądrowa jest abstrakcyjnym tworem człowieka, powinien był do Varenny zaprosić jako wykładownicę również astrofizyka.

Owacja, jaką zgotowali Weisskopfowi uczestnicy Szkoły po jego ostatnim referacie, świadczy, że zdobył on nie tylko największe poważanie, ale również ogromną sympatię wśród ogółu fizyków jądrowych.

Janusz Dąbrowski

Jubileusz eksperymentu Rutherforda

W dniach od 4 do 8 września 1961 r. odbyła się w Manchesterze uroczysta konferencja, poświęcona odkryciom Ernesta Rutherforda, a w szczególności 50-leciu odkrycia prawa rozproszenia Rutherforda, które ugruntowało pojęcie jądra atomowego. Konferencja odbyła się pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, Królewskiego Towarzystwa, Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego i Uniwersytetu w Manchester. W konferencji wzięli udział najwybitniejsi współcześni fizycy jądrowi. Przewodniczącym sekcji jubileuszowej na tej konferencji był Sir Ernest Marsden, najbliższy współpracownik E. Rutherforda.

John Cockroft laureatem nagrody „Atomy dla Pokoju“

W kwietniu 1961 r. odbyło się w Politechnice Massachusetts (MIT) ceremonia wręczenia złotego medalu „Atomy dla Pokoju“ połączona z przyznaniem honorarium w wysokości 75 000 dolarów Sir John Cockroftowi. Nagroda ta została ustanowiona w 1955 r. przez właścicieli koncernu samochodowego Henry Forda i jego syna Edsela. Ponieważ J. Cockroft jest czołowym brytyjskim fizykiem jądrowym i wybitną osobistością w całej fizyce współczesnej, pragniemy podać kilka szczegółów z jego życia.

Urodził się w Anglii, w hrabstwie Yorkshire. Po studiach na uniwersytetach w Manchester i Cambridge zostaje w 1930 r. wykładowcą w Cavendish Laboratory w Cambridge. Nawiązuje współpracę z E. T. S. Waltonem, w wyniku której zostaje zbudowany w 1932 r. pierwszy akcelerator, noszący dziś nazwę jego twórcy.

Ich dzieło zostało nagrodzone nagrodą Nobla w 1951 r.

W 1939 r. zostaje powołany na stanowisko profesora Uniwersytetu w Cambridge. W latach drugiej wojny światowej kieruje pracami badawczymi o charakterze wojskowym, najpierw w Anglii, później w Kanadzie. W latach 1946—1959 jest dyrektorem British Atomic Energy Establishment w Harwell. Obecnie J. Cockroft piastuje stanowisko rektora Churchill College w Cambridge.

Sir J. Cockroft odwiedził Polskę po wojnie trzykrotnie. Po raz ostatni gościł u nas we wrześniu 1961 r.

Premia Rumforda dla twórcy masera — Charlesa H. Townesa

Premia, ustanowiona przez hrabiego Rumforda w 1796 r., przypadła w udziale w tym roku Ch. H. Townesowi, twórcy masera. Townes jest obecnie rektorem politechniki Massachusetts. Poprzednio był prorektorem Uniwersytetu Columbia i dziekanem wydziału fizyki na tej uczelni. Ch. H. Townes rozpoczął swoją karierę naukową jako pracownik przemysłowego laboratorium badawczego w firmie Bell Telephone. Premia Rumforda jest nadawana zgodnie z intencjami jej fundatora za wybitne osiągnięcia w termodynamice lub optyce.

Radioteleskop o średnicy 250 stóp

Narodowy Komitet do Spraw Aeronautyki i Przestrzeni Kosmicznej (NASA) w Stanach Zjednoczonych przedłożył projekt budowy gigantycznego radioteleskopu o średnicy 250 stóp. Radioteleskop ma być ustawiony w Goldstone w Kalifornii i jego przeznaczeniem będzie głównie komunikacja z satelitami i próbnikami kosmicznymi. Wraz z dwoma podobnymi radioteleskopami w Au-

stralii i Afryce południowej będzie on tworzył system dalekosiężnej komunikacji kosmicznej.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej Czwarty rok istnienia MAEA

W lipcu 1961 r. minęła 4 rocznica ratyfikacji statutu Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej przez grupę państw członkowskich. Celem tej organizacji stała się międzynarodowa współpraca w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii jądrowej, a w szczególności pomoc krajom zaoferowanym w rozwoju techniki jądrowej. Wśród wielu form działalności MAEA należy wymienić akcję stypendiów naukowych, organizowanie ekspertyz, sympozjonów i konferencji, pośredniczenie w kontraktach międzynarodowych i działalność wydawniczą. Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej skupia w tej chwili 74 kraje.

