

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

**TOM IX**

**ZESZYT 3**

---

1958

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski (Poznań),  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa),  
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzec. PAN (Warszawa),  
Leonard Sosnowski (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Przemysław Zieliński (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.  
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują  
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IX, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1958

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1762 egz. (1651+111)	Oddano do składania 24.III.58
Ark. wyd. 8,75 Ark. druk. 8	Podpisano do druku 23.VII.58
Druk. sat. III kl. 80 g. 70×100	Druk ukończono w lipcu 1958.
Cena zł 15,-	Zamówienie nr 554/58 A-26

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

A. Pais

Institute for Advanced Study  
Princeton

## Działalność naukowa T. D. Lee i C. N. Yanga\*

*Un physicien éminent me disait un jour à propos de la loi des erreurs: „Tout le monde y croit fermement parce que les mathématiciens s'imaginent que c'est un fait d'observation, et les observateurs que c'est un théorème de mathématiques.” Il en a été longtemps ainsi pour le principe de la conservation de l'énergie. Il n'en est plus de même aujourd'hui; personne n'ignore que c'est un fait expérimental.<sup>1</sup>*

H. Poincaré

Można chyba uczciwie stwierdzić, że przed dwoma laty (aby ustalić rozsądny punkt w czasie) prawie wszyscy fizycy teoretyczni wierzyli, że ogólna słuszność zasady niezmienniczości względem inwersji przestrzennej jest mocno oparta na doświadczeniu.<sup>2</sup>

Można też chyba stwierdzić, że w tym czasie niewielu fizyków doświadczalnych myślało o projektowaniu doświadczeń, które mogłyby być sprawdzianem powszechnego obowiązywania zasady zachowania parzystości.<sup>3</sup> I można stwierdzić, że główny wkład w postęp fizyki dokonany dotychczas przez Lee i Yanga polegał na wskazaniu, że zasada zachowania parzystości nigdy nie była sprawdzona w dziedzinie fizyki, o której wiele, ale nie dosyć, wiedziano przed dwoma laty (rozpad  $\beta$ , rozpad  $\pi$ , rozpad  $\mu$ ), oraz na rozważeniu szeregu warunków eksperymentalnych, w których takie próby mogłyby być przeprowadzone.

Podbudką do tych badań były zagadkowe właściwości mezonów K. Wśród uczestników szóstej Konferencji w Rochester (kwiecień 1956) nie brakło

\* Przekład artykułu, który ukazał się w Nuclear Physics 5, 297, (1958).

<sup>1</sup> Pewien wybitny fizyk powiedział mi kiedyś o prawie rozrzutu błędów: „Wszyscy mocno wierzą w to prawo, bo matematycy wyobrażają sobie, że to jest fakt stwierdzony przez obserwację, a obserwatorzy — że to jest twierdzenie matematyczne.” Podobnie przez dłuższy czas było z zasadą zachowania energii. Dziś już tak nie jest; każdemu wiadomo, że to jest fakt doświadczalny.

<sup>2</sup> Pozycja [1] w spisie literatury stanowi godny uwagi przykład wątpliwości.

<sup>3</sup> Pozycja [2] stanowi godny uwagi wyjątek.

takich, którzy odczuwali i wyrażali wątpliwości co do powszechnej słuszności zasady zachowania parzystości wobec doświadczalnie stwierdzonej równości masy, a nade wszystko równości czasu życia mezonów nalaadowanych  $\Theta$  i  $\tau$ . Jakiegokolwiek miałyby być rozwiązanie zagadki  $\Theta$  i  $\tau$ , było jasne „że mezon  $\tau$  będzie uwikłany w wewnętrzne lub zagraniczne komplikacje”, jak się wtedy wyraził *Oppenheimer*.<sup>4</sup>

*Lee* i *Yang* przyjęli wyzwanie. Natychmiast po konferencji rozpoczęli systematyczne badanie ówczesnego stanu wiedzy eksperymentalnej w zakresie sprawdzenia zasady niezmienniczości względem inwersji przestrzennej i zasady sprzężenia ładunkowego. Doszli do wniosku, że dla pewnej grupy oddziaływań żadna z tych zasad nie została dotychczas potwierdzona. Charakterystyczną cechą tych oddziaływań jest ich słabość. Należą do nich wspomniane wyżej trzy rozpady, jak również rozpad cząstki *K* i rozpad hiperonu. Przez to uwaga ześrodkowała się na całej klasie zjawisk zamiast na bardzo zaciekawiającej, ale raczej szczególnej zagadce. Wkrótce przystąpili wspólnie z *Oehme*m do badań teoretycznych nad zagadnieniem niezmienniczości względem inwersji czasu i związków między możliwymi pogwałceniami „niezmienniczości *C*, *P* i *T*” przy pomocy twierdzenia *CPT*. I wtedy przyszła wielka wiadomość: ani niezmienniczość *C*, ani *P* nie obowiązuje dla rozpadu  $\beta$  a także dla rozpadu  $\pi$  i dla rozpadu  $\mu$ . Pamiętamy, jak doświadczenie *Chien Shung Wu* (pani *Yu*a*n*) i jej współpracowników [5] z  $^{60}\text{Co}$  przyniosło pierwszy dowód. Później stwierdzono, że również w rozpadzie  $\Lambda^0$  parzystość nie jest zachowana, więc możemy uważać, że drogą teoretyczną, nieco tylko okólną, zagadka  $\Theta$ — $\tau$  została rozwiązana.

Tak więc sugestie *Lee* i *Yanga* doprowadziły do wyzwolenia naszego myślenia o istocie struktury teorii fizycznej. I jeszcze raz zasada okazała się przesądem. Cytata z *Poincaré*go (wzięta z przedmowy do jego *Termodynamiki*) [6] może być bardzo na czasie jako przypomnienie podobnych sporów innych pokoleń.

*Chen Ning Yang* urodził się w 1922 r. w Hofei, w prowincji Anhwei. Jest najstarszym z pięciorga dzieci profesora matematyki *K. C. Yanga*, który obecnie uczy w Szanghaju. *Tsung Dao Lee* urodził się w r. 1926 w Szanghaju. Jest trzecim z sześciorga rodzeństwa; jego ojciec był rolnikiem. Obaj studiowali w Południowo-zachodnim Zjednoczonym Uniwersytecie w Kumming. Później *Yang* przeniósł się do Uniwersytetu Tsinghua w tym samym mieście, gdzie uzyskał stopień magi-

<sup>4</sup> Niech będzie tu zapisane, że w pociągu, którym wracano z Rochester do New Yorku, prof. *Yang* i autor założyli się z prof. *J. A. Wheeler*em o jednego dolara każdy, że mezony  $\Theta$  i  $\tau$  są różnymi cząstkami; a zatem prof. *Wheeler* dostał dwa dolary.

stra nauk w r. 1944. Ich znajomość datuje się od r. 1945, gdy Lee był studentem, a Yang uczył w liceum w Kuming. (Jedną z jego uczennic była panna Chih-Li Tu, obecna pani Yang.) Bliżej zaprzyjaźnili się w r. 1946, gdy obaj studiowali w Chicago. Yang uzyskał stopień doktora nauk w r. 1948 na podstawie pracy o rozkładzie kątowym w reakcjach jądrowych [7], wykonanej pod kierunkiem prof. Teller'a. Lee doktoryzował się w r. 1950. Jego praca doktorska, wykonana pod kierunkiem prof. Fermiego, dotyczyła zawartości wodoru w białych



karłach [8]. W swoich pierwszych pracach zajmował się problemami astrofizycznymi i teorią turbulencji [9]. Wkrótce po uzyskaniu doktoratu Yang został powołany do Institute for Advanced Study w Princeton, początkowo jako członek czasowy, wreszcie (1956) jako stały profesor. W r. 1950 Lee został wykładowcą w Berkeley. Tu poznał pannę Janet Chin, obecnie panią Lee. W jesieni 1951 Lee rozpoczął dwuletni okres członkostwa Institute for Advanced Study. Od tego czasu ci dwaj ludzie stale i bardzo ściśle współpracowali ze sobą. (Dodajmy, że ich pierwsza wspólna praca, wykonana razem z Rosenbluthem, dotyczyła słabych oddziaływań) [10]. W 1953 r. Lee przeszedł do Uniwersytetu Columbia, gdzie od 1956 r. jest profesorem zwyczajnym.

Wspólnie z innymi autorami Lee pracował nad takimi zagadnieniami jak rozpraszanie mezonów  $\pi$  na nukleonach [11] i wielokrotna produkcja mezonów [12], stosując przy tym metody wariacyjne. Podobnie badał stan podstawowy i masę efektywną polaronu [13]. Szczególnie interesujący jest jego model teorii pola renormalizowalnego i pozwalającego na uzyskiwanie ścisłych rozwiązań [14]. Jest to model w tym znaczeniu, że ma się do czynienia z problemem, który nie zawiera tyłu cech fizycznych jak na przykład elektrodynamika, niemniej nie jest to model trywialny. Umożliwia on dokonanie renormalizacji *explicite* bez stosowania rozwinięcia na szeregi potęgowe i daje wgląd w związki między renormalizowanymi i nierenormalizowanymi stałymi sprzężenia. Dalsze interesujące konsekwencje tego modelu są jeszcze przedmiotem badań.

Już w swojej pracy doktorskiej Yang wszedł na drogę uzyskiwania fizycznej informacji w znacznym stopniu niezależnej od szczegółowego opisu dynamicznego, ale przy możliwie pełnym wykorzystaniu niezmienniczych własności rozważanego problemu. Podobny charakter mają jego badania parzystości mezonu  $\pi^0$  [15] i własności inwersyjnych pól fermionowych [16]. Można jeszcze wspomnieć niezbyt udaną próbę potraktowania mezonu  $\pi$  jako cząstki pochodzenia nukleonowego [17] i podejście do teorii pola [18], w którym występują bezpośrednio równania ruchu poszczególnych pól i źródeł. W r. 1952 Yang zaraził się słynną chorobą Isinga, ale w przeciwieństwie do wielu innych jej ofiar przetrzymał ją przez to, że potrafił obliczyć samorzutne namagnesowanie siatki dwuwymiarowej [19]. To z kolei doprowadziło do teorii przejść fazowych Yang a i Lee [20], problemu, który interesował Yang a już wcześniej [21]. Niedawno przy pomocy współpracowników otrzymał nowe wyniki dotyczące problemu wielu ciał w teorii kwantowej [22]. Niektóre z nich przyczynią się do oparcia teorii nadciekłości na bardziej ścisłych podstawach matematycznych.

Wiele spośród prac Lee i Yang a o cząstkach elementarnych zawiera wyraźny element spekulacji, jak na przykład ich sugestie na temat prawa zachowania ciężkich fermionów [23] lub na temat sprzężenia „parzystościowego” [24]. Zawsze jednak proponują doświadczenia dla sprawdzenia swoich przypuszczeń, jeżeli więc niekiedy mylili się, to błędy ich były w dobrym guście. I mieli odwagę podjęcia ponownych prób.

Nowsze ich prace dotyczą dwukomponentowego sformułowania teorii neutrina [25], zagadnienia, nad którym pracowali niezależnie Salam [26] i Landau [27], i pojęcia zachowania leptonów [28]. W chwili kiedy to piszę, sytuacja doświadczalna co do rozpadu  $\beta$ , po przejściu fazy kompletnego chaosu ubiegłego lata, jest zbyt niejasna, aby można było wydawać sądy o tym, czy te interesujące pomysły będą nadawały się do przy-



jęcia. Ostatnio zajęli się analizą informacji uzyskanych z rozpadu hyperonów [29].

Praca T. D. i Franka, jak ich poufale nazywają przyjaciele, charakteryzuje się smakiem i pomysłowością, intuicją fizyczną i solidną umiejętnością posługiwania się formalizmem matematycznym. Rada ich jest ceniona zarówno przez teoretyka, jak i przez eksperymentatora. Okazują w tym niemalże podobieństwo do Fermiego. Przyjaciele życzą im długich lat szczęśliwych i twórczych.

### Literatura

1. Wick, Wightman i Wigner, *Phys. Rev.* **88**, 101 (1952) — odnośnik 9.
2. Purcell i Ramsey, *Phys. Rev.* **78**, 807 (1950).
3. Lee i Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
4. Lee, Oehme i Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
5. C. S. Wu i in., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
6. H. Poincaré, *Thermodynamique* (Paris, Gauthier-Villars); także w *La Science et l'Hypothèse* (Paris, Flammarion), s. 155.
7. Yang, *Phys. Rev.* **74**, 764 (1948).
8. Lee, *Astrophys. Journal* **111**, 625 (1950).
9. Lee, *Phys. Rev.* **77**, 842 (1950); *Astrophys. Journal* **112**, 561 (1950); *J. App. Phys.* **22**, 524 (1957); *Quart. App. Math.* **10**, 69 (1952).
10. Lee, Rosenbluth i Yang, *Phys. Rev.* **75**, 905 (1949).
11. Lee i Christian, *Phys. Rev.* **94**, 1760 (1954); Friedman, Lee i Christian, *Phys. Rev.* **100**, 1494 (1955).
12. Henley i Lee, *Phys. Rev.* **101**, 1536 (1956).
13. Lee, Low i Pines, *Phys. Rev.* **90**, 297 (1953); Lee i Pines, *Phys. Rev.* **92**, 883 (1953).
14. Lee, *Phys. Rev.* **95**, 1329 (1954).
15. Yang, *Phys. Rev.* **77**, 242, 722 (1950).
16. Yang i Tiomno, *Phys. Rev.* **79**, 495 (1950).
17. Yang i Fermi, *Phys. Rev.* **76**, 1739 (1949).
18. Yang i Feldman, *Phys. Rev.* **79**, 792 (1950).
19. Yang, *Phys. Rev.* **85**, 808, (1952).
20. Yang i Lee, *Phys. Rev.* **87**, 404, 410 (1952).
21. Yang, *Chinese J. Phys.* **5**, 138 (1944); **6**, 59 (1945); wspólnie z Y. Y. Li **7**, 59 (1947); *J. Chem. Phys.* **13**, 66 (1945).
22. Huang i Yang, *Phys. Rev.* **105**, 767 (1957); ci sami i Luttinger *Phys. Rev.* **105**, 776 (1957); Lee i Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1119 (1957); ci sami i Huang, *Phys. Rev.* **106**, 1135 (1957).
23. Lee i Yang, *Phys. Rev.* **98**, 1501 (1955).
24. Lee i Yang, *Phys. Rev.* **102**, 290 (1956); **104**, 822 (1956).
25. Lee i Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957).
26. Salam, *Nouvo Cim.* **5**, 299 (1957).
27. Landau, *Nuclear Phys.* **3**, 127 (1957).
28. Lee, *Proc. Seventh Rochester Conf.* 1957.

29. Lee i in., Phys. Rev. **106**, 3367 (1957); Lee i Yang, A general partial wave analysis of the decay of a hyperon of spin  $1/2$ ; Possible determination of the spin from its large decay angular symmetry (Phys. Rev. w druku).  
Publikacje, do których nie ma odnośników w tekście: Bull. Am. Math. Soc. **50**, 373 (1944); Phys. Rev. **72**, 874 (1947); **84**, 599 (1951); **96**, 191 (1954); **99**, 337 (1955); **100**, 932 (1955); Nuovo Cim. **3**, 749 (1956); Rev. Mod. Phys. **29**, 231 (1957).

*tłumaczyła B. Wojtowicz*

Z. Chyliński, W. Wolter

Zakład VI IBJ PAN Kraków

## Zagadnienie modyfikacji wzorów na procesy promieniowania elektromagnetycznego i tworzenia par elektronowych

### Wstęp

W ostatnich latach pojawiło się szereg prac teoretycznych [1—10] grupy fizyków radzieckich, rozwijających pewną bardzo ogólną ideę dotyczącą zjawisk skrajnie wysokich energii. W grupie tej trzeba przede wszystkim wymienić Landaua, Pomeranczuka, Ter-Mikaeliana, Migdała i Feinberga. Postaramy się przedstawić ogólnie wspólną im myśl zasadniczą, przy czym bardziej szczegółowo zajmiemy się jednym zjawiskiem — a to promieniowaniem elektromagnetycznym elektronu w ośrodku izotropowym. Problem ten interesuje nas specjalnie ze względu na doświadczalną stronę zagadnienia.

Znany jest od dawna wzór podany przez Bethgo i Heitlera [11], który mówi nam ile kwantów  $\gamma$  o energii zawartej między  $W$  i  $W + dW$  zostanie średnio wyemitowanych na jednostkę drogi określonego ośrodka izotropowego przez elektron o energii  $E$ . Energię liczymy oczywiście w układzie własnym ośrodka. Tę formułę będziemy krótko nazywali B-H. okaże się, że zostanie ona zmodyfikowana i odpowiednie wyrażenie nazwiemy L-P (Landaua i Pomeranczuka).

### Zagadnienie obszaru efektywnego

Jeśli w zjawisku promieniowania elektromagnetycznego długość fali  $\lambda$  jest dużo mniejsza od rozmiarów obiektów rozpraszających  $a$ , to możemy posługiwać się optyką geometryczną. Podobnie z falami materii, jeżeli  $\lambda = \frac{h}{p} \ll a$ , to z mechaniki falowej przechodzimy do mechaniki klasycznej.

(Ten problem jest dużo bardziej złożony, ale nie istotnym jest precyzować go tutaj bliżej.) Nową tezę można by sformułować w następujący sposób.

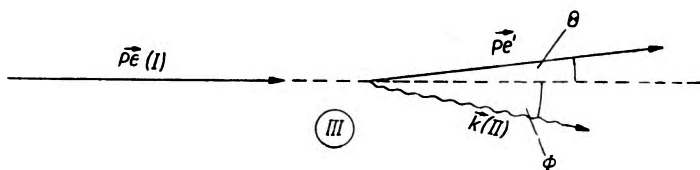
Pomimo iż  $\frac{\lambda}{a} \ll 1$ , efekty kwantowe w pewnej klasie zjawisk nie zni-

kają. Przejawiają się one poprzez typowe dla zjawisk falowych człony interferencyjne. Teza ta jest w sprzeczności z tym co wyżej powiedziano. Oceńmy długości fali de Broglie'a cząstki o energii całkowitej  $E$  dużo większej od jej energii spoczynkowej.

$$\lambda = \frac{\hbar}{P} = \frac{\hbar c}{E} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \approx \frac{\hbar c}{E} = \frac{3 \times 10^{-17}}{E}; \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (1)$$

Dla energii rzędu  $10^{12}$  eV = 1,6 erg uzyskujemy  $\lambda \sim 10^{-17}$  cm. Widzimy, że w powyższych rejonach energii, które nas w dalszym ciągu będą interesować,  $\lambda$  jest cztery rzędy wielkości mniejsze od typowych wymiarów mikrofizyki  $\sim 10^{-13}$  cm. Jest więc w bardzo dobrym stopniu spełnione założenie stosowalności optyki geometrycznej. W dalszym ciągu ustalmy uwagę na procesie emisji kwantu  $\gamma$  przez elektron. Zjawisko to wymaga istnienia trzeciego ciała, w polu którego może nastąpić emisja. Już w tym miejscu warto podkreślić, że występowanie owego „trzeciego ciała” będzie zasadniczą cechą całej klasy zjawisk, których dotyczy poniższe rozumowanie. Rzecz bowiem w tym, że musi istnieć obiekt, który przejmie część energii i pędu wynikającą z bilansu energii-pędu a ten wymaga interwencji „trzeciego obiektu”. Nie istotnym jest natomiast, dla ogólnych rozważań, sam mechanizm wymiany a co za tym idzie, bliższa charakterystyka trzeciego ciała. W przypadku promieniowania  $\gamma$  przez hamowanie jego rolę grają np. centra kulombowskie, na których następuje zmiana prędkości elektronu.

Przypatrmy się bliżej wnioskowi z kinetyki trzech ciał, przyjmując już dyskutowaną emisję kwantu  $\gamma$  przez elektron (rys. 1).



Rys. 1.  $\vec{p}_e$  — pęd elektronu przed emisją,  $\vec{p}_e'$  — pęd elektronu po emisji,  $\vec{k}$  — pęd fotonu,  $\theta, \phi$  — odp. kąt rozproszenia elektronu i emisji kwantu  $\gamma$ ,  $\phi \sim \theta \sim mc^2/E \ll 1$ .

$p = \frac{mc^2}{E}$  jest co do rzędu wielkości równe pędowi poprzecznemu udzielonemu trzeciemu ciału (III).

Chcąc oszacować wielkość pędu równoległego przekazanego (III), możemy położyć  $\phi = \theta = 0$ , popełniając błąd tym mniejszy, im energia całkowita elektronu  $E$  jest większa:

$$\Delta p_{\parallel} = \left\{ \left( \frac{E}{c} \right)^2 - m^2 c^2 \right\}^{1/2} - \left\{ \left( \frac{E}{c} - k \right)^2 - m^2 c^2 \right\}^{1/2} - k.$$

Jeżeli:

$$\frac{mc^2}{E - ck} \ll 1$$

to otrzymujemy

$$\Delta p_{\parallel} \cong \frac{m^2 c^4 k}{2E(E - ck)}.$$

Widzimy, że przy  $E \rightarrow \infty$ , lub przy  $k \rightarrow 0$   $\Delta p_{\parallel} \rightarrow 0$  co oznacza, że w tych granicznych przypadkach nie następuje wymiana pędu podłużnego z (III), czyli, zaznaczmy wyraźnie, z obiektem, który jest „powodem” całego zjawiska wypromieniowania.