Sigvard Eklund Dyrektorem Generalnym MAEA

Konferencja Generalna MAEA zatwierdziła w dniu 3 października 1961 r. wybór nowego dyrektora generalnego MAEA — dra Sigvarda Eklunda. Rezolucja została przyjęta większością 46 głosów, wobec sprzeciwu grupy 16 państw, przy sześciu nieobecnych. S. Eklund obejmie stanowisko z dniem 1 grudnia 1961 r.

Energetyka jądrowa w krajach Euratomu

Analiza kosztów budowy i eksploatacji siłowni jądrowych w krajach Euratomu zakończona została wnioskiem, że siłownie jądrowe będą mogły konkurować z konwencjonalnymi siłowniami w tych krajach dopiero z końcem lat siedemdziesiątych. Mimo, że budowa takich obiektów jest w tej chwili ekonomicznie nieopłacalna, powzięto decyzję budowy dalszych zakładów tego typu w celu uzyskania doświadczeń na przyszłość. Jakkolwiek z końcem 1960 r. całkowita moc siłowni jądrowych w krajach Euratomu wynosiła 80 megawatów, stan ten został uznany za niewystarczający. Projekt rozwoju energetyki, opracowany przez

Komisję Euratomu przewiduje, że w r. 1965 całkowita moc osiągnie poziom 2000 megawatów.

Nowy projekt Danatomu

Stowarzyszenie duńskich przedsiębiorstw przemysłowych dla studiów nad zastosowaniami przemysłowymi energii atomowej — *Danatom* — ogłosiło projekt budowy duńskiej doświadczalnej elektrowni atomowej. Elektrownia o mocy 420 MW ma być wyposażona w dwa reaktory „parowe” i dwie turbiny parowe. Prętów uranowych dostarczą Stany Zjednoczone. Według dotychczasowych obliczeń uzyskany prąd elektryczny będzie tylko nieznacznie droższy od prądu z elektrowni konwencjonalnych.

Perspektywy techniki szybkich reaktorów

Przedmiotem dużego zainteresowania ze strony energetyki jądrowej są tzw. reaktory szybkie, to znaczy reaktory, w których neutrony powstające z rozszczepienia jąder uranu nie są spowalniane przez moderator. Ze względu na duży przekrój czynny uranu 238 na wychwyt szybkich neutronów w reaktorze tego typu obok procesu rozszczepień jąder uranu 235 przebiega wydajnie proces tworzenia się plutonu, który jest materiałem rozszczepialnym dla neutronów termicznych. Wydajność procesu powstawania stwarza więc perspektywy obniżenia kosztów produkcji energii jądrowej. Zagadnienia te były przedmiotem obrad seminarium, zorganizowanego przez MAEA w Wiedniu, w sierpniu 1961 r. Jak wynika z materiałów konferencji, francuska energetyka jądrowa uzyska w latach 1970—1980 tanią energię dzięki szybkim reaktorom. Pierwszym krokiem w tym kierunku są prace nad eksperymentalnym reaktorem „Rapsodie” w Cadarache, który ma być uruchomiony w 1964 r.

W Związku Radzieckim również prowadzone są prace w tym kierunku, mimo że kraj ten dysponuje dużymi rezerwami paliw konwencjonalnych. Do tej pory zostały uruchomione w Związku Radzieckim reaktory: *BR-5* o mocy 5 MW i *BR-50* o mocy elektrycznej 50 MW i mocy cieplnej 250 MW.

Projektuje się budowę reaktora o mocy co najmniej 800 MW.

Głównym ośrodkiem badań nad szybkimi reaktorami w Anglii jest Dounreay. Brytyjscy specjaliści przewidują uruchomienie siłowni jądrowej, pracującej na szybkich reaktorach około r. 1970. W Stanach Zjednoczonych pracuje kilka ośrodków nad tym zagadnieniem. W Argonne National Laboratory pracują dwa szybkie reaktory: *EBR-1* i *EBR-2*. Przedsiębiorstwo Atomic Power Development Association uruchomiło szybki reaktor „Enrico Fermi”. Niektóre szczegółowe zagadnienia fizyki i chemii szybkich reaktorów są opracowywane w Los Alamos i Brookhaven. Szybkimi reaktorami interesują się również prywatne koncerny: General Electric, Atomics International i United Nuclear Corporation. Przewiduje się, że budowa elektrowni tego typu rozpocznie się w 1964 r., a w r. 1971 rozpocznie pracę pierwsza elektrownia, która dostarczy tańszej energii w porównaniu z elektrownią konwencjonalną.

Zmiana poglądów na kwestię odporności systemu nerwowego na promieniowanie jonizujące

Najważniejszym rezultatem ostatnich lat w dziedzinie radiobiologii jest zmiana poglądów na sprawę odporności systemu nerwowego na działanie promieniowania jonizującego. Do niedawna powszechnie uważało się, że układ nerwowy jest odporny na działanie radiacji i dopiero przy dużych dawkach można zaobserwować zmiany patologiczne. Na sympozjonie w Wiedniu w czerwcu 1961 r. przedstawiono liczne materiały, z których wynika, że system nerwowy jest wrażliwy na radiację w większym stopniu niż przypuszczano, zwłaszcza w początkowych stadiach rozwoju organizmu.

Jądrowy silnik dla naddźwiękowych samolotów

Pod nadzorem Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych toczą się prace nad konstrukcją odrzutowego silnika jądrowego, który będzie zainstalowany na samolocie zdalnie sterowanym, przeznaczonym do lo-

tów w atmosferze przez dłuższy okres czasu, z prędkością około 3200 km/godz. Prace badawcze na reaktorze typu *Torey II-A-I*, który będzie istotną częścią silnika, prowadzone są w Mercury (stan Nowada). W czasie prób reaktor osiągnął moc 40 megawatów. Projektowana szczytowa moc reaktora ma wynosić 150 megawatów. Reaktor umieszczony jest w betonowym bunkrze i jest sterowany z odległości 3 kilometrów. Powietrze, sprężone przez turbinę, nagrzewa się w reaktorze do temperatury 1100°C i jest wyrzucane przez dyszę silnika na zewnątrz.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Oddział Toruński

Walne zebranie Oddziału Toruńskiego PFT wybrało w dniu 12 września 1961 r. nowe władze oddziału. W skład zarządu oddziału wchodzi przewodniczący — doc. dr Kazimierz Antonowicz, wiceprzewodniczący — mgr Lutosław Wolniewicz, sekretarz — mgr Henryk Waleryś, skarbnik mgr Józef Heldt, członek zarządu — mgr. Edmund Lisicki. Do Komisji Rewizyjnej weszli: mgr Stanisław Trawiński, mgr Henryk Łożykowski. Popularyzatorem wybrano mgr Hannę Męczyńską.

Druga Czechosłowacka Konferencja na temat elektroniki

Druga Czechosłowacka Konferencja na temat elektroniki, organizowana przez Uniwersytet Karola, Państwowy Komitet do Spraw Rozwoju Technicznego i Związek Czechosłowackich Matematyków i Fizyków, odbędzie się w Pradze, w dniach 24–26 kwietnia. Obrady Konferencji będą się toczyć w następujących sekcjach: Optyki elektronowej i jonowej, Elektroniki gazowej i fizyki plazmy, Emisji elektronowej i jej zastosowań, Fizyki, techniki i technologii wysokiej próżni, Lamp i obwodów mikrofalowych.

Adres Komitetu Organizacyjnego: Praga 2, Ke Karlovu 5.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik

Dr HALINA CHĘCIŃSKA

Członek Zarządu

Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk - Dr O. GZOWSKI
Głivice - 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 - Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa - Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław - Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

W. Rubinowicz — O fali ugięcia dla dowolnej fali padającej w teorii dyfrakcji Kirchhoffa.	3
A. Jabłoński — O pewnych zagadnieniach z dziedziny fotoluminescencji roztworów.	15
T. Skaliński — Zastosowanie metod rezonansu magnetycznego do badań poziomów energetycznych atomu	27
M. D. Kunisz, M. Szynarowska — O niektórych zagadnieniach prawdopodobieństw przejścia w atomach i mocy oscylatora linii widmowych. . .	41
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Dąbrowski — Letnia szkoła Fizyki Jądrowej w Varennie — sierpień 1961	103
KRONIKA	111

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. Zamówienie 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.