Z drugiej strony wiemy z zasady nieoznaczoności, że zmiana pędu o  $\Delta \vec{p}$  wymaga skończonych rozmiarów przestrzennych w kierunku  $\Delta \vec{p}$ , aby w ogóle był sens mówić o takiej zmianie pędu.

Oznaczając nieokreśloność lokalizacji w kierunku  $\Delta \vec{p}$  przez  $\Delta \vec{r}$  otrzymujemy  $\Delta r \geq \frac{\hbar}{\Delta p}$ , skąd u nas

$$\Delta r_{\parallel} \sim \frac{2E(E - ck)\hbar}{m^2 c^4 k} = a_{ef}. \quad (3)$$

$\Delta r_{\parallel} \rightarrow \infty$  tam, gdzie  $\Delta p_{\parallel} \rightarrow 0$ . Oznaczmy tak uzyskane  $\Delta r_{\parallel}$  przez  $a_{ef}$ . W analogiczny sposób możemy mówić o nieoznaczoności lokalizacji w kierunku poprzecznym:  $\Delta r_{\perp} \cong \frac{\hbar}{p_{\perp}} \cong \frac{\hbar}{mc}$ . Walec, którego podstawą jest koło o średnicy  $\Delta r_{\perp}$  a wysokością jest  $a_{ef}$ , o osi równoległej do pierwotnego pędu nazwiemy obszarem efektywnym.

Uzyskana w ten sposób charakterystyka dotycząca lokalizacji zjawiska jest nowa. Jest ona uwarunkowana samym procesem straty energii przez fakt wyemitowania kwantu  $\gamma$  i w związku z tym ma zasadniczo inny charakter od, dajmy na to, promienia zasięgu sił —  $R$ , czy odległości między centrami rozpraszającymi —  $a$ , czy  $\tau$ .

$R$  ma charakter uniwersalny, związany z danym polem,  $a$ -dotyczy geometrii ośrodka, to są pewne cechy geometryczne, wewnętrzne, wyprzedzające sam ruch, bardziej pogładowo powiedzielibyśmy schowane „pod” funkcją falową, podczas gdy  $a_{ef}$  jest związane ze zjawiskiem a nie jest cechą obiektu. Jest to cecha wtórna wynika już ze struktury falowej materii. Nie byłoby na nią miejsca, gdyby zjawisko można było opisać stanem czystym mechaniki kwantowej, ale tak nie jest.

Jeżeli  $a_{ef} > a$ , co jak wiemy jest możliwe, to wewnątrz obszaru efektywnego może być więcej niż jedno centrum rozpraszające i rozproszenie na

nich da efekty koherentne. Nie ma sensu mówić na którym z centrów znajdujących się wewnątrz obszaru efektywnego nastąpiła emisja.

Dla uwypuklenia myśli przytoczymy tu pewne typowe rozumowanie podkreślając założenia, pod którymi jest ono prawomocne.

Niech:

$dn$  — ilość cząstek wylatujących w jednej sekundzie w kąt bryłowy  $d\omega$  względem próbki,

$n$  — ilość cząstek padających w jednej sekundzie na  $\text{cm}^2$  próbki,

$N$  — ilość centrów indywidualnych próbki, generujących daną reakcję,

$\sigma$  — przekrój czynny poszczególnego centrum na tę reakcję.

Wówczas piszemy, że  $dn = nN\sigma d\omega$ .

Widać stąd bezpośrednio, że sumujemy niekoherentnie efekty pochodzące od poszczególnych centrów. Nie uwzględniamy ewentualnej spójności fal pochodzących od różnych centrów. Słuszność tego postępowania jest, jak zwykliśmy sądzić, uwarunkowana wielkością  $\frac{\lambda}{a}$ , gdzie  $\lambda$  jak poprzednio oznacza długość fali. Według Landaua i inn. nawet przy  $\frac{\lambda}{a} \ll 1$  powyższy proceder sumowania poszczególnych przekrojów czynnych, w pewnej klasie reakcji, może być niesłuszny. Trzeba by  $a \geq a_{ef}$ , tzn., aby nie więcej niż jedno centrum przypadało na obszar efektywny. Ponieważ przy dużych energiach  $a_{ef} \rightarrow \infty$ , więc choć  $\frac{\lambda}{a} \rightarrow 0$  warunek nie jest spełniony i mogą się pojawić efekty natury interferencyjnej, o których była mowa, modyfikujące zjawisko.

Formuły B-H były uzyskane właśnie w powyższy sposób ze znajomości przekroju czynnego na emisję kwantu  $\gamma$  o określonej częstotliwości w wyniku rozproszenia elektronu na zadanym centrum (np. kulombowskim).

Tak więc modyfikacja formuł B-H nie jest związana z modyfikacją przekroju czynnego  $\sigma$  na indywidualny proces. Landau i inn. uważają tylko, że zjawiska przejścia elektronu przez ośrodek nie można na ogół „mechanicznie” składać z poszczególnych zjawisk elementarnych.

Możemy w naszym przypadku podać bliższą ocenę energii, nazwijmy ją krytyczną, od której począwszy należy spodziewać się modyfikacji zwykłych formuł B-H.

Z efektem promieniowania jest związany jak najistotniej efekt tzw. wielokrotnego rozproszenia kulombowskiego. Jest to zjawisko podobne do ruchów Browna i operuje się tutaj średnim kwadratem odchylenia od wyjściowego kierunku  $\langle \Theta_s^2 \rangle$ . Niech  $\langle \Theta_s^2 \rangle^{1/2}$  będzie tym średnim kątem odchylenia po przejściu drogi równej  $a_{ef}$ . Z drugiej strony mamy kąt  $\Theta$  odchylenia od pierwotnego kierunku elektronu pochodzący z emisji kwantu  $\gamma$

i interakcji z trzecim ciałem. Rząd wielkości tego kąta wynosi  $\frac{mc^2}{E}$ . Jeżeli  $\langle \Theta^2 \rangle^{1/2}$  będzie większy od  $\Theta$  oznacza to, że efekt wielokrotnego rozproszenia w sposób istotny zmodyfikuje sam proces emisji. Przy dostatecznie dużym  $a_{ef}$ , takim, by w obszarze efektywnym znajdowało się kilka centrów, z grubsza biorąc nie można mówić o kilkakrotnej emisji kwantów z poszczególnych centrów, wszystkie one działają na raz. Ponieważ  $a_{ef}$  jest przy danej energii elektronu  $E$  tym większe im mniejsza jest energia fotonu, więc należy spodziewać się zmniejszenia ilości kwantów o małej energii w stosunku do ich liczby wynikającej z formuł B-H

$$\langle \Theta_s^2 \rangle (E_s/E)^2 \frac{a_{ef}}{L} \quad ; \quad E_s = \sqrt{4\pi 137} mc^2 \cong 21 \text{ MeV} ,$$

$$\Theta \sim \frac{mc^2}{E} ,$$

$L$  — jednostka kaskadowa w danym ośrodku (w cm).

$$\text{Jeżeli } \langle \Theta_s^2 \rangle^{1/2} \geq \Theta, \text{ to } \frac{E}{mc^2} \geq \frac{1}{60} \sqrt{\frac{kL}{\hbar}}$$

$$\text{lub} \quad 0 \leq k \leq 3600 \frac{\hbar}{L} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (4)$$

Jest to właśnie przedział  $k$ , dla których wzory B-H i przyszłe L-P winny się wyraźnie różnić. Ponieważ górna granica na  $k$  zależy od kwadratu energii  $E$ , stąd efekt powinien coraz wyraźniej występować ze wzrostem  $E$ .

Dla oszacowania  $E$  podstawmy  $k = \frac{E}{2c}$ , skąd jest:

$$\frac{E}{mc^2} > \frac{1}{7200} \frac{mc^2 L}{\hbar} .$$

Dla ołowiu otrzymujemy  $E \geq 10^{12}$  eV. Dla mniejszych  $k$  efekt nastąpi przy niższych  $E$ . Jednostka kaskadowa w emulsji jądrowej ( $L = 2.9$  cm) jest około sześć razy większy od jednostki kaskadowej w ołowiu, co z kolei podnosi wartość energii.

### Bliższe informacje dotyczące metody obliczania formuł L-P

Chcąc zdać sprawę z powyższego efektu w sposób ilościowy, w pierwszych swoich pracach L a n d a u i P o m e r a ń c z u k zastosowali rachunek oparty na klasycznej elektrodynamice [1-3]. Podstawa do operowania przybliżeniem klasycznym tkwi w przyjętym dodatkowo założeniu, że

$$k \ll \frac{E}{c} .$$

Rachunek klasyczny, w przeciwieństwie do wspomnianego postępowania kwantowego, ma tę ważną dla nas własność, że promieniowanie elektromagnetyczne ładunku w ruchu jest w nim uwarunkowane całokształtem ruchu tego ładunku i tym samym uwzględnia koherentność promieniowania. Sam zaś fakt, że efekty koherencji mogą grać ważną rolę, trzeba tłumaczyć w duchu obszaru efektywnego, o czym była mowa.

Celem uzyskania wzorów na promieniowanie elektronu w ośrodku postulujemy, że na prostoliniowy jednostajny ruch elektronu nakłada się fluktuacja pochodząca z wielokrotnego rozproszenia. Ponieważ tą fluktuacją rządzi równanie kinetyczne S m o l u c h o w s k i e g o, więc będziemy umieli dokonać średniowania energii wyemitowanej przy różnych możliwych torach elektronu i w ten sposób uzyskamy wynik, o który nam chodzi.

Zasadnicza modyfikacja formuł L-P w stosunku do B-H polega na tym, że o ile we wzorach B-H intensywność promieniowania o częstości  $\nu$  była proporcjonalna do  $\nu^{-1}$ , o tyle w nowych formułach L-P jest ona proporcjonalna do  $\nu^{-1/2}$ . Zniknęła katastrofa podczerwona.

Uzyskaliśmy więc ilościowo wynik, którego spodziewaliśmy się już, a mianowicie w widmie L-P brak jest fotonów o małych energiach. Modyfikacja w stosunku do wzorów B-H jest na tyle wyraźna, że dla energii  $E$  rzędu  $10^{12}$  eV można spodziewać się jej doświadczalnego wykrycia.

Oczywiście dla odpowiednio dużych  $k$  wzory B-H pozostają nadal słuszne. M i g d a ł rozwiązał ściślej powyższy problem [6, 7, 10] operując aparatem kwantowym i uwolnił się od założenia  $k \ll \frac{E}{c}$ . Uzyskane przezeń re-

zultaty dobrze zgadzają się z rachunkiem klasycznym przy  $k \ll \frac{E}{c}$ . Warto wspomnieć, że rachunek kwantowy prowadzony jest formalizmem macierzy statystycznej N e u m a n n a, co jest konieczne ze względu na fakt „gubienia” energii przez elektron na rzecz makroskopowego ośrodka i tym samym niemożności opisu tego ruchu stanem czystym.

Wspomnijmy na zakończenie jeszcze raz o tym, o czym była mowa na wstępie. Idea zasadnicza jest bardzo ogólna, jeżeli słuszna — to zmusza do modyfikacji szeregu konwencjonalnych wzorów. Zawsze trzeba ją będzie uwzględniać w problemach, dla których można mówić o obszarze efektywnym.

### Doświadczalna strona zagadnienia

Przejdźmy obecnie do strony doświadczalnej wyżej omawianego zagadnienia. Modyfikacja powszechnie używanych wzorów B-H odnośnie procesów wypromieniowania i tworzenia par elektronowych wydaje się być



możliwa do wykrycia na drodze doświadczalnej poprzez badanie rozwoju kaskad elektronowo-fotonowych.

W chwili obecnej technika klisz jądrowych jest chyba najdogodniejsza do przeprowadzania badań nad kaskadami ze względu na to, iż umożliwia śledzenie krok po kroku ich rozwoju na długości kilku jednostek kaskadowych. Ponieważ modyfikacja wzorów B-H jest słuszna jedynie dla wysokich energii ( $10^{12}$  eV), zasadniczą trudnością, na jaką napotykamy, jest zbyt skąpy materiał doświadczalny w postaci kaskad elektronowo-fotonowych skrajnie wysokiej energii. Kaskada elektronowo-fotonowa o energii  $\sim 10^{12}$  eV jest zjawiskiem rzadko rejestrowanym w kliszach jądrowych. Warunkiem jej powstania jest interakcja jądrowa z udziałem cząstki pierwotnego promieniowania kosmicznego skrajnie wysokiej energii przewyższającej  $10^{13}$  eV. Spośród liczby kaskad wysokoenergetycznych do analizy nadają się tylko te kaskady, dla których potrafimy obliczyć energię pierwotną. Warunkiem koniecznym do jej wyznaczenia jest możliwość śledzenia rozwoju kaskady na długości kilku jednostek kaskadowych. Warunek ten narzuca nam ograniczenie ze względu na geometrię.

Spośród wielu zagadnień związanych z rozwojem kaskad omówimy pokrótce tylko te, które wydają się być najistotniejsze przy analizie kaskady pod kątem widzenia możliwości stwierdzenia słuszności zmodyfikowanych wzorów B-H.

## I. Wyznaczenie energii kaskady

Zasadniczo istnieją dwie metody wyznaczenia energii kaskady:

A. Wyznaczenie energii pierwotnej pary elektronowej zapoczątkowującej proces kaskadowego mnożenia.

B. Wyznaczenie energii kaskady z jej rozwoju.

Ad A. Ze względu na dużą energię pierwotnej pary elektronowej ocena jej energii przy pomocy metod powszechnie stosowanych w technice emulsji jądrowych (pomiar kulombowskiego rozproszenia, pomiar kąta rozwarcia pary) praktycznie jest nie do przeprowadzenia. Jedyną metodą, która w tym zakresie energii ( $\sim 10^{12}$  eV) daje pozytywne rezultaty jest metoda polegająca na pośrednim wyznaczeniu kąta rozwarcia z efektu zmniejszenia jonizacji na początku pary elektronowej [12—14].

Ad B. Ocena energii kaskady z jej rozwoju sprowadza się do wyznaczenia na danej głębokości  $t$  od punktu powstania pary pierwotnej liczby śladów elektronowych  $Q$  o energii większej od pewnej wartości  $w$ . Przy pomocy funkcji  $Q(E_0, w, t)$ , [15] wyznaczamy energię pierwotną  $E_0$ , przy czym  $E_0$  oznacza energię pierwotnego elektronu —  $E$  dla  $t = 0$ .

Zarówno metoda A jak i metoda B nie daje możliwości oddzielnego wyznaczenia energii negatonu i pozytonu pary pierwotnej. W obu metodach jesteśmy zmuszeni do założenia ekwipartycji energii pomiędzy ramionami pary.

## II. Wyznaczenie widma energetycznego fotonów promieniowania hamowania pozytonu i negatonu pary pierwotnej

Istnieje kilka powodów, dla których wydaje się słusznym ograniczenie jedynie do analizy promieniowania hamowania pary pierwotnej poprzez wyznaczenie energii par pierwszej generacji, rezygnując z analizy par elektronowych dalszych generacji:

1. Czulość takiej metody jest znacznie większa, ponieważ modyfikacja wzorów B-H na proces wypromieniowania dotyczy w głównej mierze dwóch pierwotnych elektronów. Ze względu na proporcjonalność energii krytycznej do kwadratu energii (wzór 4) nie należy spodziewać się na skutek degradacji energii wyraźnego w sensie doświadczalnym efektu w widmie energetycznym fotonów hamowania par elektronowych drugiej i dalszych generacji.

2. Prostota w interpretacji danych doświadczalnych, jak również możliwość ilościowego porównania otrzymanych danych z danymi teoretycznymi otrzymanymi a) przy użyciu wzorów B-H na proces wypromieniowania i tworzenia par, b) przy użyciu zmodyfikowanych wzorów, przemawiają również za stosowaniem wyżej wspomnianego ograniczenia. W przeciwnym razie zmuszeni byłibyśmy do porównywania danych doświadczalnych z danymi teorii kaskad elektronowo-fotonowych opracowanej w oparciu o zmodyfikowane wzory B-H. W chwili obecnej teorii takiej nie posiadamy.

Analiza widma energetycznego fotonów promieniowania hamowania zawężona wyłącznie do pierwotnej pary elektronowej posiada również szereg niedostatków, z których najważniejszymi wydają się być:

- a) Mała statystyka elementów (par elektronowych) w odniesieniu do pojedynczej kaskady spowodowana naturą samego zjawiska, jak również koniecznością podyktowaną względami doświadczalnymi ograniczenia się do liczby par elektronowych powstałych na stosunkowo niewielkiej odległości od punktu powstania pierwotnej pary.

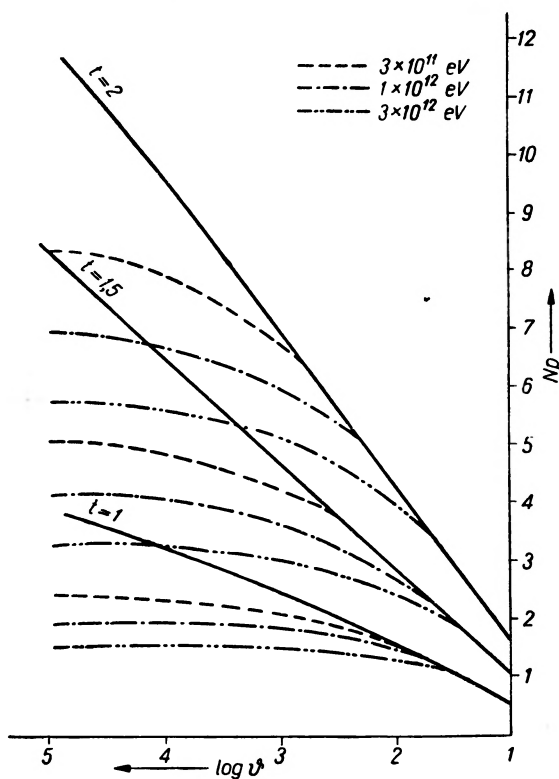
- b) Możliwość mylnego zaszeregowania pary pierwszej generacji do par elektronowych drugiej generacji i na odwrót.

- c) Brak informacji o rozkładzie energii pomiędzy negatonem a pozytonem pary pierwotnej. Konieczność założenia ekwipartycji, w normalnych

rachunkach kaskadowych raczej nieistotna, w rozważaniach dotyczących widma energetycznego fotonów promieniowania hamowania negatonu i pozytonu pary pierwotnej może spowodować pewne trudności. Ze względu na wspomnianą wyżej zależność energii krytycznej od kwadratu energii stosunkowo niewielka różnica w energiach negatonu i pozytonu pary pierwotnej może w pewnym stopniu zmienić widmo fotonów promieniowania hamowania.

### III. Widmo energii par powstałych z fotonów promieniowania hamowania pierwotnego elektronu

Rys. 2 przedstawia widmo całkowite energii par powstałych na drodze  $t$  w zależności od energii początkowej  $E_0$  promieniującego elektronu. Na osi



Rys. 2

odciętych odłożono  $\log v = \log \frac{E_0}{W}$ , gdzie  $W$  oznacza energię pary elektro-  
nowej a tym samym energię fotonu, na osi rzędnych — liczbę par  $N_p$ . Krzy-

we ciągle odpowiadają widmu Bethego-Heitlera dla trzech różnych głębokości ( $t = 1, 1.5, 2$  jedn. kask.). Liczba par jest funkcją  $t$  i  $v$  ( $N_p(t, v)$ ).

Krzywe przerywane odpowiadają widmu Landaua dla głębokości  $t = 1, 1.5, 2$  jedn. kask. i trzech różnych wartości energii początkowej promieniującego elektronu ( $E_0 = 3 \times 10^{11}; 1 \times 10^{12}; 3 \times 10^{12}$  eV). Liczba par jest funkcją  $t, v, E_0$  ( $N_p(t, v, E_0)$ ).

Oczywiście dla danej wartości  $E_0$  wszystkie krzywe nie mają sensu dla  $v > \frac{E_0}{2m_0c^2}$ .

Charakterystyczną cechą widma L-P jest jego obcięcie w zakresie mniejszych energii, przesuwające się ku coraz wyższym w miarę wzrostu energii promieniującego elektronu. Doświadczalnie przejawia się to brakiem par o energii mniejszej od pewnej wartości w zbiorze par pochodzących od fotonów hamowania pierwotnej pary elektronowej.

W ciągu ostatnich kilku lat ukazało się szereg prac odnośnie kaskad elektronowo-fotonowych, w których zaobserwowano odstępstwa od danych przewidywanych przez teorię kaskad. Ciekawą rzeczą jest fakt, iż niemal wszystkie kaskady, w których zaobserwowano anomalie w rozwoju wykazują pewną wspólną cechę, a mianowicie nadmiar par elektronowych o dużej energii w porównaniu z parami małej energii. Zjawisko to tłumaczono na różne sposoby. Schlein [16] dopuszczał możliwość występowania pęku fotonów o dużej energii powstałych w procesie anihilacji antycząstki, inni autorzy tłumaczyli to zjawisko możliwością wzrostu przekroju czynnego na tworzenie tridentów (trident — para elektronowa zgenerowana przez cząstkę bez pośrednictwa fotonu) ze wzrostem energii elektronu. Z kolei w pracy opisującej kaskadę elektronowo-fotonową o energii rzędu  $10^{12}$  eV [17] zasugerowano możliwość wyjaśnienia anomalii w jej rozwoju przy pomocy widma Landaua. Omawiane wyżej odstępstwa wydają się leżeć poza granicami fluktuacji, chociaż te ostatnie mogą być bardzo duże [18].

W chwili obecnej powyższe zagadnienie pozostaje nadal sprawą otwartą. Jego rozwiązanie może nastąpić dopiero wtedy, gdy będziemy dysponowali bogatszą statystyką kaskad elektronowo-fotonowych skrajnie wysokich energii. Jest to zasadniczo możliwe do zrealizowania przy pomocy wielkich bloków klisz warstwowych o objętości kilku litrów emulsji.

#### Literatura

1. L. D. Landau, I. A. Pomeranczuk, ZETF 24, 505 (1953).
2. M. L. Ter-Mikaelian, ZETF 25, 289 (1953).
3. L. D. Landau, I. A. Pomeranczuk, DAN 92, 535, 735 (1953).

4. I. A. Pomeranćzuk, E. L. Feinberg, DAN 93, 439 (1953).
5. M. L. Ter-Mikaelian, DAN 94, 1033 (1954).
6. A. B. Migdał, DAN 96, 49 (1954).
7. A. B. Migdał, DAN 105, 77 (1955).
8. E. L. Feinberg, Usp. Fiz. Nauk 58, 193 (1956).
9. E. L. Feinberg, J. A. Pomeranćzuk, Suppl. Nuovo Cimento 3, 652 (1956).
10. A. B. Migdał, ŻETF 32, 633 (1957).
11. B. Rossi, *High Energy Particles*, New York 1952, Prentice Hall Inc.
12. A. E. Czudakow, Izv. Akad. Nauk CCCP, Ser. fiz. 19, 651 (1955).
13. D. H. Perkins, Phil. Mag. 46, 1146 (1955).
14. W. Wolter, M. Mięśowicz, Nuovo Cimento 4, 648 (1956).
15. L. Janossy, H. Messel, Proc. Roy. Irsh Acad. 54 (A), 217 (1951).
16. M. Schein, D. M. Haskin, R. G. Glasser, Phys. Rev. 95, 855 (1954).
17. M. Mięśowicz, O. Stanisiz, W. Wolter, Nuovo Cimento 5, 513 (1957).
18. H. Fay, Nuovo Cimento 6, 1516 (1957).

*Ignacy Adamczewski*

Akademia Medyczna w Gdańsku — Zakład Fizyki

## Podstawy teoretyczne przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków

### Wstęp

W poprzednim artykule o przewodnictwie elektrycznym ciekłych dielektryków [1] przedstawiłem najważniejsze wyniki prac doświadczalnych zebrane przez różnych autorów w ostatnich kilkudziesięciu latach. W niniejszym artykule przedstawię krótko najważniejsze wyniki prac teoretycznych w tej dziedzinie, przy tym zakładam, że Czytelnik zapoznał się uprzednio z artykułem pierwszym. Jak wiemy, przewodnictwo elektryczne ciekłych dielektryków zależy w bardzo dużej mierze od stopnia ich czystości. Używane zazwyczaj w technice ciekłe dielektryki posiadają jeszcze tyle zanieczyszczeń elektrolitycznych różnego rodzaju, że ich przewodnictwo elektryczne jest rzędu  $10^{-12} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  i może się zmieniać w dużych granicach od jednej próbki cieczy do drugiej. O wielkości tego przewodnictwa decyduje wtedy prawie wyłącznie ilość zanieczyszczeń elektrolitycznych, gdyż cząsteczki ich ulegają łatwo dysocjacji na jony dodatnie i ujemne.

Po bardzo dokładnym usunięciu wszystkich zanieczyszczeń i zawiesin koloidalnych można doprowadzić przewodnictwo niektórych cieczy dielektrycznych do rzędu  $10^{-19} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  i wtedy staje się ono wielkością charakterystyczną dla danej cieczy i związaną ze strukturą i układem jej cząsteczek.

Przewodnictwo samoistne takich cieczy wykazuje wszystkie cechy najlepszych izolatorów stałych, a więc duży opór wewnętrzny, dużą wytrzymałość na przebicie elektryczne, podobną zależność od temperatury itd. Przewodnictwo jonizacyjne takich cieczy wykazuje bardzo dużą analogię do przewodnictwa gazów zjonizowanych. Teoria przewodnictwa samoistnego nie jest jeszcze dobrze opracowana ze względu na to, że i same zjawiska doświadczalne nie są jeszcze gruntownie poznane, z uwagi na trudności w pomiarach bardzo małych prądów elektrycznych rzędu  $10^{-15}$ — $10^{-16}$  ampera, jakie wtedy najczęściej występują w cieczy. Opublikowane teorie

tego zjawiska najczęściej są oparte na znanych teoriach półprzewodników elektronowych i izolatorów stałych, będą one opisane pokrótce na końcu tego artykułu.

Natomiast teoria przewodnictwa jonizacyjnego cieczy dielektrycznych jest dużo lepiej opracowana, gdyż opiera się na analogii zjawisk zachodzących w cieczach i w gazach zjonizowanych i na ugruntowanej już teorii jonów gazowych. Jak jednak wiemy, występuje charakterystyczna różnica w przewodnictwie ciekłych dielektryków i gazów zjonizowanych, wyrażająca się brakiem nasycenia prądu w cieczach, dlatego wszystkie teorie cieczy starają się w pierwszym rzędzie wyjaśnić mechanizm tego zjawiska. Zanim jednak przystąpię do zreferowania tych teorii, przypomnę najważniejsze podstawy teorii jonów gazowych, które mają bezpośrednie zastosowanie w teorii jonów ciekłych.

W gazie zjonizowanym znajdującym się w polu elektrycznym kondensatora występuje ruch jonów obydwu znaków w kierunku elektrod kondensatora. Oprócz tego zjawiska przenoszenia jonów przez pole elektryczne (tzn. zjawiska prądu elektrycznego) występują jeszcze zjawiska: rekombinacji jonów, polegające na tym, że jony różnych znaków przy zderzeniu kompensują swój nabój elektryczny i stają się obojętnymi cząsteczkami, i zjawisko dyfuzji, polegające na tym, że wytworzone początkowo nierównomiernie w przestrzeni jony dążą do równomiernego rozmieszczenia w przestrzeni kondensatora. Te cztery zjawiska: 1) wytwarzania jonów przez czynnik jonizujący, 2) przenoszenia jonów przez pole elektryczne, 3) rekombinacji i 4) dyfuzji jonów są opisane ilościowo przez układ czterech następujących równań:

$$\begin{aligned} n_0 - an_1n_2 &= u_1 d(n_1E)/dx - D_1 d^2n_1/dx^2, \\ n_0 - an_1n_2 &= -u_2 d(n_2E)/dx - D_2 d^2n_2/dx^2, \\ dE/dx &= -4\pi q(n_1 - n_2) = -4\pi \rho, \\ i &= q \{ E(u_1n_1 + u_2n_2) + D_1 dn_1/dx_1 - D_2 dn_2/dx_2 \}, \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie  $n_0$  oznacza liczbę jonów wytwarzaną w jednostce objętości i na jednostkę czasu przez czynnik jonizujący,  $n_1$  i  $n_2$  oznaczają gęstości jonów dwóch różnych znaków,  $a$  oznacza współczynnik rekombinacji jonów,  $u_1$  i  $u_2$  — współczynniki ruchliwości jonów,  $D_1$  i  $D_2$  — współczynniki dyfuzji jonów,  $q$  — nabój jonów,  $E$  — natężenie pola elektrycznego w kondensatorze,  $i$  — gęstość prądu elektrycznego,  $\rho$  — gęstość sumarycznego ładunku.

Dokładne rozwiązanie ogólne powyższego układu równań napotyka na dość duże trudności matematyczne, dlatego też rozwiązuje się je przeważnie metodą przybliżoną dla różnych przypadków szczególnych nadających się do sprawdzenia doświadczalnego.

W prostym przypadku w obszarze prądu nasycenia, kiedy zjawiska rekombinacji i dyfuzji nie odgrywają roli, powyższy układ równań sprowadza się do wyrażenia:

$$i = n_0 \cdot q \cdot S \cdot d, \quad (2)$$

gdzie  $n_0$  oznacza, jak wyżej, liczbę par jonów, wytworzonych w  $1 \text{ cm}^3$  gazu w ciągu 1 sek.,  $q$  oznacza nabój jonu,  $S$  — powierzchnię elektrody chwytającej, a  $d$  — odległość elektrod.

Jak widzimy z powyższego układu równań, natężenie prądu jonizacyjnego w gazie określają częściowo wielkości związane z warunkami doświadczalnymi ( $n_0$ ,  $n$ ,  $E$ ,  $S$ ,  $d$ ) i trzy stałe dla danego gazu (przy danym ciśnieniu i w danej temperaturze) współczynniki: ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji jonów.

Określenie tych trzech współczynników na drodze doświadczalnej pozwala obliczyć w danych warunkach doświadczalnych natężenie prądu jonizacyjnego i porównać je z danymi doświadczalnymi. Zgodność wyników doświadczalnych z wynikami teoretycznymi potwierdza słuszność teorii przewodnictwa jonowego.

Zagadnienie przewodnictwa jonowego w gazach opracował teoretycznie i doświadczalnie P. L a n g e v i n [15]. Jego doświadczalne metody pomiaru współczynników ruchliwości i rekombinacji jonów zastosował w cieczach dielektrycznych autor [2, 4], wyznaczając wartości liczbowe tych wielkości dla szeregu cieczy grupy węglowodorów nasyconych ( $C_nH_{2n+2}$ ) i wykazując możliwość teoretycznego przewidywania natężenia prądów jonizacyjnych w cieczy przy słabych polach w różnych warunkach doświadczalnych.

Pomiary ruchliwości jonów w różnych gazach i w poszczególnych cieczach były wykonane zresztą jeszcze przez szereg innych uczonych i potwierdziły bezspornie charakter jonowy przewodnictwa elektrycznego gazów i cieczy zjonizowanych w słabych polach (w obszarze I i II na rys. 9 w części I tego artykułu). Jednocześnie jednak zostało stwierdzone, że w gazach pod dużymi ciśnieniami, a jeszcze wyraźniej w cieczach dielektrycznych występuje zjawisko stałego powolnego wzrostu prądu nawet w tzw. „obszarze nasycenia”, w którym według klasycznej teorii jonów gazowych natężenie prądu winno mieć wartość stałą. Wyjaśnieniem tego zjawiska zajmują się głównie teorie przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych, jednak żadnej z nich nie udało się bezspornie wyjaśnić przekonywająco wszystkich zjawisk zachodzących w tym obszarze napięć. Dlatego omówimy tu szczegółowiej podstawy trzech różnych teorii: J a f f e g o, P l u m l e y a i F r e n k l a, stanowiących obecnie najpoważniejszy dorobek naukowy w tej dziedzinie. Inne teorie odnoszą się głównie do przewodnictwa elektrycznego cieczy w bardzo silnych polach elektrycz-



nych (rzędu kilkudziesięciu i setek kilowoltów na cm), albo też rozpatrują przeważnie zagadnienie samoistnego przewodnictwa, którego mechanizm przypomina raczej zjawiska w półprzewodnikach elektronowych.

## 2. Podstawy teorii Jaffego

Teorię jonizacji kolumnowej opracował G. J a f f e [13] opierając się na wcześniejszych założeniach P. L a n g e v i n a [15]. Podstawą tej teorii jest założenie, że w czasie jonizacji cieczy cząstkami  $\alpha$  czy protonami wytworzone w niej jony nie są rozłożone równomiernie w przestrzeni, ale są zgrupowane wzdłuż drogi cząstek jonizujących wewnątrz kolumnienek, których osią symetrii jest tor cząstki, a średnica jest początkowo bardzo mała, zaś w miarę działania zjawiska dyfuzji w czasie powiększa się. Za takim obrazem zjawisk jonizacji w cieczach przemawiały również fotografie torów cząstek jonizujących w komorach Wilsona.

Naturalnie, że w przypadku takiego niejednorodnego rozkładu jonów zjawisko rekombinacji jonów grało znacznie większą rolę niż w przypadku ich równomiernego rozmieszczenia w przestrzeni. Przykłady zjawiska rekombinacji wyróżnionych były obserwowane już przez P. L a n g e v i n a i przez innych autorów w gazach pod dużymi ciśnieniami (10 atmosfer i więcej).

Rozróżniano wtedy obok zwykłej rekombinacji jonów (przestrzennej) następujące rodzaje rekombinacji: a) elektronową, kiedy fotoelektron przed utworzeniem jonu ujemnego może się zderzyć z jakimś jonem dodatnim i zneutralizować naboje elektryczne; zjawisko to jest mało prawdopodobne przy niewielkich gęstościach jonów, ale gra bardzo dużą rolę np. w wyładowaniach plazmowych; b) — rekombinację wyróżnioną i początkową (*preferential and initial recombination*), kiedy elektron wyrzucony z atomu czy cząsteczki znajdzie się tak blisko jonu macierzystego, że może sam, czy też w postaci jonu ujemnego, od razu do niego wrócić.

Zjawisko to gra rolę tylko w bardzo krótkich czasach rzędu małego ułamka sekundy zaraz po jonizacji, a później zjawisko dyfuzji rozdziela jony macierzyste od elektronów. Jest ono ważne dla wszystkich rodzajów promieniowania ( $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ ).

W przypadku opisanej przez J a f f e g o rekombinacji kolumnowej decydującą rolę gra osiowa symetria zgrupowania jonów. Poniżej naszkicuję w bardzo dużym skrócie najważniejsze osiągnięcia tej teorii z punktu widzenia jej zastosowań do przewodnictwa cieczy dielektrycznych.

W pierwszej chwili ( $t = 0$ ) zaraz po procesie jonizacji (np. cząstką  $\alpha$ ) jony układają się wzdłuż kolumnienki (rys. 1a) z gęstością poprzeczną  $n_0$  równą

$$n_0 = \frac{N_0}{\pi b^2} \exp(-r^2/b^2), \quad (3)$$

gdzie  $N_0$  oznacza gęstość liniową, tzn. liczbę jonów przypadającą na 1 cm długości kolumny,  $r^2 = x^2 + y^2$  oznacza promień kolumnienki, a  $b$  jest związane ze średnią odległością ( $\bar{r}_0$ ) jonu od środka wzorem:  $\bar{r}_0 = b (\pi/4)^{1/2}$ .

Jeżeli przyjmiemy dla uproszczenia, że pole elektryczne działa prostopadle do osi kolumnienek, wtedy zmiana gęstości ( $n$ ) jonów obydwu znaków w czasie wskutek działania procesów rekombinacji, dyfuzji i rozsuwania jonów przez pole elektryczne będzie zachodziła w sposób następujący:

$$dn/dt = D(d^2n/dx^2 + d^2n/dy^2) + uE dn/dx - an_+n_-, \quad (4)$$

gdzie  $a$ ,  $D$ ,  $u$  oznaczają kolejno wartości współczynników: rekombinacji, dyfuzji i ruchliwości jonów, przy tym należało uwzględnić, że  $\text{div } E = 0$ .

Rozwiązanie równania (4) natrafia na pewne trudności matematyczne, dlatego G. Jaffe rozwiązał je w sposób przybliżony uwzględniając najpierw tylko zjawisko dyfuzji a następnie tylko zjawisko rekombinacji. Otrzymał wtedy następujące równanie na gęstość jonów:

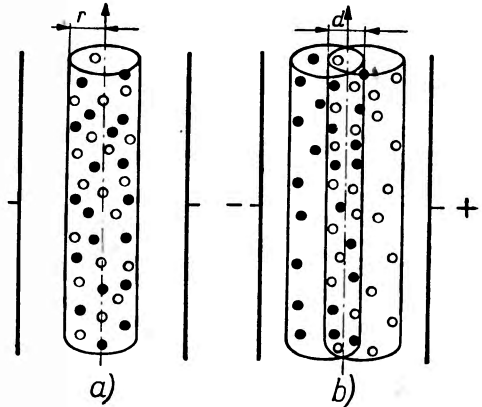
$$n_{\pm} = [N/\pi(4Dt + b^2)] \cdot \exp \{ - [(x \mp uEt)^2 + y^2]/(4Dt + b^2) \}. \quad (5)$$

To równanie przedstawia dwie kolumny jonów znaku przeciwnego (rys. 1b), rozchodzące się ze względną prędkością  $2uE$ .  $N$  oznacza chwilową gęstość liniową, która zmienia się w czasie i w zależności od pola w sposób następujący:

$$N_t = N_0 \left\{ 1 + \frac{aN_0}{2\pi} \int_0^t \left[ \exp \left[ -4u^2E^2t^2/(4Dt + b^2) \right] \right] / (4Dt + b^2) dt \right\} \quad (6)$$

Podstawienie tej wartości do wzoru (5), a następnie podstawienie  $n$  ze wzoru (5) do równania (4) daje przybliżone rozwiązanie zagadnienia.

Charakterystyczną cechą tego rozwiązania jest to, że ze wzrastającym  $t$  wartość  $N_t$  nie dąży do zera, ale do pewnej wartości granicznej  $N_{\infty}$ , która



Rys. 1. a) rozkład jonów wzdłuż toru cząstki alfa wewnątrz kondensatora płaskiego bez pola elektrycznego,  $r$  — oznacza promień kolumnienki, punkty czarne oznaczają jony dodatnie, punkty białe — jony ujemne; b) rozkład jonów wzdłuż toru cząstki alfa wewnątrz kondensatora płaskiego po czasie  $t$  od chwili przyłożenia pola  $E$ . Kolumnienki jonów dodatnich i ujemnych rozsunęły się na odległość  $d = 2uEt$

jest funkcją natężenia pola elektrycznego  $E$  i która przedstawia liczbę jonów usuniętych z kolumny przez pole.

Ponieważ w rozwiązaniu występują pochodne funkcji cylindrycznych nie dające się łatwo obliczyć liczbowo, dlatego stosuje się raczej pewne kombinacje wzorów teoretycznych i danych doświadczalnych, na podstawie których można określić wartość  $N_\infty$ . W szczególności można wyznaczyć stosunek liczby jonów wyciągniętych przez pole z kolumny i podlegających już tylko zwykłemu prawu rekombinacji z zależności:

$$N_\infty/N_0 = 1/[1 + (aN_0/8\pi D)f(x)], \quad (7)$$

$$\text{gdzie} \quad f(x) = x^{-\frac{1}{2}} \int_0^\infty e^{-s} [s(1 + s/x)]^{-\frac{1}{2}} ds, \quad (8)$$

$$\text{a} \quad s = 2u^2 E^2 (y - b^2)^2 / 16D^2 y; \quad y = 4Dt + b^2; \quad x = b^2 u^2 E^2 / 2D^2. \quad (9)$$

Dla dużych wartości  $x$  (tzn. dużych wartości pola  $E$ ) całka w równaniu (8) dąży szybko do 1,  $f(x)$  dąży do 0 i  $N_\infty = N_0$ ; dla  $E = 0$  otrzymuje się  $N = 0$ .

Ponieważ stosunek  $N_\infty/N_0$  określa stosunek natężenia prądu mierzonego do natężenia prądu nasycenia, przeto można zastąpić równanie (7) przez równanie

$$1/i = 1/i_s + (aN_0/8\pi D)f(x)/i_s, \quad (10)$$

które już daje wyraźną zależność natężenia prądu od natężenia pola elektrycznego, ponieważ w funkcji  $f(x)$  występuje  $E$ , tak że dla dużych  $E$   $f(x) = A/E$ , gdzie stała  $A = (\pi/2)^{\frac{1}{2}} D/ub$ .

Dla małych wartości  $E$  rzędu paru tysięcy woltów na cm należy wyznaczyć wartość funkcji  $f(x)$  na podstawie tablic i wykresów obliczonych i wykreślonych przez Z a n s t r ę [31] i podanych również w jednej z prac autora [5]. Zależność  $1/i = \Phi[f(x)]$  daje na wykresie linię prostą, z nachylenia której można wyznaczyć jonizację właściwą  $N_0$  i wartość prądu nasycenia  $i_s$ .

Teoria G. J a f f e g o była uznawana przez długie lata prawie bez zastrzeżeń nie tylko dla wyjaśnienia procesów jonizacyjnych wywołanych w gazach pod dużymi ciśnieniami i w cieczach dielektrycznych przez ciężkie cząstki jonizujące, takie jak cząstki alfa czy protony, ale również i dla wytłumaczenia efektów jonizacyjnych wywołanych w tych substancjach przez promieniowanie beta i promieniowanie X i gamma.

Było to o tyle niezrozumiałe, że o ile w tym pierwszym przypadku obecność kolumnienek jonizacyjnych wzdłuż torów cząstek jest bezsporna,

o tyle np. w przypadku jonizacji promieniowaniem X i gamma jest to raczej wątpliwe.

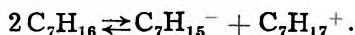
D. E. Lea usiłował nawet opracować dla tych przypadków inną teorię opartą na założeniu, że przy jonizowaniu cieczy promieniowaniem X i gamma główną rolę grają wtórne elektrony  $\delta$  o energii rzędu 100—200 eV, które wytwarzają małe grupy (2—3 pary) jonów i że w tych grupach duży wpływ ma rekombinacja wyróżniona, ale koncepcja ta na ogół się nie przyjęła.

Niedawno jednak (1953) ukazała się ciekawa praca doświadczalna E. W. T. Richardsona nad jonizacją cieczy dielektrycznych skolimowanymi wiązkami cząstek alfa, ustawionymi pod różnymi kątami do kierunku pola elektrycznego działającego w kondensatorze. Należało przypuszczać, że jeżeli pole elektryczne zewnętrzne działa prostopadle do osi kolumnienki jonizacyjnej, to liczba jonów usuniętych przez nie spod wpływu rekombinacji wyróżnionej będzie dużo większa niż wtedy, gdy pole będzie działało wzdłuż kolumnienki. Doświadczenie nie wykazało jednak żadnej zależności od kierunku pola i wobec tego Richardson przypuszcza również, że główną rolę i w tym przypadku grają tylko elektrony  $\delta$  o energii około 1000 V. Oblicza on jednocześnie, że przy średnicy kolumnienki rzędu 0,05 mikrona, przyjmując na efektywny potencjał jonizacyjny około 30 eV, otrzymuje się wewnątrz takiej domniemanej kolumnienki pola elektryczne rzędu  $10^7$  V/cm, tzn., że pola wewnętrzne nawet rzędu  $10^5$  V/cm dawałyby tak nikłe efekty w mierzonym prądzie, wywołane wyciąganiem jonów z kolumnienki, że nie mogłyby one być wykryte doświadczalnie.

### 3. Podstawy teorii Plumleya

Inną koncepcję wyjaśnienia wzrostu natężenia prądu w „obszarze II nasycenia” podał H. J. Plumley [22] opierając się na teorii L. Onsagera [19]. Mianowicie H. J. Plumley uważa, że cząsteczki cieczy dielektrycznych nawet tych, które mają bardzo małą stałą dielektryczną (2—4), mogą podlegać dysocjacji w wyższych polach elektrycznych.

Można by zatem sądzić, że cząsteczki obojętne stanowią z reguły pary jonów dodatnich i ujemnych, które mogą się rozpadać w polu elektrycznym na dwa jony. Np. dla heptanu można by wtedy napisać:



Jeżeli przez  $U_0$  oznaczymy normalną wartość energii jonizacji, to w obecności pola elektrycznego  $E$  energia ta będzie zmniejszona o

$$\Delta U_x = -q^2/\epsilon r_0 - qEr_0, \quad (11)$$

gdzie  $\bar{r}_0$  oznacza odległość jonów przy maksymalnej barierze potencjału i równa się  $r_0 = (q/\epsilon E)^{\frac{1}{2}}$ ,  $q$  oznacza nabój jonu, a  $\epsilon$  stałą dielektryczną. Można stąd obliczyć, że

$$\Delta U_x = -2q^{\frac{3}{2}}(E/\epsilon)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Ponieważ energia jonizacji cząsteczki wynosi  $U_x = U_0 + \Delta U$ , zatem

$$u_x = u_0 - q^{\frac{3}{2}}(E/\epsilon)^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Wobec tego stała dysocjacji  $K(E)$  określona z równania —  $dn/dt = nK(E)$ , gdzie  $n$  oznacza liczbę cząsteczek niezdisocjowanych w 1 cm<sup>3</sup>, będzie równa:

$$\begin{aligned} K(E) &= C \exp(-U_x/kT) = C \exp\{[-U_0 + 2q^{\frac{3}{2}}(E/\epsilon)^{\frac{1}{2}}]/kT\} = \\ &= K(0) \exp\{[2q^{\frac{3}{2}}(E/\epsilon)^{\frac{1}{2}}]/kT\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Przy tym uwzględniono tu znaną zależność z teorii mechaniki statystycznej

$$d \ln K(E)/dt = U_x/kT^2 \quad (15)$$

Mierzone natężenie prądu równa się w obszarze nasycenia:

$$i = nqK(E)dS,$$

tzn., że podstawiając wartość  $K(E)$  ze wzoru (14) otrzymamy ostatecznie:

$$i = C \exp(2q/kT) (qE/300\epsilon)^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

gdzie  $C$  jest pewną stałą. Istotną częścią tej teorii jest zależność

$$\ln i = AE^{\frac{1}{2}}, \quad (17)$$

która może być sprawdzona na drodze doświadczalnej. Mianowicie zależność  $\ln i = f(E^{\frac{1}{2}})$  jest wtedy linią prostą.

Trzeba przyznać, że zależność ogólna (16) jest dosyć dobrze potwierdzona przez doświadczenie szczególnie w wysokich polach elektrycznych, na co zwracali uwagę H. J. Plumley [22], K. H. Reiss [23] i C. S. Pao [20], porównując ją z wynikami swoich doświadczeń. Oddaje ona również zależność prądu od temperatury i zależności od stałej dielektrycznej.

Ale jej wartości liczbowe nie zgadzają się z doświadczeniem. Na ogół są duże zastrzeżenia co do tej interpretacji teoretycznej szczególnie dla niskich pól elektrycznych i przypuszcza się, że zgodność wyników doświadczalnych z końcowym ogólnym wzorem teoretycznym może być przy-

padkowa, o tyle, że właściwa teoria przewodnictwa może prowadzić do podobnej zależności prądu od natężenia pola i od temperatury, ale mechanizm przewodzenia może być zupełnie inny. Np. dużo podobieństwa wykazują niektóre zależności z teorii półprzewodników elektronowych, z tym, że najczęściej w tym przypadku linię prostą stanowi zależność  $\log i = f(E)$ .

#### 4. Podstawy teorii Frenkla

Frenkiel [10] oparł teorię przewodnictwa elektrycznego w ciekłych dielektrykach na swojej ogólnej teorii cieczy. Według tej teorii cząsteczki cieczy są powiązane ze sobą siłami spójności, ale na skutek ruchów cieplnych wykonują drgania o dosyć dużej amplitudzie dokoła ich położenia równowagi i istnieje określone prawdopodobieństwo tego, że w czasie tych drgań cząsteczka może uzyskać tak dużą energię kinetyczną, że następuje oderwanie jej od cząsteczki sąsiedniej i przemieszczenie na odległość jej własnych rozmiarów, gdzie znowu zatrzymuje się w nowym położeniu równowagi. Liczba cząsteczek przemieszczających się w ten sposób jest określona przez różnicę ( $U_0$ ) energii potencjalnej ( $U_2$ ) cząsteczki w stanie pobudzenia i energii potencjalnej ( $U_1$ ) cząsteczki w stanie normalnym ( $U_0 = U_2 - U_1$ ), a poza tym zależy w dużym stopniu od jej energii kinetycznej w bezładnym ruchu cieplnym, tzn. zależy od temperatury cieczy ( $T$ ). Jeżeli przez  $\nu$  oznaczymy częstość drgań własnych cząsteczki w miejscu jej zatrzymania, tzn. liczbę możliwych przypadków przeskoczenia bariery potencjalnej  $U_0$ , to liczba  $n$  cząsteczek, które pokonują barierę potencjału w ciągu jednostki czasu w danym kierunku, wynosi

$$n = (n_0/6)\nu \exp(-U_0/kT), \quad (18)$$

przy tym cyfrę 6 w mianowniku otrzymuje się stąd, że 1/3 cząsteczek porusza się w jednym z trzech prostopadłych do siebie kierunków, a połowa tej 1/3 cząsteczek ma zwrot w jedną stronę.

Bez działania sił zewnętrznych uaktywnione cząsteczki cieczy przemieszczają się ruchem bezładnym w różnych kierunkach pokonując barierę potencjalną i zatrzymują się w nowych położeniach równowagi. Taki opis ruchu termicznego cieczy wyjaśnia między innymi wpływ temperatury na lepkość cieczy.

Jeżeli w cieczy niedipolowej znajduje się pewna liczba jonów, to w nieobecności pola elektrycznego ruchy jonów niewiele się różnią od ruchów cieplnych cząsteczek cieczy. Ale po przyłożeniu pola elektrycznego jony uzyskują dodatkową prędkość w kierunku pola, a więc i dodatkową energię kinetyczną równą  $\Delta U = qE\delta/2$ , gdzie  $q$  oznacza nabój jonu,  $E$  natężenie

nie pola elektrycznego,  $\delta$  — długość swobodnego przebiegu jonu. Zatem  $\Delta U$  jest pracą pola na połowie drogi przebiegu jonu.

Dodatkowa liczba jonów przenoszonych pracą pola przez barierę potencjalną wynosi

$$\Delta U = (n_0/6)v \exp[-(U_0 - \Delta U)/kT] - \exp[-(U_0 + \Delta U)/kT], \quad (19)$$

a dla niezbyt silnych pól, kiedy  $\Delta U \ll kT$  otrzymuje się przy rozwinięciu na szeregi funkcji  $\exp(-\Delta U/kT)$  i  $\exp(\Delta U/kT)$  wyrażenie

$$\Delta n = (n_0/3)v \exp(-U_0/kT) \Delta U/kT = (n_0 q E \delta v / 6 k T) \exp(-U_0/kT). \quad (20)$$

Wyrażenie  $\Delta n/n_0 = (q\delta v/6kT)E \exp(-U_0/kT)$  określa liczbę dodatkowych przerzutów w kierunku pola, którym podlega jeden jon w ciągu jednej sekundy. Prędkość przenoszenia jonów w kierunku pola wynosi:

$$v_E = (\Delta n/n_0)\delta = (q\delta^2 v/6kT)E \exp(-U_0/kT) = (\Delta U \delta v/3kT) \exp(-U_0/kT), \quad (21)$$

a ruchliwość jonów w cieczy wynosi:

$$u = v_E/E = (q\delta^2 v/6kT) \exp(-U_0/kT) = (\Delta U \delta v/3kTE) \exp(-U_0/kT). \quad (22)$$

Jak widzimy, ruchliwość jonu w cieczy zależy od długości „swobodnego” przebiegu jonu, od temperatury cieczy i od pracy oderwania jonu od sąsiednich cząsteczek, a nie zależy dla słabych pól  $\Delta U \ll kT$  od natężenia pola.

Natężenie prądu jonowego w obszarze przed nasyceniem określa wzór:

$$i = n_0 q v_E = n_0 q u E, \quad (23)$$

$$\text{tzn.} \quad i = n_0 q u E = (n_0 q^2 \delta^2 v / 6 k T) \exp(-U_0/kT) E, \quad (24)$$

a przewodnictwo elektryczne cieczy jest równe

$$\lambda = i/E = n_0 q u = (n_0 q^2 \delta^2 v / 6 k T) \exp(-U_0/kT), \quad (25)$$

przy czym  $n_0$  oznacza liczbę jonów w  $1 \text{ cm}^3$ . Według Frenkla mechanizm przewodzenia elektrycznego w cieczy dielektrycznej przedstawia się wobec tego w sposób następujący: wytworzony przez jakiś czynnik zewnętrzny jon przylepia się do cząsteczki i tworzy z nią wspólną całość, jednak na skutek ruchów cieplnych jon może oderwać się od cząsteczki tracąc energię na pracę pokonania sił sprężenia, tzn. na energię aktywacji. Po oderwaniu się od cząsteczki jon przebywa pewną drogę „swobodną”  $\delta$  o długości rzędu rozmiarów cząsteczki i przylepia się do nowej cząsteczki. Średnia wielkość drogi swobodnej  $\delta$  zależy od struktury cząsteczek cieczy, a częściowo i od poruszającego się jonu.

W gazach siły sprężenia pomiędzy jonami i cząsteczkami gazu są bardzo małe i dlatego ruchliwości jonów gazowych zależą głównie od czasu

swobodnego przebiegu i od stosunku naboju jonu od jego masy. Jony w cieczach mogą być otoczone cząsteczkami obojętnymi (co specjalnie charakteryzuje ciecze polarne), dlatego na ogół jony cieczowe mają zbliżone wartości ruchliwości (rzędu  $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ ) w odróżnieniu od jonów gazowych, których ruchliwości mogą się różnić w rzędach wielkości.

Należy jeszcze zaznaczyć, że rozpatrywana wyżej prędkość przenoszenia  $v_E$  jonów w kierunku pola elektrycznego określona przez wzór (21) nie jest równoznaczna z prędkością ogólną ruchu jonów ( $c$ ), którą określa liczba przerzutów jonu w ciągu jednej sekundy w dowolnym kierunku przez długość przebiegu:

$$c = \frac{n\delta}{n_0} = v_E \frac{n}{\Delta n} = v_E \frac{3kT}{\Delta U} = \frac{qE\delta}{6kT}. \quad (26)$$

Dla  $\Delta U \ll kT$  prędkość  $c$  jest znacznie większa od prędkości  $v_E$ .

Ze wzoru (25) na przewodnictwo jonowe cieczy wynika, że winno ono szybko wzrastać ze wzrostem temperatury:

$$\lambda = A \exp(-B/kT),$$

gdzie  $A = n_0 q^2 \delta^2 \nu / 6kT$ , a  $B = U_0/k$ .

Wielkość  $A$  zmienia się ze wzrostem temperatury bardzo wolno w porównaniu z członem  $\exp(-U_0/kT)$ , dlatego w pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że zależność  $\ln \lambda = f(B/T)$  powinna być linią prostą, co na ogół zgadza się z wynikami doświadczalnymi.

W rozważaniach Frenkla nie są uwzględnione zależności prądu jonizacyjnego od natężenia pola elektrycznego dla silnych pól, tzn. wtedy, gdy  $\Delta U \sim kT$  lub  $\Delta U > kT$  i gdy uproszczenia podane we wzorach (19) i (20) przestają być słuszne. Przy dokładnym uwzględnieniu pełnego wzoru (19) w równaniu (20) winien wystąpić dalszy wzrost prądu ze wzrostem natężenia pola elektrycznego.

Jak widzimy z powyższych rozważań, żadna z wymienionych wyżej trzech teorii nie tłumaczy zadowalająco wszystkich zjawisk towarzyszących przepływowi prądu elektrycznego w zjonizowanych cieczach dielektrycznych, chociaż wnoszą one bez wątpienia wiele ciekawych pomysłów, które mogą być wykorzystane przy rozwiązaniu tego zagadnienia.

O słuszności tej czy innej teorii będą decydowały dalsze dokładne badania przewodnictwa samoistnego i jonizacyjnego ciekłych dielektryków w różnych temperaturach, a w szczególności badania charakterystyk prądowo-napięciowych w słabych i silnych polach elektrycznych i badania wielkości charakteryzujących nośniki prądu (jony czy elektrony), a więc współczynników: ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji.



Z tego, co mówiliśmy dotychczas o zależności prądu od natężenia pola elektrycznego, można zestawić następujące wzory charakteryzujące poszczególne teorie:

- 1)  $i = i_s = \text{const.}$  (dla gazów pod normalnym ciśnieniem).
- 2)  $i = i_s + cE$  (przybliżona zależność dla gazów pod dużymi ciśnieniami i dla cieczy dielektrycznych)
- 3)  $1/i = (1/i_s)(1 + A/E)$  (wg teorii J a f f e g o)
- 4)  $\ln i = A_1 + B_1 E^{\frac{1}{2}}$  (wg teorii P l u m l e y a)
- 5)  $\ln i = A_2 + B_2 E$  (wg teorii półprzewodników elektronowych)
- 6)  $\ln i = A_3 - B_3/T$  (zależność prądu od temperatury wg teorii: P l u m l e y a, F r e n k l a i teorii półprzewodników elektronowych).

W równaniach tych  $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$  oznaczają pewne stałe. Przy rozpatrywaniu przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych w bardzo silnych polach elektrycznych należałoby wziąć jeszcze pod uwagę teorię zjawiska emisji elektronów z katody i obniżenia pracy wyjścia elektronów z metalu do cieczy (prace F o w l e r a i N o r d h e i m a [7], S o m m e r f e l d a i B e t h e g o [30], S c h o t t k y ' e g o [27], H o u s e ' a [12] i innych), zjawisko powiększenia lawinowego liczby swobodnych elektronów i jonów w cieczy na skutek jonizacji zderzeniowej (prace N i k u r a d s e g o [18], S c h u m a n n a [28] i innych), oraz zjawisko rozkładu ładunku przestrzennego w cieczy (prace H o u s e ' a [12], G r e e n a [11] i innych).

Tymi pracami zajmiemy się jednak dokładniej w następnym artykule poświęconym przewodnictwu w bardzo wysokich polach i przebiciu elektrycznemu.

Natomiast obecnie zajmiemy się jeszcze nowymi kierunkami badań powiązanych z teorią półprzewodników elektronowych i dielektryków stałych, które to badania można w pewnej mierze wykorzystać i do teorii mechanizmu przewodzenia w cieczach dielektrycznych.

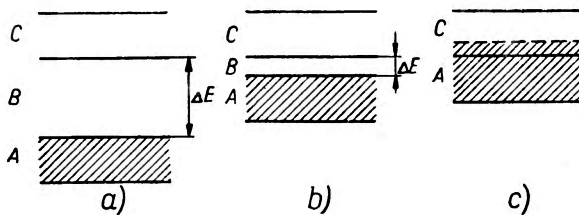
## 5. Nowe kierunki badań nad dielektrykami ciekłymi

W ostatnich paru latach ukazało się szereg prac wskazujących na możliwości wyjaśnienia przewodnictwa elektrycznego w dielektrykach na gruncie teorii pasmowej półprzewodników elektronowych i izolatorów.

Jak wiemy<sup>1)</sup>, mechanizm przewodnictwa elektronowego w metalach, półprzewodnikach i izolatorach oparty jest na modelu pasmowym. Pasma

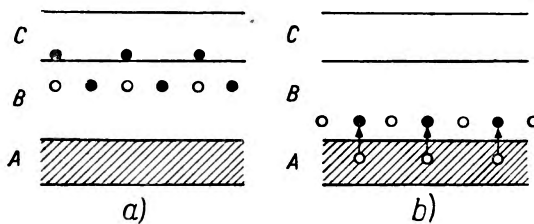
<sup>1)</sup> Obszerną literaturę z dziedziny półprzewodników elektronowych można znaleźć w podręcznikach i monografiach: N. F. M o t t a i R. W. G u r n e y a [17], J o f f e g o [14] i W. S h o c k l e y a [26].

powstają na skutek nałożenia się na siebie pojedynczych poziomów energetycznych elektronów walencyjnych w atomach przy skupianiu ich w siatkę krystaliczną. W pasmach powstałych z nałożenia się  $N$  poziomów może znajdować się, zgodnie z zakazem Pauliego, najwyżej  $2N$  elektronów. Jeżeli najwyższe pasmo energetyczne obsadzone przez elektrony jest wypełnione całkowicie, a najbliższe wyższe puste pasmo energetyczne jest odległe od niego o  $\Delta E$ , to w zależności od wielkości  $\Delta E$  substancja może stanowić izolator ( $\Delta E \gg kT$ , rys. 2a), półprzewodnik elektronowy ( $\Delta E \sim kT$ , rys. 2b) lub metal (rys. 2c).



Rys. 2. Schematy pasmowe energetyczne: a) dielektryka, b) półprzewodnika elektronowego, c) metalu. A — pasmo podstawowe (całkowicie zajęte), B — pasmo wzbronione, C — pasmo przewodnictwa

Substancje należące do dobrych przewodników elektryczności (np. metale) mają według tego modelu tylko częściowo zajęte pasmo przewodnictwa (rys. 3c), tak że np. pole elektryczne może łatwo powiększać energię elektronów swobodnych takich substancji.



Rys. 3. a) półprzewodnik z domieszkami donorowymi, b) — półprzewodnik z domieszkami akceptorowymi

Zwiększenie przewodnictwa w dielektrykach przez jonizację promieniowaniem jonizującym tłumaczymy dostarczeniem elektronom, znajdującym się w pasmie całkowicie obsadzonym, energii większej od  $\Delta E$ . W przypadku półprzewodników elektronowych, kiedy  $\Delta E$  jest rzędu 0.03 eV, energii takiej mogą elektronom dostarczyć ruchy cieplne.

Schematy pasmowe podane na rys. 1 odnoszą się do substancji jednorodnych czystych.

Jeżeli w dobrym izolatorze pojawiają się zanieczyszczenia obce czy też nawet tylko uszkodzenia i nieregularności własnej sieci krystalicznej, wtedy mogą powstać dodatkowo poziomy lokalne, które znacznie ułatwiają energetycznie przejścia elektronów do strefy przewodnictwa. Rozróżniamy tu jeszcze dwa przypadki: 1) pierwszy, w którym atomy substancji obcej tracą łatwo elektrony (rys. 3), wtedy pasma dodatkowe lokalne skupiają się bliżej pasma przewodnictwa, przez co powstaje półprzewodnik donorowy ( $n$ ), 2) drugi, w którym atomy substancji obcej chwytają elektrony, wtedy dodatkowe poziomy lokalne powstają raczej bliżej pasma podstawowego i ułatwiają wychwytywanie elektronów z tego pasma. Takie półprzewodniki nazywamy akceptorowymi ( $p$ ). W półprzewodnikach donorowych główną rolę gra przewodnictwo elektronowe, w półprzewodnikach akceptorowych główną rolę gra tzw. „przewodnictwo dziurowe”, tzn. przesuwanie się pustych miejsc po elektronach w kierunku przeciwnym do ruchu elektronów.

Na tych modelach pasmowych opierają się teorie wyjaśniające najważniejsze właściwości półprzewodników elektronowych, a więc ich: 1) wartość przewodnictwa rzędu  $\sim 10^{-5}$ — $10^{-12} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , 2) duży wpływ śladów zanieczyszczeń obcych na to przewodnictwo, 3) wykładniczą zależność przewodnictwa od temperatury, 4) mechanizm fotoprzewodnictwa, tzn. wzrostu przewodnictwa pod wpływem naświetlania promieniowaniem nadfioletowym, rentgenowskim lub gamma.

Analogie zjawisk w mechanizmie przewodzenia prądu elektrycznego w półprzewodnikach elektronowych i dielektrykach zjonizowanych skłoniły ostatnio niektórych autorów do rozpatrzenia możliwości zastosowania teorii pasmowej do wyjaśnienia zjawisk zachodzących w dielektrykach, a głównie do wyjaśnienia ich mechanizmu przebicia elektrycznego.

Wprawdzie główną uwagę poświęcono w tych pracach dielektrykom stałym, takim jak np. polyetylen, polytetrafluoroetylen, polystyren, mika, bursztyn itp., ale ze względu na podobieństwo niektórych zjawisk w dielektrykach stałych i ciekłych jest do pomyślenia zastosowanie pewnych rozważań z tych prac do dielektryków ciekłych.

Na uwagę zasługują tu takie prace, jak ostatnia praca J. F. Fowlera [6] z roku 1956 nad badaniem przewodnictwa wzbudzonego promieniami rentgenowskimi w substancjach izolujących i seria mniejszych prac doświadczalnych J. F. Fowlera i F. T. Farmera [8], prace teoretyczne H. Fröhlicha [9], J. H. Simpsona [29] i innych.

Fowler przypuszcza, że przewodnictwo izolatorów stałych składa się z dwóch rodzajów przewodnictwa: statycznego, podobnego do przewodnictwa kryształów półprzewodzących i indukowanego wywołanego przez czynnik jonizujący.

Przewodnictwo statyczne wykazuje, podobnie jak półprzewodniki, zależność od temperatury w postaci

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_0/kT), \quad (27)$$

gdzie  $E_0$  oznacza odległość pasma zajętego od pasma przewodnictwa. Prąd statyczny określa wtedy wzór

$$i = \sigma E = qunSE, \quad (28)$$

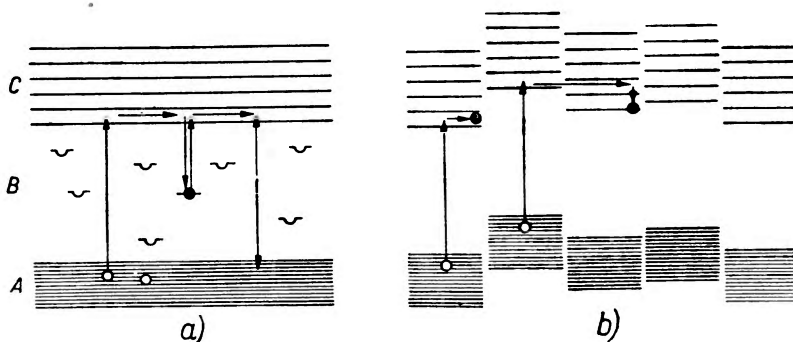
gdzie  $u$  oznacza ruchliwość elektronu (rzędu  $10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sek}^{-1}$ ),  $n$  liczbę elektronów w  $1 \text{ cm}^3$ ,  $E$  — natężenie pola elektrycznego, a inne symbole mają oznaczenia przyjęte już poprzednio.

Przewodnictwo jonizacyjne jest określone przez liczbę elektronów  $n_0$  przeniesionych do pasma przewodnictwa, przez liczbę „pułapek” elektronowych (dodatnich), oraz przez współczynnik rekombinacji  $\alpha$  określony równaniem:

$$n_0 = \alpha n m \quad (29)$$

i równy  $\alpha = Qv$ , gdzie  $v$  oznacza średnią prędkość elektronu, a  $Q$  — przekrój czynny na zderzenie elektronu z pułapką, dające rekombinację;  $m$  oznacza liczbę pułapek na  $1 \text{ cm}^3$ ,  $n$  — liczbę elektronów w  $1 \text{ cm}^3$  w danej chwili.

Mechanizm przewodnictwa jest poza tym określony strukturą danej substancji, a więc np. czy jest ona całkowicie, czy częściowo krystaliczna, czy też zupełnie amorficzna.



Rys. 4. Rozkład pasm energetycznych: a) dla jednej grupy atomów, b) dla substancji z nieuporządkowaną strukturą.

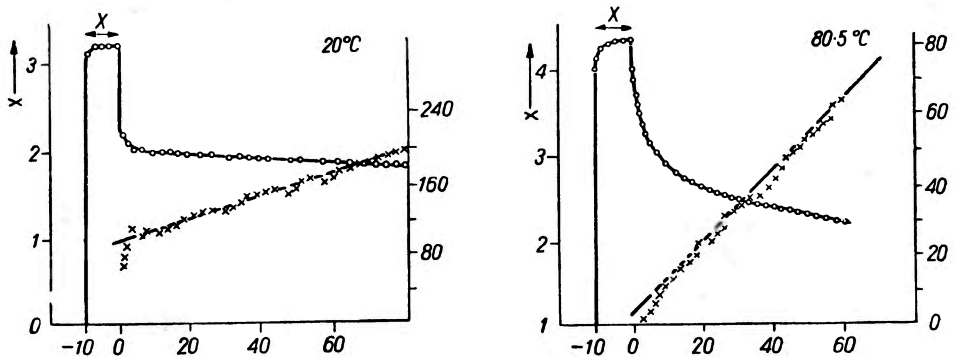
Substancje węglowodorowe w stanie stałym nie są wprawdzie dokładnymi kryształami, ale wykazują często bardzo daleko posunięte uporządkowanie cząsteczek (w 60—80%) zależnie naturalnie od temperatury. Fowler wyobraża sobie poziomy energetyczne w takich substancjach ułożone w sposób wskazany na rys. 4. W części a) pokazany jest układ pozio-

mów dla pojedynczych grup atomowych, w części b) pokazany jest schemat dla substancji o zniekształconej strukturze. Widać z tego rysunku, jaką rolę grają pułapki elektronowe w pojedynczej grupie i w jaki sposób poziomy przewodnictwa jednej grupy atomów mogą być pułapkami dla drugiej grupy atomów.

Fowler przypuszcza dalej, że pułapki elektronowe wywołane jonizacją mogą być rozłożone w różny sposób w przerwie między pasmami — albo jednostajnie, albo wykładniczo.

W zależności od tego rekombinacja elektronów z pułapkami będzie zachodziła w różny sposób i substancja będzie utrzymywała stan zjonizowania dłużej lub krócej. Jako przykład doświadczalny tych obrazów teoretycznych mogą posłużyć wyniki z dwóch serii pomiarów dla polietylenu w temperaturach 80° i 20°C (z pracy Fowlera [9]).

Na rysunku 5 wykreślone są zależności  $\log(i - i_D) = f(t)$ , gdzie  $i$  oznacza prąd jonizacyjny, a  $i_D$  prąd „ciemny” oraz zależność  $1/(i - i_D) = f(t)$ .



Rys. 5. Zależność prądu jonizacyjnego od czasu w polietylenie: a) w temperaturze 80°C i b) w temperaturze 20°C. (wg Fowlera [20])  $\ln(i - i_D) = f(t)$ ;  $i$  oznacza prąd jonizacyjny,  $i_D$  — prąd ciemny. Jednostką prądu jest  $2 \times 10^{-14}$  A. Linie proste są wykresami zależności  $1/(i - i_D) = f(t)$ . Czas od 10 minut do 0 oznacza czas naświetlania, czas  $t > 0$  oznacza czas zaniku prądu na skutek rekombinacji

W czasie od 10 min. do 0 substancja jest naświetlona wiązką promieni rentgena. W chwili  $t = 0$  jonizacja jest przerywana i prąd zanika w czasie. Jak widzimy, zanik w czasie przebiega w sposób bardzo różny, co Fowler tłumaczy rozkładem pułapek elektronowych.

Przy rozkładzie równomiernym tych pułapek  $M_E = \text{const.}$  ubytek gęstości elektronów w czasie następuje według prawa

$$1/n = 1/n_0 + (a/kT)(E - E_0)t, \quad (30)$$

gdzie  $E_0$  określa poziom najniższej pułapki.

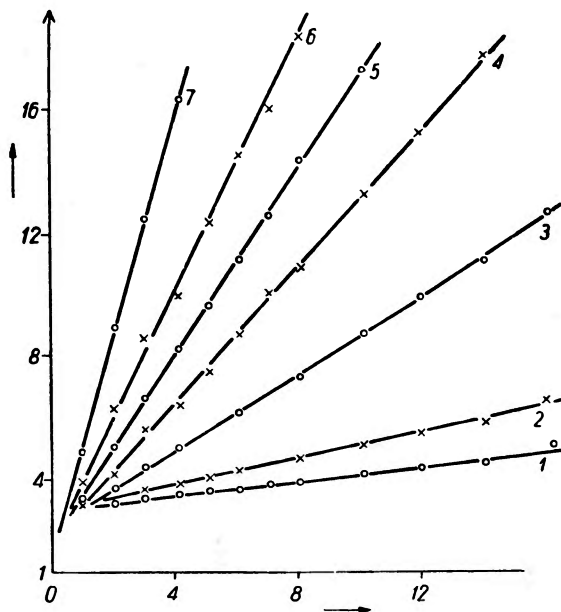
Przy rozkładzie wykładniczym  $M_E = A \exp(E_0/kT)$  otrzymuje się

$$1/n = 1/n_0 + aT_1/T)t. \quad (31)$$

Na rys. 6 wykreślona jest zależność  $n_0/n = f(t)$ .

Obydwa wzory (30) i (31) przypominają analogiczną zależność dla cieczy podaną we wzorze (21) poprzedniego artykułu [1].

Należy zaznaczyć, że ostatnie doświadczenia mają duże możliwości zastosowań praktycznych, np. dla wytworzenia nowych detektorów przy badaniu promieniowania energii atomowej. Niektóre substancje naświetlane dawką do  $10^6$  r/min. mogą wykazywać jeszcze zwiększone przewodnictwo po 20—30 godzinach od chwili przerwania naświetlania.



Rys. 6. Zależność  $n_0/n = f(t)$  w polietylenie dla różnych doz naświetlania (wg Fowlera [20])

Wiele z tych rozważań można przenieść do zagadnienia przewodnictwa cieczy, chociaż w tym przypadku zagadnienie o tyle się komplikuje, że uporządkowanie cząsteczek jest mniejsze i mniej trwałe i że jony dodatnie („dziury” i „pułapki” elektronowe) wędrują w polu elektrycznym.

Oprócz rozważań na temat współczesnych teorii przewodnictwa samoistnego i wzbudzonego izolatorów należy zwrócić jeszcze uwagę na współczesne badania rozkładu elektronów w cząsteczkach różnych substancji i ich znaczenie i powiązanie ze strukturą widm absorpcyjnych i przewodnictwem półprzewodników i izolatorów.

Ukazało się szereg bardzo ciekawych prac doświadczalnych i teoretycznych wiążących strukturę cząsteczek poszczególnych związków chemicznych (np. grup węglowodorów) z ich właściwościami optycznymi i elektrycznymi.

Z badań tych wynika, że w cząsteczkach chemicznych poza grupą elektronów związanych silnie z poszczególnymi atomami, tzw. elektronami  $\sigma$ , istnieją grupy elektronów słabo związanych z atomami i mogących się poruszać prawie swobodnie wewnątrz pewnych grup atomowych czy też nawet wewnątrz całej cząsteczki.

Do takich elektronów należą np. tzw. elektrony  $\pi$ , występujące w cząsteczkach nienasyconych związków organicznych (z wiązaniem podwójnym lub z wiązaniami sprzężonymi) i w związkach aromatycznych, oraz elektrony  $n$  występujące przy atomach różnych od C i H, np. w atomach O, N itd. (w tzw. heteroatomach).

Elektrony  $\pi$  poruszają się w cząsteczce tak jak gdyby były swobodne, ale tylko wewnątrz przestrzeni ograniczonej zewnętrznymi wymiarami cząsteczki.

Niektórzy uczeni próbują powiązać właściwości elektryczne substancji źle przewodzących z istnieniem i z liczbą tych elektronów pseudo-swobodnych.

Prace te nie dały wprawdzie na razie wyników pozytywnych, ale są bardzo interesujące i prawdopodobnie przyczynią się w dużym stopniu do zbadania mechanizmu przewodzenia elektrycznego cieczy dielektrycznych. Czytelnikom, którzy chcieliby zapoznać się bliżej z tymi pracami, radzę przeczytać artykuły monograficzne K. R o s i ń s k i e g o [25] i K. P i g o n i a [21].

Bardzo dużym postępem w dziedzinie badań własności elektrycznych cieczy dielektrycznych była duża seria prac w ostatnich kilku latach na temat przebicia elektrycznego w tych cieczach i zależności wartości natężenia przebicia od struktury cząsteczek chemicznych danej cieczy.

Prace te rzuciły bardzo dużo światła na zagadnienie mechanizmu hamowania elektronu w cieczy w wysokich polach elektrycznych, a tym samym wyjaśniły wiele zagadek dla przewodnictwa w niskich polach elektrycznych.

Z uwagi na bardzo ciekawy i ważny dla fizyki i techniki sam problem wytrzymałości elektrycznej izolatorów oraz ze względu na duże możliwości wykorzystania wyników tych badań dla dalszych prac w dziedzinie dielektryków ciekłych w ogóle, będą one przedstawione w osobnym artykule, który ukaże się w jednym z następnych zeszytów Postępów Fizyki.

#### L i t e r a t u r a

1. I. A d a m c z e w s k i, Post. Fiz. 9, 49 (1958).
2. I. A d a m c z e w s k i, Ann. de Phys. 8, 309 (1937).
3. I. A d a m c z e w s k i, Acta Phys. Pol. 3, 235 (1934).

4. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. 8, 31 i 8, 45 (1939).
5. I. Adamczewski, Zeszyty Nauk. Pol. Gd. Ch. 1, 25 (1955).
6. J. F. Fowler, Proc Roy. Soc. 236, 464 (1956).
7. J. F. Fowler i Nordheim, Proc. Roy. Soc. A 119, 173 (1928).
8. J. F. Fowler i F. T. Farmer, Nature 175, 516, 590, 648 (1955).
9. H. Froehlich, Proc. Roy. Soc. A 188, 521 (1947).
10. J. Frenkel, *Wstęp do teorii metali*, PWN 1955, (tłumaczenie z rosyjskiego).
11. W. B. Green, J. Appl. Phys. 26, 1257 (1956).
12. H. House, Proc Phys. Soc. A 70, 13 (1957).
13. G. Jaffe, Ann. der Phys. 42, 303 (1913).
14. A. F. Joffe, *Półprzewodniki w fizyce współczesnej*, PWN 1956 (tłumaczenie z rosyjskiego).
15. P. Langevin, Ann. de Phys. 28, 243 (1903).
16. D. E. Lea, Proc. Cambr. Soc. 30, 80 (1934).
17. N. F. Mott i R. N. Gurney, *Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych*, PWN 1956 (tłumaczenie z angielskiego).
18. A. Nikuradse, *Das flussige Dielektrikum* (1934).
19. L. Onsager, J. Chem. Phys. 2, 509 (1934).
20. C. S. Pao, Phys. Rev. 64, 60 (1943).
21. K. Pigoń, Wiadomości Chem. 9, 454 (1956).
22. H. J. Plumley, Phys. Rev. 59, 200 (1941).
23. K. Reiss, Ann. der Phys. 20, 325 (1936).
24. E. W. T. Richardson, Proc. Phys. Soc. A 66, 403 (1953).
25. K. Rosiński, Postępy Fizyki 5, 305 (1954) i 6, 66 (1955).
26. W. Shockley, *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*, PWN 1956 (tłumaczenie z angielskiego).
27. W. Schottky, Zs. f. Phys. 113, 367 (1939) i 118, 539 (1942).
28. W. O. Schumann, Z. Phys. 76, 707 (1932).
29. J. H. Simpson, Proc. Phys. Soc. A 63, 86 (1950).
30. A. Sommerfeld i H. Bethe, Hdb. der Phys. 24, II 436 (1934).
31. H. Zanstra, Physica 2, 817 (1935).



A. Wrzeńska

Katedra Fizyki Doświadczalnej UMK w Toruniu

## Mechanizm świecenia fosforów krystalicznych-luminoforów

### Wstęp

A. Jabłoński w artykule pt. *Fotoluminescencja kryształów*<sup>1</sup> omawia przede wszystkim tak zwaną monomolekularną teorię świecenia luminoforów, a w szczególności prace Randalla i Wilkinsa. W uwadze dodanej przy korekcie mówi Jabłoński, że założenie Randalla co do możliwości pominięcia wtórnego wychwytywania elektronów przez pułapki (wtórne pułapkowanie) jest krytykowane przez wielu autorów, oraz że przeprowadzono również rachunki bez tego upraszczającego założenia. Celem niniejszego artykułu jest rozwinięcie tej uwagi. Co prawda, ciągle jeszcze zdania co do tego, jak wielką rolę odgrywa wtórne pułapkowanie w procesie świecenia luminoforów, są podzielone, niemniej istnieje wiele ciekawych prac poświęconych temu tematowi. Dyskusja skupia się przede wszystkim wokół zagadnienia, czy mechanizm świecenia aktywowanych fosforów krystalicznych jest typu mono — czy bimolekularnego, czy jeszcze bardziej skomplikowany. Do teorii świecenia fosforów pojęcia te zostały wprowadzone już w XIX wieku.

Pierwsze systematyczne badania luminescencji kryształów przeprowadził Becquerel. Już on stwierdził, że prawo gaśnięcia dla fosforów krótkożyciowych jest wykładnicze 1)  $I = A \exp(-a t)$ , natomiast do opisu krzywych gaśnięcia fosforów długożyciowych lepiej nadaje się wzór 2)  $I = (a + b t)^{-\alpha}$ , choć i ten nie pasuje na początku krzywej. Jednak formułę (2) tłumaczy Becquerel jako wynik nałożenia kilku krzywych wykładniczych. Następnie rozwinęli swą teorię Wiedemann i Schmidt. Według nich fosfory stałe to roztwory aktywatora w materiale podstawowym. Pochłonięcie światła powoduje dysocjację drobiny aktywatora, podobną do dysocjacji występującej w roztworach ciekłych. Emisja następowała w wyniku rekombinacji. Jednak dysocjacja może nastąpić tylko

<sup>1</sup> Por. Post. Fiz. 1, 249 (1950).

wówczas, jeśli aktywator występuje w postaci drobin, co na ogół nie ma miejsca. Teoria Nicholisa i Merritta zakłada zamiast dysocjacji jonizację. Pod wpływem kwantu wzbudzającego elektron odrywa się od aktywatora, wędruje swobodnie po kryształ, aż napotka jakiś zjonizowany atom aktywatora, wówczas rekombinuje emitując kwant luminescencji. Przy takim mechanizmie natężenie fosforescencji proporcjonalne do szybkości rekombinacji byłoby z kolei proporcjonalne do koncentracji swobodnych elektronów  $n$  i do koncentracji zjonizowanych atomów aktywatora, a więc do  $n^2$ ;  $I = -cdn/dt = ckn^2$ . Jest to schemat bimolekularny, dający na krzywą zaniku hiperbolę drugiego stopnia.

Ponieważ 
$$-\frac{dn}{dt} = kn^2, \quad \text{to} \quad n = \frac{n_0}{1 + kn_0 t},$$

a więc 
$$I = \frac{kn_0^2}{(1 + kn_0 t)^2}.$$

Hiperbola ta odpowiada szczególnemu przypadkowi empirycznej formuły B e c q u e r e l a dla  $\alpha = 2$ . Niezgodność teorii z doświadczeniem dla fosforów, których krzywe gaśnięcia nie są hiperbolą drugiego stopnia, tłumaczono procesami ubocznymi, a więc niemonochromatycznością wzbudzenia i absorpcją światła fosforescencji w warstwie fosforu (reabsorpcja). Teoria bimolekularna w tej postaci musiała upaść przede wszystkim dlatego, że nie zdawała sprawy z długiego czasu świecenia fosforów krystalicznych. Jak wiadomo, świecenie ciał stałych jest na ogół bardziej długożyciowe niż świecenia cieczy i gazów, a istnieją nawet fosfory, dla których czas życia jest rzędu dni, a nawet tygodni (np. CaS-Bi), podczas gdy przy mechanizmie podanym przez Nicholisa i Merritta musiałby on być zawsze rzędu  $10^{-3}$  sek ( $10^{-3}$  — rząd czasu życia elektronu swobodnego w kryształach). Teoria ta ustąpiła miejsce teorii centrów L e n a r d a. Według niej pochłanianie, magazynowanie i emisja światła odbywa się w specjalnych centrach, tworzących się przy przygotowywaniu fosforu. Są to zespoły jednego lub kilku atomów aktywatora i wielu drobin materiału podstawowego. Centra L e n a r d a są wielkie, obejmują wiele komórek siatki krystalicznej. Elektron wyrwany przez kwant światła wzbudzającego z jednego atomu centrum jest chwytyany przez inny, bardziej elektroujemny. Energia wzbudzenia jest zamagazynowana jako energia potencjalna elektronu chwytanego przez dół potencjału. Emisja następuje w wyniku powrotu elektronu do macierzystego atomu. Według tej teorii elektron nie może wyjść poza macierzyste centrum, w którym odbywa się akt absorpcji, magazynowanie i emisja energii. Ponieważ jednak do oswobodzenia elektronu schwytanego w dół potencjału potrzebna jest energia cieplna (jeżeli tylko energia nie jest dostarczona w innej postaci np. promieniowania

podczerwonego, lub pola elektrycznego), to czas między absorpcją a emisją zależy od temperatury. Początkowo teoria L e n a r d a była teorią czysto klasyczną, potem została ona zmodyfikowana w duchu teorii B o h r a. Całe centrum grało rolę wielkiego atomu z orbitami i przeskokami elektronowymi. Ze schematu L e n a r d a wynika monomolekularne prawo zaniku, ponieważ liczba aktów emisji w jednostce czasu jest proporcjonalna tylko do koncentracji wzbudzonych centrów — podstawowe prawo zaniku jest wówczas wykładnicze.

Dla wyjaśnienia bardziej złożonych krzywych gaśnięcia zakłada L e n a r d istnienie centrów o różnym średnim czasie przetrzymywania elektronu wzbudzonego. Realne krzywe gaśnięcia byłyby więc nałożeniem kilku krzywych wykładniczych o różnych wykładnikach.

### Współczesna teoria świecenia luminoforów

Wszystkie obserwacje i doświadczenia dowodzą, że fosforescencja ciał stałych jest związana z ich stanem krystalicznym i w przeciwieństwie do fluorescencji nie występuje, gdy substancja znajduje się w stanie bezpostaciowym (patrz artykuł W r z e s i ń s k i e j, por. dalej odsyłacz 2). W artykule bieżącym omówione zostaną tylko problemy związane z fosforescencją, z pominięciem fluorescencji. Mechanizm fluorescencji w ciałach stałych nie nastrocza zresztą tyle problemów i wątpliwości co mechanizm fosforescencji.

Istnieje wiele dowodów krystalicznej struktury ciał stałych fosforyzujących, a najbardziej bezpośrednim jest analiza rentgenowska. Również występowanie w luminoforach fotoprzewodnictwa wzbudzanego np. w siarczku wapniowców tymi samymi długościami fali co fosforescencja dowodzi, że w mechanizmie fosforescencji pasmo przewodzenia odgrywa pewną rolę.

Współczesna teoria luminescencji ciał stałych opiera się więc na teorii pasmowej ciała stałego. Istnieją w fosforze krystalicznym, nieprzewodniku, pasma energetyczne całkowicie wypełnione elektronami i pasma całkowicie puste. W mechanizmie świecenia odgrywa rolę tylko najwyższe wypełnione pasmo energetyczne — pasmo walencyjne i sąsiadujące z nim pasmo puste. Odległość pasm walencyjnego i pierwszego pasma pustego — pasma przewodnictwa jest w nieprzewodnikach, do których zawsze należą fosfory, tak duża, że w normalnych temperaturach prawdopodobieństwo przejścia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa jest znikomo małe. Elektron może się jednak znaleźć tam na skutek pochłonięcia kwantu światła wzbudzającego. Wówczas wędruje on od węzła do węzła. Można go traktować jako cząstkę swobodną, ale o odpowiedniej masie efektywnej. Siatka realnego fosforu krystalicznego nie jest idealna,

istnieją w niej defekty struktury, powodujące powstanie lokalnych poziomów elektronowych — pułapek elektronowych, w strefie energii wzbronionych. W strefie tej istnieją również lokalne poziomy centra świecenia. Pewne dane co do warunków tworzenia się pułapek elektronowych zostały przedstawione w artykule Wrzesińska<sup>2</sup>, a rola, jaką odgrywają pułapki i centra w procesie fosforescencji, omówiona została we wspomnianym już artykule Jabłońskiego. Istotna różnica między teorią centrów Lennarda a współczesną teorią świecenia fosforów aktywowanych polega na tym, że według tej ostatniej akt absorpcji wyswobadza elektron z centrum i przenosi z poziomu lokalnego centrum do pasma przewodnictwa.

W zasadzie więc elektron wyswobodzony z pułapki, po dłuższym lub krótszym czasie przebywania w niej, może rekombinować z dowolnym centrum. Jeśli rzeczywiście prawdopodobieństwa rekombinacji elektronu ze swoim macierzystym centrum i z dowolnym innym byłyby jednakowe, to liczba aktów rekombinacji w jednostce czasu byłaby proporcjonalna do koncentracji elektronów w pasmie przewodnictwa  $N$  i do koncentracji zjonizowanych centrów  $n$ , a więc  $I = c N n$ , gdzie  $I$  — natężenie fosforescencji.

Zakładając, że koncentracja swobodnych elektronów jest proporcjonalna do koncentracji zjonizowanych centrów, możemy napisać  $I = A n^2$ . Po scałkowaniu tego równania na prawo gaśnięcia otrzymujemy hiperbolę drugiego stopnia, podobnie jak w bimolekularnej teorii Nicholisa i Merritta. Istotna różnica polega na tym, że we współczesnej bimolekularnej teorii czas świecenia nie jest określony przez czas życia swobodnego elektronu, ale przez czas przebywania elektronu w pułapce. Czas życia elektronu w stanie swobodnym można pominąć, ponieważ jest on znikomo mały wobec czasu życia elektronu w pułapce.

Niektórzy uczeni, szczególnie Randall i Wilkins, uważają, że prawo gaśnięcia można przedstawić jako krzywą wykładniczą w przypadku pułapek o jednej tylko głębokości, a jako sumę takich krzywych w przypadku kilku różnych głębokości. Otrzymuje je Randall zakładając, że elektron wyswobodzony z pułapki musi rekombinować z własnym centrum. Zarówno powtórne wychwycenie przez pułapkę, jak i rekombinacja z centrum niemacierzystym są tak mało prawdopodobne, według Randalla, że można je pominąć. Wobec tego na natężenie fosforescencji otrzymuje, jak w teorii monomolekularnej  $I = I_0 \exp(-pt)$ , gdzie  $p = \frac{1}{\tau} \exp(-E/kT)$ ,  $E$  — głębokość pułapki.

W większości jednak przypadków doświadczalne krzywe gaśnięcia nie są ani wykładnicze, ani nie przedstawiają się hiperbolą drugiego stopnia. Krzywe te są bardziej skomplikowane i dość często na dużym odcinku

<sup>2</sup> Post. Fiz., 7, 183 (1956).

czasu dadzą się wyrazić formułą Becquerela. Niektórzy uczeni, w szczególności Randall i Wilkins oraz D. Curie, starają się wytłumaczyć to pewnym ciągłym rozkładem głębokości pułapek elektro- nowych; inni natomiast twierdzą, że upraszczające założenie Randalla nie jest słuszne, że mechanizm jest bardziej skomplikowany. Najbardziej ogólne rachunki przeprowadził Adirowicz [2]. Przedstawiają się one następująco: oznaczymy przez  $n$  koncentrację wzbudzonych-zjonizowanych centrów, przez  $N$  koncentrację elektronów w pasmie przewodzenia, przez  $v$  koncentrację elektronów w pułapkach w danej chwili, a przez  $v_1$  koncentrację wszystkich pułapek, to wówczas:

a) na szybkość rekombinacji elektronów ze zjonizowanymi centrami otrzymamy

$$-\frac{dN}{dt} = A_1 N n \quad (a)$$

(z tym bezpośrednio związane jest natężenie fosforescencji),

b) na szybkość zmiany koncentracji elektronów w pasmie przewodzenia

$$\frac{dN}{dt} = -A_1 N n - A_2 N (v_1 - v) + pv, \quad (b)$$

c) na szybkość zmiany koncentracji elektronów w pułapkach

$$\frac{dv}{dt} = -pv + A_2 N (v_1 - v), \quad (c)$$

gdzie  $A_1$  — prawdopodobieństwo rekombinacji elektronu ze wzbudzonym centrum,  $A_2$  — prawdopodobieństwo lokalizacji swobodnego elektronu w pułapce,  $p$  — prawdopodobieństwo termicznego oswobodzenia elektronu z pułapki. Równania te dotyczą procesów zachodzących po przerwaniu wzbudzenia. Ponieważ natężenie fosforescencji  $I$  jest proporcjonalne do  $dn/dt$ , należałoby rozwiązać ten układ równań i znaleźć zależność  $n$  od  $t$ . Nie jest to jednak możliwe w ogólnym przypadku. Adirowicz rozwiązuje je przy założeniu, że podczas gaśnięcia liczba elektronów w pasmie przewodnictwa zmienia się bardzo powoli w stosunku do zmiany koncentracji elektronów w pułapkach oraz że  $N \ll n$ ; jest to uzasadnione tym, że czas przebywania elektronów w pasmie przewodnictwa jest dużo krótszy niż czas przebywania ich w pułapkach. Przy takim założeniu otrzymuje się tzw. quasistacjonarne rozwiązanie:

$$n = N + v, \quad \text{więc} \quad dn/dt = dN/dt + dv/dt,$$

$$\text{ale} \quad dN/dt \cong 0, \quad \text{wobec tego} \quad dn/dt \cong dv/dt,$$

więc z równania (b):

$$N = \frac{pv}{A_1 n + A_2 (v_1 - v)}.$$

Ponieważ  $N \ll n$ , więc  $n \cong v$ . Podstawiając wartość na  $N$  do równania (a) mamy

$$I = \frac{A_1 p n^2}{A_1 n + A_2 (v_1 - v)},$$

a wprowadzając oznaczenie

$$\gamma = \frac{A_2}{A_1} \quad \text{mamy} \quad - \frac{dn}{dt} = \frac{pn^2}{n + \gamma(v_1 - v)}.$$

Stąd

$$p dt = \frac{dn}{n} + \frac{\gamma(v_1 - v)}{n^2} dn,$$

całkując to otrzymujemy

$$pt = (1 - \gamma) \ln \frac{n_0}{n} + \gamma v_1 \left( \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right),$$

gdzie  $n_0$  — koncentracja zjonizowanych centrów dla  $t = 0$ ,  
oraz

$$I \sim \frac{pn^2}{n + \gamma(v_1 - v)}.$$

Rozwiązanie to w ogólnym przypadku nie przedstawia ani krzywej wykładniczej, ani hiperboli drugiego stopnia. W szczególnych przypadkach otrzymuje się jedną z tych krzywych, a mianowicie dla  $\gamma = 0$  wzór na  $I$  będzie wykładniczy, w zgodzie z tym, co otrzymuje R a n d a l l przy pominięciu powtórnego wychwytywania elektronów przez pułapki; dla  $\gamma = 1$ , czyli przy takim samym prawdopodobieństwie rekombinacji swobodnego elektronu z pustym centrum i z pułapką, otrzymujemy jako prawo zaniku hiperbolę drugiego stopnia.

W ogólnym przypadku natężenie fosforescencji nie da się przedstawić jako prosta funkcja czasu. A d i r o w i c z dokonuje następującej zmiany parametrów:  $\vartheta = \frac{t}{\tau}$ , gdzie  $\tau$  — czas życia elektronu w pułapce;  $z = \frac{n_0}{v_1}$  — stopień wzbudzenia,  $L = \frac{n}{n_0}$  — względna suma światła i  $\mu = \frac{n}{v_1}$  — stopień nasycenia w danej chwili, wreszcie zamiast natężenia bada wielkość do niej proporcjonalną  $B = \frac{\tau}{v_1} I$ . Przy jednej głębokości pułapek — przy jednym  $E$ , otrzymuje się wówczas wzory:

$$\vartheta = (1 - \gamma) \ln \frac{1}{L} + \frac{\gamma}{z} \left( \frac{1}{L} - 1 \right)$$

i

$$B = \frac{z^2 L^2}{\gamma + z(1 - \gamma)L}.$$

Przy wzbudzeniu do nasycenia będzie:  $\vartheta = (1 - \gamma) \ln \frac{1}{\mu} + \gamma \left( \frac{1}{\mu} - 1 \right)$

i

$$B = \frac{\mu^2}{\gamma + (1 - \gamma)\mu}.$$

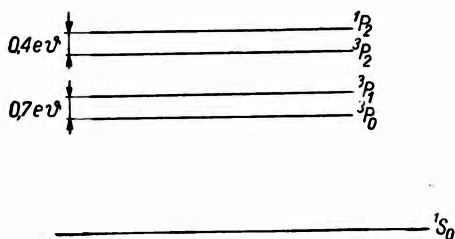
Przy wyświecaniu  $\mu$  zmienia się od 1 do 0. Ponieważ A d i r o w i c z chce ocenić o ile jego wzory odpowiadają empirycznemu wzorowi B e c q u e r e l a, wylicza on numerycznie  $\ln B$  dla kolejnych wartości  $\ln(1 + \vartheta)$  przy różnych wartościach  $\mu$ . Mając tabelę tych wartości wykreśla szereg krzywych zależności  $\ln B$  od  $\ln(1 + \vartheta)$  przy różnych  $\gamma$ . Okazuje się, że dla  $\gamma$  zmieniającego się między 1 a 100 krzywe te na środkowym, ale długim odcinku dają się aproksymować jako proste, a więc spełniają w przybliżeniu wzór B e c q u e r e l a. Odstępstwa są znaczne na początku krzywej i na końcu. Dla bardzo długich czasów, a więc dla  $\mu \ll 1$ , wzory A d i r o w i c z a dają hiperbolę drugiego stopnia.

Wydawałoby się więc, że doświadczalne krzywe gaśnięcia można interpretować przyjmując istnienie w fosforze pułapek o jednej tylko, ściśle określonej głębokości. Doświadczenia wykazują jednak, że na ogół w fosforze istnieje pewien ciągły rozkład głębokości pułapek, a A n t o n o w - R o m a n o w s k i [3] (dyskusja po referacie A d i r o w i c z a na Międzynarodowym Kolokwium poświęconym luminescencji ciał nieorganicznych) twierdzi, że doświadczalne krzywe gaśnięcia spełniają wzór B e c q u e r e l a na znacznie dłuższym odcinku czasu, niż to wynika ze wzoru wyprowadzonego przez A d i r o w i c z a. Wreszcie D. C u r i e [4] zwraca uwagę, że dla zinterpretowania występujących w niektórych przypadkach w doświadczeniu wartości  $\alpha < 1$  trzeba by przyjąć według teorii A d i r o w i c z a olbrzymie wartości na  $\gamma$ . Tak np. dla fosforu ZnS, dla którego doświadczalną krzywą gaśnięcia można opisać wzorem B e c q u e r e l a o wykładniku potęgi  $\alpha = 0,43$ ,  $\gamma$  musiałoby być większe niż 1000, co nie wydaje się realne.

Istnieje więc ciągle niepewność, jak interpretować doświadczalne krzywe gaśnięcia fosforów krystalicznych. Wielu autorów stwierdza, że z równym powodzeniem dadzą się one rozłożyć na szereg krzywych wykładniczych jak i na szereg hiperbol. S a d d y [5], B r o s e r i R e u b e r [6], badając prawo gaśnięcia poszczególnych błysków wywołanych zderzeniami cząstek  $\alpha$  z fosforem, stwierdzili, że błyski te w ZnS-Ag, w ZnS-ZnSe-Ag i w gruboziarnistym ZnS-Cu gasną według prawa hiperbolicznego, ale w ZnS-Cu rozartym i w ZnO-Cu — według wykładniczego.

Istnieje jednak grupa fosforów, dla których prawo zaniku jest bezsprzecznie wykładnicze. Są to fosfory, w których obserwuje się luminescencję nie związaną z fotoprzewodnictwem. Do grupy tej należą przede

wszystkim aktywowane chlorki potasowców. Z nich najpospolitszym i najwszechstronniej zbadanym fosforem jest KCl-Tl. Fosforescencję jego dobrze wzbudza się promieniowaniem w pasmie absorpcji  $\lambda = 2460 \text{ \AA}$ , ale fotoprzewodnictwo wówczas nie występuje, a krzywa gaśnięcia jest dokładnie wykładnicza. W tym przypadku za fosforescencję odpowiedzialne są stany metatrwałe jonu talu i można ją wyjaśnić w oparciu o schemat Jablonskiego. Poziom podstawowy jednowartościowego jonu talu jest  $^1S_0$ , natomiast poziomy wzbudzone są kolejno  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$  i  $^1P_2$ . Schemat tych poziomów jest podany na rys. 1. Ze względu na reguły wyboru przejście do stanu podstawowego może nastąpić tylko ze stanów  $^3P_1$  i  $^1P_2$ , natomiast stany  $^3P_0$  i  $^3P_2$  są stanami metatrwałymi. Ich odległości energetyczne od stanów, z których może nastąpić przejście spontaniczne (0,4



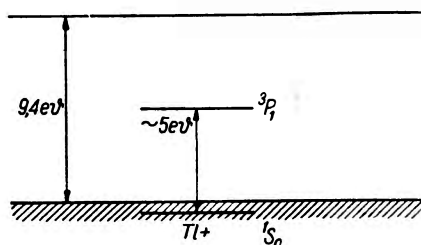
Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych jonu talu —  $Tl^+$

i 0,7 eV), grają tę samą rolę co głębokości pułapek w fosforach fotoprzewodzących. Fosforescencja KCl-Tl jest uwarunkowana stanami metatrwałymi centrum-jonu talu, ale jej zanik ściśle wykładniczy i brak fotoprzewodnictwa pozostaje również w związku z wielką szerokością strefy energii wzbudzonych w chlorkach potasowców. Szerokość ta dla KCl wynosi 9,4 eV, podczas gdy np. dla ZnS — 3,7 eV, a dla CdS tylko 2,43 eV. Stosunki energetyczne w KCl-Tl przedstawione są na rys. 2. Pochłonięcie kwantu światła o długości fali zawartej w pasmie absorpcji  $2460 \text{ \AA}$  powoduje przejście elektronu na poziom wzbudzony  $^3P_1$  lub  $^3P_0$ . Odległość energetyczna obu tych stanów od pasma przewodnictwa jest jednak zbyt duża ( $\sim 4,4 \text{ eV}$ ) na to, aby elektron został przeniesiony do pasma przewodzenia na koszt energii termicznej. Jednak i w chlorkach potasowców można wywołać fotoprzewodnictwo naświetlając je promieniowaniem zawartym w krótkofalowym pasmie absorpcji podstawowej  $\lambda = 1310 \text{ \AA}$ . Łatwo przeliczyć, że energia kwantu takiego promieniowania wystarcza do przeniesienia elektronu z najwyższego poziomu pasma walencyjnego do najniższego poziomu pasma przewodnictwa.

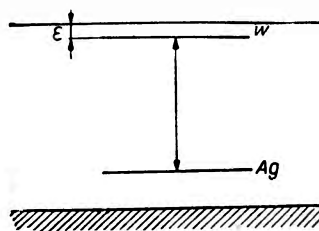
W fosforach fotoprzewodzących, do których należą między innymi fosfory siarczkowe, stosunki energetyczne przedstawiają się inaczej. Tak np. w czystym siarczku cynku szerokość strefy energii wzbudzonych wynosi tylko 3,7 eV, a dla siarczku cynku aktywowanego srebrem schemat poziomów przedstawiony jest na rys 3. W tym przypadku odległość energetyczna poziomu wzbudzonego centrum od najniższego poziomu pasma przewodzenia wynosi tylko 0,1 eV. Już w temperaturze normalnej znaczna część



elektronów znajdzie się w pasmie przewodnictwa, jeżeli nawet przy wzbudzeniu zostały one przeniesione tylko do stanu wzbudzonego centrum — do stanu  $W$ . Prace *K a l l m a n n a* i *K r a m e r a* [7] wykazały co prawda, że nie należy identyfikować elektronów fotoprzewodnictwa z elektrona-



Rys. 2. Stosunki energetyczne w fosforze KCl — Tl



Rys. 3. Stosunki energetyczne w fosforze ZnS — Ag

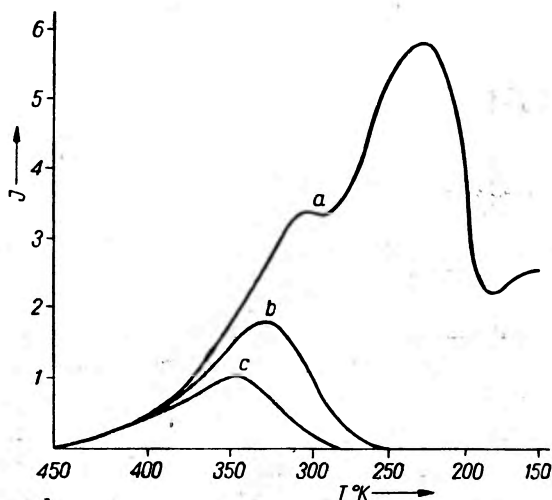
mi, których rekombinacja z centrum daje kwant fosforescencji, jednak wydaje się, że przynajmniej w niektórych przypadkach elektron jest całkowicie oderwany od centrum i przechodzi przez pasmo przewodnictwa, zanim zostanie schwytyany przez pułapkę. W tym przypadku istnieje zawsze większe lub mniejsze prawdopodobieństwo wtórnego pułapkowania.

Można by się spodziewać, że w każdym przypadku doświadczenie rozstrzygnie, jaka jest rola wtórnego pułapkowania. Byłoby to sprawą prostą, gdyby w fosforze istniały pułapki tylko o jednej głębokości lub nawet o kilku, ale znacznie się od siebie różniących głębokościach. Istnieją jednak dane na to, że w wielu fosforach występuje pewien ciągły rozkład głębokości pułapek. *R a n d a l l* i *W i l k i n s* oraz *D a n i e l C u r i e* obserwowali krzywe jarzenia się, otrzymane bezpośrednio po zakończeniu wzbudzenia oraz po pewnym czasie wyświecania się fosforu w ciemności. Okazuje się, że takie wyświecanie deformuje krzywą termoluminescencji, obniżając ją od strony niskich temperatur, a więc od strony płytkich pułapek. W przypadku pułapek o jednej tylko głębokości wyświecanie fosforu powinno wywołać obniżenie maksimum krzywej, a nie jej deformację (rys. 4).

Obserwowano również (*J o u k o w a* [10]) w niektórych przypadkach, że zmiana warunków przygotowywania fosforów miała różny wpływ na różne części krzywej odpowiadającej jednemu maksimum na krzywej termoluminescencji. W tych przypadkach pułapki odpowiedzialne za jedno maximum na krzywej termoluminescencji są nawet różnego pochodzenia, a więc na pewno nie identycznej głębokości.

Próby interpretowania doświadczalnych krzywych gaśnięcia jako wyniku nałożenia się szeregu krzywych wykładniczych datują się od czasów *B e c q u e r e l a*. *R a n d a l l* wylicza, że przy założeniu wykładniczego rozkładu głębokości pułapek otrzymuje się na natężenie fosforescencji

wzór  $I = f(skT) Bt^{-(akT+1)}$  odpowiadający empirycznemu wzorowi B e c q u e r e l a. Wykładniczy rozkład pułapek nie wydaje się realny, natomiast D. C u r i e dokonując rozkładu krzywych gaśnięcia kilku fosforów na krzywe wykładnicze otrzymuje rozkład głębokości pułapek scharakteryzowany przez krzywą Gaussa.



Rys. 4. Krzywe termoluminescencji fosforu ZnS:  
 a — krzywa otrzymana bezpośrednio po wzbudzeniu  
 b — „ „ „ po częściowym wyświeceniu  
 c — „ „ „ po dłuższym czasie wyświecania

Kilka prac D. C u r i e [11, 12, 13, 14] poświęconych jest rozważaniu podstawowego mechanizmu świecenia fosforów krystalicznych. W pracy [11] D. C u r i e, po wyprowadzeniu wzorów na reakcję mono- i bimolekularną, rozważa warunki występowania jednej lub drugiej. W przypadku fosforescencji, a więc gdy elektron jest wyzwolony z pułapki przez energię cieplną, jego średnia droga swobodna jest bardzo mała. Przy normalnych stężeniach aktywatora elektron z pasma przewodnictwa może rekombinować tylko z kilku najbliższymi centrami. W pracy [12] podane są wyniki badania dyfuzji elektronów termicznych. Okazuje się, że drogi dłuższe niż  $10^{-6}$  cm występują bardzo rzadko. W pracy tej D. C u r i e proponuje również zmianę nomenklatury. Na miejsce nazw reakcja mono- i bimolekularna — nazwy: kinetyka I stopnia, jeśli elektron wyswobodzony z centrum przez kwant światła wzbudzającego wpada do sąsiadującej z centrum pułapki, a potem wraca do macierzystego centrum; kinetyka II stopnia, jeśli elektron z równym prawdopodobieństwem wpada do innych, nie sąsiadujących z centrum pułapek, a więc gdy oddala się znacznie od swego centrum. W tym przypadku może zachodzić kilkakrotne wychwytywanie elektronu przez pułapki. Na ogół część elektronów podlega kine-

tyce I stopnia, część drugiego. W przypadku fosforescencji udział tych drugich jest bardzo mały ze względu na małą energię elektronu wyswobodzonego z centrum.

Okazuje się również, że w pewnych przypadkach wykładniczy charakter zaniku świecenia utrzymuje się mimo, że występuje pułapkowanie wtórne, tzw. monomolekularne pułapkowanie. Będzie to gdy:

a) w fosforze istnieje kilka, ale znacznie się od siebie różniących głębokości pułapek (rozkład nieciągły). Oznaczmy czas życia w pułapkach płytszych przez  $\tau$ , a czas życia w pułapkach głębszych —  $\tau_1$ , przy tym  $\tau \ll \tau_1$ .

W pierwszych stadiach gaśnięcia świecenie związane jest tylko z wyswabaniem się elektronów z pułapek płytkich ( $\tau$ ), potem zaczynają wchodzić w grę pułapki o czasie życia  $\tau_1$ . Część elektronów wyswabających się z pułapek głębszych może wpadać ponownie do pułapek płytszych, obecnie już pustych. Ponieważ  $\tau_1 \gg \tau$  — zdążyła się ustalić równowaga, przy której liczba elektronów wpadających do pułapek o czasie  $\tau$  równa jest liczbie z nich wychodzących. Wówczas nawet ta część światła, która odpowiada wyjściu elektronu z pułapek płytszych, zanikać będzie z czasem odpowiadającym pułapkom głębszym. Krzywa gaśnięcia fosforu o takim rozkładzie pułapek będzie sumą dwu krzywych wykładniczych z czasami  $\tau$  i  $\tau_1$ .

b) prawo gaśnięcia nie będzie również zmodyfikowane, tylko wzrośnie czas życia, jeśli elektron raz wyswobodzony z pułapki wpadnie do niej z powrotem. Oznaczmy przez  $v$  liczbę elektronów w pułapkach o czasie życia  $\tau$ . Bez wtórnego pułapkowania będzie  $v = v_0 \exp(-E/kT)$ . Natężenie związane ze zmianą obsadzenia elektronami tych pułapek będzie się zmieniać wykładniczo  $I = I_0 \exp(-E/kT)$ . Jeśli występuje wtórne pułapkowanie przez te same pułapki, to z  $\delta v = \frac{v}{\tau} dt$  elektronów wychodzących z pułapek  $x\delta v$  będzie wtórnie pułapkowanych, a  $(1-x)\delta v$  wpadnie bezpośrednio do wzbudzonych centrów. Wówczas zmiana liczby elektronów w pułapkach będzie  $dv = -(1-x)\delta v$ , a  $v = v_0 \exp[-(1-x)t/\tau]$ . Zanik luminescencji będzie również wykładniczy, ale z czasem życia  $T > \tau$ ;  $T = \frac{\tau}{1-x}$ .

D. Curie rozważa również sprawę wpływu przejść bezpromienistych na prawo gaśnięcia luminescencji. Z teorii Möglicha i Rompego wynikało, że ilość przejść bezpromienistych jest proporcjonalna do  $N^2$ , gdzie  $N$  ilość elektronów w pasmie przewodnictwa. Payrou wykazał jednak, że ilość ta jest proporcjonalna do  $N$ . Wobec tego przejścia bezpromieniste, zachodzące przede wszystkim w temperaturach wysokich, nie modyfikują prawa gaśnięcia, jeśli jest ono wykładnicze. Natomiast

hiperboliczne prawo gaśnięcia byłoby zmodyfikowane i na natężenie otrzymalibyśmy prawo

$$I = \frac{\text{const.}}{[\exp A(t + t_0) - 1]^2},$$

które przy długich czasach przechodzi w prawo wykładnicze.

W jednej ze swych prac [14] zajmuje się D. Curie zbadaniem rozkładu głębokości pułapek w kilku fosforach. Autor rozkłada doświadczalne krzywe gaśnięcia fosforów CaS-Bi i ZnS-Cu na krzywe wykładnicze, uzasadniając wybór reakcji monomolekularnej jako pierwszego przybliżenia tym, że pułapki zdają się być jakoś związane z centrami. Tak np. w ZnS-Cu istnieją dwa rodzaje centrów: jeden daje świecenie fioletowe, drugi zielone. Gdy fosfor ten ogrzewa się powoli, to najpierw świecenie ma barwę fioletową, potem coraz bardziej zieloną. Również przy obserwacji gaśnięcia widać, że najpierw zanika pasmo fioletowe.

Jeśli w fosforze jest pewien ciągły rozkład głębokości pułapek, to

$$I = \int_0^{\infty} \frac{n_{0\tau}}{\tau} \exp(-t/\tau) d\tau,$$

a w przybliżeniu

$$I = \sum \frac{n_{0\tau}}{\tau} \exp(-t/\tau) \Delta\tau.$$

Przy tym  $n_{0\tau}$  jest liczbą pułapek odpowiadających czasom życia od  $\tau$  do  $\tau + \Delta\tau$ . Krzywą gaśnięcia rozkłada się metodą stosowaną w promienio-<sup>1</sup>twórczości. Rozkład zaczyna się od części krzywej odpowiadającej bardzo długim czasom, gdy świecenie związane jest tylko z oswabadzaniem pułapek najgłębszych. Mając rozkład  $n_{0\tau}$  w zależności od  $\tau$  można przejść do rozkładu liczby pułapek w zależności od ich głębokości.  $n_{0E}$  jest liczbą pułapek w przedziale głębokości  $E$  i  $E + \Delta E$  zapełnionych przy wzbudzeniu fosforu. Ponieważ Curie chce zbadać rozkład głębokości wszystkich pułapek istniejących w fosforze, wzbudza fosfor do nasycenia.<sup>3</sup>

Przejsie od rozkładu według czasu do rozkładu według energetycznej głębokości przedstawia się następująco:

$$z p = \tau^{-1} = s \exp(-E/kT) \quad \text{mamy} \quad E = kT \ln(sT),$$

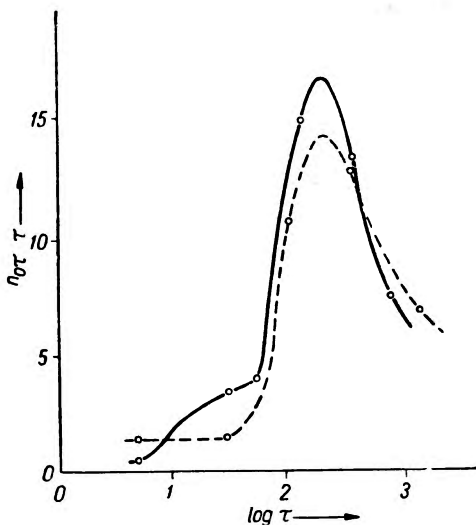
$$n_{0E} dE = n_{0\tau} d\tau, \quad \text{stad} \quad n_{0E} = n_{0\tau} \frac{\tau}{kT}.$$

<sup>3</sup> Właściwie całkowite nasycenie, czyli zapełnienie wszystkich pułapek elektronami, nie jest nigdy osiągnięte, wobec wyświecającego wpływu samego światła wzbudzającego (W. W. A n t o n o w - R o m a n o w s k i). Jednak po dostatecznie długim czasie wzbudzania można osiągnąć stan stacjonarnej luminescencji odpowiadający maksymalnej liczbie zapełnionych pułapek przy stosowaniu danej długości fali i danego natężenia światła wzbudzającego.

Aby znaleźć zależność  $n_{0E}$  od  $E$ , wystarczy znaleźć zależność

$$n_{0\tau} \text{ od } \ln \tau, \quad \text{bo:} \quad n_{0E} \sim n_{0\tau} \quad \text{a} \quad E \sim \ln \tau.$$

Krzywa zależności liczby pułapek  $n_{0E}$  od ich głębokości ma w przybliżeniu kształt krzywej Gaussa, a więc jakby głębokości pułapek miały rozrzut statystyczny wokół pewnych uprzywilejowanych głębokości. Dla wurcytu, którego krzywa gaśnięcia była poprzednio rozłożona przez G u n t z a na dwie hiperbole becquerelowskie, otrzymał D. Curie dwa maksima rozkładu głębokości pułapek. W dalszej części autor rozważa realność otrzymanego rozkładu głębokości pułapek. Jednym z dowodów prawdziwości takiego rozkładu jest według autora to, że jest on zgodny z otrzymanym dla odpowiednich fosforów przez K u p p e n h e i m a oraz S a d d y' e g o, mimo że rozkładu dokonywali wychodząc od innej krzywej wykładniczej dla czasów bardzo długich (rys. 5).



Rys. 5. Rozkład głębokości pułapek w ZnS  
rozkład otrzymany przez D. Curie  
" " " J. Saddy

Dalej D. Curie szuka potwierdzenia otrzymanego rozkładu przez badanie krzywych termoluminescencji. Obie metody dają na ogół zgodne wyniki z tym, że metoda krzywych jarzenia nie nadaje się do badania pułapek o dużej głębokości, ze względu na silne wygaszanie występujące w wysokich temperaturach.

Powstaje pytanie, czy otrzymane krzywe rozkładu głębokości pułapek są dokładnie krzywymi Gaussa. Dla krzywej Gaussa byłoby

$$n_{0E} = \frac{N}{2\pi s} \exp [-(E - E_0)^2/2s],$$

szerokość  $2s$  mierzona jest na wysokości punktu przegięcia. Okazuje się, że otrzymane krzywe rozkładu głębokości pułapek w fosforach badanych są w stosunku do krzywych Gaussa rozszerzone u podstawy, szczególnie od strony płytkich pułapek. Można to traktować jako wpływ wtórnego (wielokrotnego) pułapkowania. Powiększa to efektywny czas życia elektronu w pułapce, ale i dyspersję tego czasu. Wpływ jego jest większy od strony pułapek płytkich, które opróżniają się wcześniej. Na ogół jednak

rola wtórnego pułapkowania nie wydaje się wielka w przypadku zwykłej fosforescencji.

Wpływ wtórnego pułapkowania występuje jednak silnie przy wyświecaniu — stymulacji fosforu podczerwienią, oraz przy zjawisku elektrofotoluminescencji.

Rozkład krzywej gaśnięcia oraz krzywa termoluminescencji wykazały, że w fosforze CaS-Bi (tzw. normalnym) znajdują się dwie grupy pułapek, energetycznie znacznie od siebie oddalone. Odpowiadają im czasy życia  $10-10^4$  sek. i  $10^5-10^6$  sek. Fosfor ten wzbudzano światłem lampy rtęciowej, przepuszczonym przez filtr Wooda, następnie pozwalano mu wyświecać się w ciągu 1 godziny w temperaturze  $135^\circ\text{C}$ . Po tym czasie fosfor świecił bardzo słabo, a po oziębieniu do temperatury pokojowej świecenie nie było dostrzegalne. Pułapki płytsze były już całkowicie opróżnione z elektronów, a prawdopodobieństwo wyswobodzenia się elektronu z pułapek drugiej grupy było bardzo małe w tej temperaturze. Następnie naświetlano fosfor promieniami podczerwonymi o długościach fali  $0,8-3 \mu$ . Wówczas zaczął on świecić, ale: a) natężenie świecenia osiągało maksimum dopiero po 2 minutach i 15 sek., potem malało w ciągu 1 godziny do połowy, b) po zakończeniu naświetlania podczerwienią obserwowano się wyraźną fosforescencję jeszcze w ciągu 10 minut, c) szybkość zaniku po usunięciu podczerwieni zależy od czasu jej działania. Wyjaśnić to można przy założeniu powtórnego pułapkowania. Elektrony wyswobodzone kwantami podczerwieni z pułapek drugiej grupy częściowo rekombinują z centrami podczas działania podczerwieni, częściowo wpadają do pułapek płytszych, poprzednio już opróżnionych z elektronów. Podobne doświadczenia wykonane dla ZnS wykazują w tym fosforze jeszcze większy wpływ wtórnego pułapkowania.

Elektrofotoluminescencja, czyli efekt Guddena i Pohla, polega na tym, że jeśli fosfor wzbudzony optycznie podda się działaniu silnego pola elektrycznego, to następuje wzrost natężenia świecenia (rozbłysk) malejący z czasem, ale wolniej niż zwykła fosforescencja (proporcjonalnie do sumy światła). Można otrzymać następny, słabszy rozbłysk włączając pole w pewien czas po poprzednim, przy tym natężenie maksimum rozbłysku rośnie z odstępem czasu między kolejnymi włączeniami pola, osiągając jednak wartość stałą począwszy od pewnego odstęp czasu. Dla ZnS osiągnięte jest to po 2—3 minutach. D. C u r i e tłumaczy to następująco: przez pole o natężeniu  $F$  przyspieszane są elektrony z pasma przewodnictwa. Elektrony te przez zderzenia oswabadzają elektrony, znajdujące się w pułapkach o głębokościach  $E \leq eFa$ , gdzie  $a$  — droga swobodna elektronu w pasmie przewodzenia. Drugi rozbłysk może nastąpić, ponieważ część elektronów wyswobodzonych z pułapek wpadła do nich ponownie.

W referacie wygłoszonym na Międzynarodowym Kolokwium, poświęconym luminescencji ciał stałych, D. Curie [13] dokonuje porównania wyników doświadczeń z wynikami teorii, uwzględniającej falowe własności mikrocząstek.

Wiadomo, że elektron przewodnictwa, opisany przez funkcję Blocha  $\psi_k$ , nie jest zlokalizowany w określonym miejscu siatki, a więc prawdopodobieństwo wpadnięcia do jakiegokolwiek pułapki lub centrum jest jednakowe. Inaczej jest dla elektronu wyswobodzonego z pułapki przez energię cieplną. Jest on opisany przez paczkę funkcji Blocha

$$\psi = \sum_k c_k \psi_k, \quad |c_k|^2 \sim \exp(-E/kT).$$

Okazuje się, że paczka ta jest zlokalizowana w przestrzeni o rozmiarach  $\rho$  wokół pułapki wyjściowej, przy tym mamy zależności

$$\rho = vt, \quad 1/2 mv^2 = kT.$$

Ten elektron ma największe prawdopodobieństwo pochwylenia przez jedno z  $n$  centrów, leżących najbliżej danej pułapki. Jeżeli jednak  $n$  jest dość duże, to liczba centrów pustych między nimi będzie proporcjonalna do całkowitej liczby centrów pustych w kryształach  $N_1$ . (Jest to słuszne przy założeniu, że centra są rozrzucone bezładnie w fosforze). Prawdopodobieństwo, że z  $n$  centrów  $k$  jest zajętych, a  $n-k$  pustych jest

$$p_{n-k, k} = \frac{n(n-1)\dots(n-k+1)}{k} \left(\frac{N_1}{N}\right)^{n-k} \left(1 - \frac{N_1}{N}\right)^k.$$

$N$  — całkowita liczba centrów w kryształach. Jeśli przez  $v$  oznaczymy liczbę elektronów przewodnictwa w rozważanym obszarze, to liczba ich rekombinacji z  $n-k$  pustymi centrami w jednostkę czasu wyrazi się wzorem

$$av(n-k)p_{n-k, k},$$

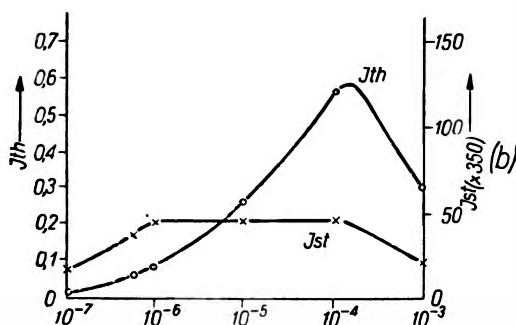
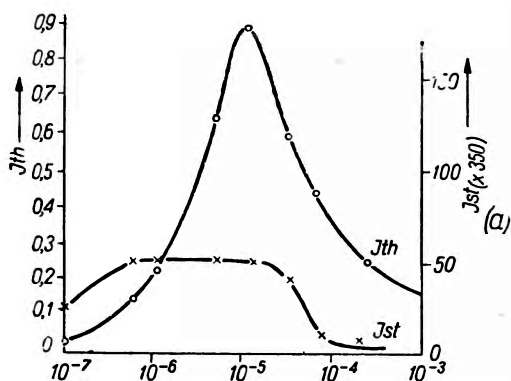
a ogólna liczba rekombinacji w tym czasie

$$av \sum_{k=0}^n (n-k)p_{n-k, k} = avn \frac{N_1}{N}.$$

Otrzymujemy równanie odpowiadające reakcji typu bimolekularnego. Inaczej będzie, jeśli pułapki są w jakiś sposób związane z centrami.

Sprawą, czy istnieje związek między pułapkami a centrami i jaka jest natura fizyczna centrów i pułapek, interesowało się wielu uczonych. Proste obserwacje wskazują, że długożyciowa luminescencja powstaje, gdy do ZnS wprowadzi się Cu jako aktywator. Odpowiada ona pułapkom o głębokości 0,57 eV, 0,65—0,67 eV i 0,7 V. H o o g e n s t r a t e n wykazał jednak, że są one również związane z tlenem. Jeżeli z kolei weźmie się pod

uwagę wyniki badań Grillo [16] wykazujące, że *centra zielone* należy przypisać jonom Cu, w otoczeniu których znajduje się jon tlenu na miejscu jonu siarki, to wydaje się, że związek między głębokimi pułapkami a *zielonymi centrami* w ZnS-Cu rzeczywiście istnieje. Stwierdzono



Rys. 6. Zależność termoluminescencji i stymulacji od stężenia aktywatora

a) aktywator Cu, b) aktywator Au  
 Ith — Zależność od stężenia maksimum Krzywej termoluminescencji otrzymanej po 20 minutach wyświecania  
 Ist — Zależność od stężenia maksimum stymulacji po 20 minutach wyświecania

jednak również istnienie pułapek nie związanych z centrami, uwarunkowanych defektami struktury sieci materiału podstawowego; istniejącymi niezależnie od aktywatora. Grupa pułapek o głębokości 0,3 eV w blendzie cynkowej przypisywana jest brakowi jonu ujemnego w węźle siatki.

Istnieją wreszcie pułapki związane ze stanami powierzchniowymi fosforów. Garlick i Wallick, badając krzywe termoluminescencji znaleźli, że dla ZnS-Cu natężenie odpowiadające pułapkom o głębokości około 0,4 eV jest stosunkowo większe dla fosforu droбноziarnistego niż dla fosforu o większych kryształkach. Natomiast natężenie odpowiadające pułapkom głębszym zmieniało się bardzo niewiele z wielkością ziaren fosforu. Również Antonow-Romanowski wykazał, że nachylenie krzywej gaśnięcia zmienia się w zależności

od wielkości ziaren. Wszystko to sugeruje, że grupa pułapek o głębokości około 0,4 eV jest związane z nieczyszczeniami lub nieregularnościami powierzchniowymi, podczas gdy pułapki głębsze, związane z aktywatorem, są równomiernie rozłożone w całej objętości.

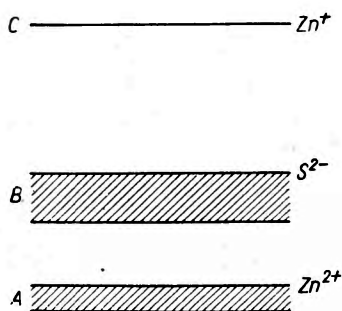
D. Curie [13] badał wpływ stężenia aktywatorów na termoluminescencję i stymulację fosforów. Zwiększanie stężenia Au i Cu w ZnS powyżej pewnej wartości wywołuje efekt gaszenia, natomiast zwiększanie stężenia poniżej tej wartości wywołuje inny efekt dla stymulacji, a inny dla termoluminescencji. Natężenie stymulacji jest w dużym przedziale stężeń  $5 \cdot 10^{-7}$  do  $10^{-5}$  dla Cu i  $10^{-6}$  do  $10^{-4}$  dla Au niezależnie od stęże-



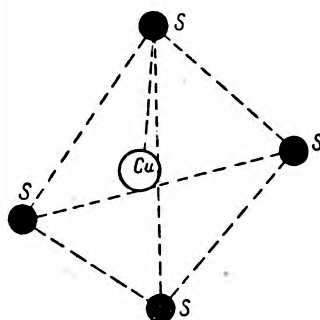
nia, podczas gdy natężenie maksimum termoluminescencji rośnie wówczas od 1 do około 8 (Rys. 6). Wynik dla stymulacji jest analogiczny do otrzymanego przez *Le n a r d a* i *K u p p e n h e i m a* dla zależności sumy światła w fosforze CaS-Bi od stężenia. Przy małych stężeniach suma światła istniejąca w fosforze była proporcjonalna do stężenia, ale począwszy od pewnego stężenia pozostawała stała. *D. Curie* zaproponował, aby pułapki odpowiedzialne za tę sumę światła w CaS-Bi przypisać pułapkom związanym z topnikiem [17]. Pułapki związane z Bi byłyby mniej liczne i zbyt głębokie, aby się tu ujawnić. W badanym przez *D. Curie* ZnS poziomy odpowiedzialne za stymulację byłyby inne niż odpowiedzialne za termoluminescencję. Autor przypuszcza, że poziomy odpowiedzialne za stymulację to poziomy donorowe, niezależnie od aktywatora, podczas gdy poziomy pułapek wchodzące w grę przy termoluminescencji ZnS-Cu i ZnS-Au byłyby wynikiem wprowadzenia aktywatora. Z teoretycznego punktu widzenia *L e v e r e n z* [18] dyskutuje istnienie pułapek bliskich centrów, uważając je za stany wzbudzone centrum. Stany te odpowiadają orbitom elektronowym o wielkim promieniu i słabym wiązaniu.

Rozważania stosunków energetycznych w czystym siarczku cynku (traktowanym jonowo) doprowadzają do wniosku, że najwyższe pasmo wypełnione — pasmo walencyjne składa się z poziomów jonu siarki, a poziomy jonów cynku tworzą pasmo przewodzenia (Rys. 7). Jeśli chodzi o model centrów, to jak wykazały obliczenia *D. Curie* [22], dość dobre wyniki daje model zaproponowany przez *William s a*. Wg tego modelu jon aktywatora zastępuje kation siatki materiału podstawowego. (Wszystkie dane doświadczalne wskazują, że przypuszczenia co do międzywęzłowej pozycji aktywatora nie były słuszne). W przypadku siarczku cynku aktywowanego miedzią schemat centrum przedstawiony jest na rys. 8. Istnieją co prawda dwa rodzaje centrów w ZnS-Cu. *G u n t z* i *G r i l l o t* wykazali, że przy prażeniu ZnS-Cu w atmosferze gazu nieczynnego powstają centra niebieskie, przy prażeniu w atmosferze tlenu zjawiają się centra zielone. Model z rys. 8 byłby więc ważny dla centrum niebieskiego. Dla centrów zielonych należy wg *G r i l l o t a* zastąpić jeszcze jeden z jonów siarki otaczających aktywator przez jon tlenu. Jon aktywatora oddziałuje silnie z jonami siarki, a słabo z kationami siarki materiału podstawowego. Jest to w zgodzie z doświadczeniami *G r i l l o t* i *G u i n t i n i*, z których wynika, że odległość poziomu podstawowego centrum od pasma walencyjnego mało się zmienia, gdy zamiast ZnS użyć CdS. Poziomem podstawowym centrum byłby poziom siarki, zakłócony przez jon aktywatora. W kwietniu 1957 r. ukazała się praca *D. Curie*, w której podaje wyniki swych prób zastosowania modelu *William s a*

do wyjaśnienia występowania w fosforze ZnS-Cu pułapek o różnej głębokości. Zajmuje się on najpierw grupą pułapek o głębokości 0,28 eV, występującą w obu odmianach krystalograficznych ZnS (blendzie i wurcycie) niezależnie od aktywatora. D. Curie oblicza, że istnienie pułapek o tej głębokości w ZnS można przypisać występowaniu w fosforze dodatkowego ładunku dodatniego. Ładunek taki może powstać w miejscu braku jonu ujemnego. Stosując model zaproponowany przez Bethego i Motta, według którego elektron złapany przez taki ładunek krąży



Rys. 7. Pasma wypełnione A i B, oraz pasmo przewodnictwa C w ZnS



Rys. 8. Model centrum niebieskiego w fosforze ZnS — Cu wg Williama

wokół niego po orbicie wodoropodobnej, znając stałą dielektryczną i strukturę ZnS oblicza D. Curie głębokość dołu potencjału, w którym się elektron znajduje. Otrzymuje wartości 0,28 eV dla ZnS, 0,17 eV dla CdS i 0,26 eV dla ZnO, w zgodzie z doświadczeniem. Okazuje się również, że występowanie pułapek o większych głębokościach zarówno w blendzie jak i w wurcycie daje się wyjaśnić założeniem, że oprócz wyżej wymienionego ładunku w jego sąsiedztwie znajduje się drugi ładunek dodatni. W zależności od odległości tych dwu ładunków otrzymuje się dół potencjału — pułapkę, o różnej głębokości. Ten drugi ładunek tworzyłby się przez zjonizowanie — wzbudzenie centrum. Głębsze pułapki byłyby więc związane z centrami, podczas gdy pułapka o głębokości 0,28 byłaby od centrum niezależna. Rozważanie stosunków geometrycznych w blendzie i wurcycie doprowadziło D. Curie do wyników zgodnych z doświadczeniem (tabelka), ale obliczenia dla CdS nie dały już takiej zgodności z doświadczeniem.

Na Międzynarodowym Kolokwium poświęconym luminescencji ciał krystalicznych w maju 1956 r. została zreferowana teoria Prenera i Williama, zwana przez nich „Teorią centrów luminescencji typu zasocjowanego donora i akceptora”. Została ona w szczególności opracowa-

na dla fosforów typu ZnS z różnymi aktywatorami. W poprzednich teoriach (K r ö g e r [23]) uważało się zawsze, że siatka materiału podstawowego ma wiązania jonowe. Jednak o ile można to uważać za słuszne dla chlorków potasowców, a więc dla połączeń grupy I i VII układu okresowego, to

Tabela 1  
Głębokości pułapek związanych z centrami w ZnS-Cu

Blenda		Wurcyt	
obliczone	obserwowane	obliczone	obserwowane
0,815 eV	0,8 eV	0,815 eV	0,8 eV
0,68 eV	od 0,68 nie rozdzielone	0,71 eV	0,72
0,63 eV	od 0,63	0,68 „	od 0,66 nie rozdzielone
0,565 eV	0,54 eV	0,63 „	do 0,63
		0,61 „	
		0,565 „	0,57

w przypadku ZnS, lub CdS, połączeń grupy II i VI, trzeba wziąć pod uwagę, że wiązania mają charakter częściowo jonowy, częściowo kowalenty. Williams, biorąc pod uwagę kowalenty charakter wiązań, uważa, że w ZnS, w stanie wzbudzonym centrum, elektron krąży wokół jądra po orbicie wodoropodobnej. Autorzy zwracają uwagę, że dla otrzymania silnie świecących fosforów o bazie ZnS, CdS lub ZnSe, aktywowanych przez Cu, Ag i Au trzeba, prócz jednego z wyżej wymienionych aktywatorów, wprowadzić jeszcze tak zwany koaktywator. Dobrymi koaktywatorami w tym przypadku są: Cl, Br, J. Doświadczenie wykazuje, że rozkład widmowy emisji nie zależy od koaktywatora, niemniej musi on odgrywać pewną rolę przy emisji. Według teorii K r ö g e r a rola koaktywatora polega na kompensacji ładunku. Gdy dwuwartościowy kation cynku zostaje zastąpiony przez jednowartościowy jon miedzi, to dla zachowania neutralności — dla kompensacji ładunku, dwuwartościowy jon siarki powinien zostać zastąpiony przez jednowartościowy jon koaktywatora. W teorii P r e n e r a i W i l l i a m s a inna jest rola koaktywatora. Przede wszystkim doświadczenie przez nich wykonane jest w sprzeczności z założeniem, że aktywator jest rozłożony zupełnie bezładnie w siatce materiału podstawowego. Jak wiadomo, długożyciowa luminescencja ZnS-Cu pojawia się dopiero po wprowadzeniu Cu. Przypisuje się ją wobec tego pułapkom, które powstały po wprowadzeniu Cu. Jednak doświadczenia P r e n e r a i W i l l i a m s a wykazują, że jeśli rozrzut miedzi w ZnS będzie zupełnie bezładny, to nie otrzyma się zielonej luminescencji. Taki bezładny rozrzut Cu w Zn otrzymano przez tworzenie radioaktywnego Zn w ZnS.

Radioaktywny cynk przez rozpad zamienia się na miedź. Charakterystyczne jest, że pierwiastki będące pospolitymi aktywatorami dla ZnS, a więc Cu, Ag, Au leżą w tablicy układu okresowego w kolumnie na lewo od Zn, natomiast te, które są koaktywatorami — w kolumnie na prawo od siarki. Wynika z tego, że jon aktywatora zastępując jon cynku wprowadza poziom akceptorowy, natomiast jon koaktywatora zastępujący jon siarki daje poziom donorowy.

Gdy atomy aktywatora i koaktywatora są przy produkcji fosforu wprowadzone w jednakowej ilości, to elektron z poziomu koaktywatora a więc donorowego może spaść na niższy poziom, wytworzony przez aktywator — na poziom akceptorowy. Wówczas aktywator i koaktywator tworzą ładunki lokalne, odpowiednio ujemny i dodatni i przyciągają się elektrostatycznie. Występująca w wysokich temperaturach prażenia fosforu silna dyfuzji jonów i przyciąganie elektrostatyczne między aktywatorem i koaktywatorem wywoła znaczne odstępstwa od bezładnego rozkładu obu rodzajów domieszek. Zakładając w przybliżeniu, że przyciąganie jest coulombowskie, wyliczają autorowie średnie odległości między tymi dwoma partnerami. Przy stężeniu aktywatora  $10^{-4}$  i przy pominięciu przyciągania elektrostatycznego średnia odległość między jonami aktywatora i koaktywatora byłaby rzędu 20 odległości międzywęzłowych, natomiast przy uwzględnieniu tego przyciągania jest ona rzędu 1 do 4 odległości międzywęzłowych. Autorzy dokonują podziału w zależności od stopnia asocjacji. Tak zwane najbliższe sąsiedztwo odpowiadałoby najmniejszej odległości między partnerami, następne odpowiednio większym odległościom. Według tej teorii znaczna część aktywatora i koaktywatora tworzy pary pierwszego sąsiedztwa. Jednak pary te nie mogą być odpowiedzialne za zwykłą luminescencję, bo widmo jej nie zależy od koaktywatora. Prena i Williams uważają, że istnieniem takich par można by tłumaczyć, odkrytą niezbyt dawno przez Ewlesa i Krögera w czystych ZnS, CdS i ZnO luminescencję, której pasmo o strukturze oscylacyjnej występuje tuż przy długofalowej granicy pasma absorpcji. Występowanie takiego pasma część autorów uważała za dowód, że przejścia między pasmem przewodnictwa a pasmem walencyjnym mogą się odbywać i z emisją światła, część natomiast przypisywała tę luminescencję specjalnym centrom. Schön natomiast traktuje ją jako wynik bezpośrednich przejść między poziomami specjalnych, bardzo płytkich pułapek, a pasmem walencyjnym, w którym, po wzbudzeniu w pasmie absorpcji podstawowej, istnieje wiele dziur. Byłoby to świecenie analogiczne do fluorescencji długożyciowej wg schematu Jabłońskiego. Według teorii Prena i Williamsa luminescencja ta byłaby spowodowana istnieniem w fosforze dipoli — aktywator i koaktywator pierwszego sąsiedztwa. Händler badał ener-

gię wiązania elektronu w polu takiego dipola i znalazł wartość  $E = 10^{-4}$  eV. Wobec tego zakłócenie powstałe na skutek utworzenia takiej zasocjowanej pary powoduje powstawanie poziomów bardzo bliskich granicy pasm. Można je uważać za odpowiedzialne za wąskie pasma emisji występujące tuż przy pasmie absorpcji podstawowej. Subtelna struktura tego pasma jest charakterystyczna dla poziomów oscylacyjnych o dwu centrach: aktywator-koaktywator. Istnienie tego pasma w stosunkowo czystym ZnS pozostaje w związku z wielką rozciągłością przestrzenną funkcji falowej dipola. Zanieczyszczenia aktywator-koaktywator zasocjowane w mniejszym stopniu (sąsiedztwo dalsze) dawałyby poziomy odpowiedzialne za zwykłą luminescencję. Według Williamsa i Prenera mechanizm jest następujący: wzbudzenie optyczne powoduje przejścia elektronowe między stanem zlokalizowanym aktywatora a jednym ze stanów wzbudzonych — wodoropodobnych koaktywatora. Po wzbudzeniu siatka przybiera nową konfigurację równowagi, wówczas stan pusty związany z aktywatorem zostaje przeniesiony ku energiom wyższym, stąd stokesowskie przesunięcie pasma emisji w stosunku do pasma absorpcji.

#### Literatura

1. P. Lenard i R. Tomaschek, *Handbuch der Experimentalphysik* XXIII (1928).
2. E. I. Adiorowicz Pewne zagadnienia teorii luminescencji kryształów (po rosyjsku) Moskwa, 1956.
3. W. W. Antonow-Romanowski, *J. Phys. Rad.* **17**, 707 (1956).
4. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **17**, 706 (1956).
5. J. Saddy, *Ann. de Phys.* **2**, 428 (1947).
6. A. Broser i Reuber, *Z. Naturforschung* **9a**, 689 (1954).
7. H. Kallmann i B. Kramer, *Phys. Rev.* **87**, 98 (1952).
8. T. T. Randal, M. H. F. Wilkins, *Proc. Roy. Soc.* **184**, 385 (1945).
9. G. F. I. Garlik, *Cornell Symposium*. Wiley, 1948.
10. N. V. Joukova, *Ž. Exp. Theor. Phys. URSS.* **29**, 11 (1955).
11. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **11**, 179 (1950).
12. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **16**, 77 (1955).
13. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **17**, 699 (1956).
14. D. Curie, *Ann. de Phys.* **7**, 799 (1952), lub Thèse — Paris.
15. J. Kuppenheim, *Ann. der Phys.* **70**, 92 (1923).
16. E. Grillot, *J. Phys. Rad.* **17**, 624 (1956).
17. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **13**, 317 (1952).
18. H. W. Leverenz, *Luminescence of Solids*. 133 i 236, 1950.
19. J. S. Prener i F. E. Williams, *J. Phys. Rad.* **17**, 667 (1956).
20. F. E. Williams, *Brit. J. Appl. Phys. Supp.* **4**, 597 (1954).
21. G. S. Handler, *J. Chem. Phys.* **23**, 1977 (1955).
22. D. Curie, *J. Phys. Rad.* **18**, 214 (1957).
23. A. Kröger, *Some aspects of the luminescence of solids* N. Y. 1948.

*Kazimierz Antonowicz*

Katedra Fizyki Doświadczalnej UMK w Toruniu

## Magnetyczny rezonans jądrowy i jego zastosowania

### Wstęp

Moment magnetyczny jądra został wykryty przy badaniach spektroskopowych, gdzie objawia się on w nadsztywnej strukturze linii widmowych. Rozwinięta przez Sterna technika promieni atomowych pozwoliła na innej drodze zaobserwować i zmierzyć wielkość momentu magnetycznego jądra. W pracach swoich Estermann i Stern [1], oraz Frisch i Stern [2] zmierzili moment magnetyczny protonu z dokładnością do 10%. Technika promieni atomowych została później znacznie udoskonalona przez Rabięgo i jego współpracowników [5]. Metoda Rabięgo pozwala wyznaczyć moment magnetyczny jądra z dokładnością do jednej dziesięciotysięcznej. Ta interesująca metoda pozwala wyznaczyć również inne wielkości atomowe z wielką dokładnością, jednak nie wchodzi ona w zakres niniejszego artykułu.

Wspomniane badania mają tę wspólną cechę, że materia badana znajduje się w stanie znacznego rozrzedzenia, np. gęstość promienia atomowego jest bardzo mała, a więc oddziaływania międzyatomowe, czy międzymolekularne są do zaniedbania. Ma to tę zaletę, że interpretacja mierzonych wielkości jest stosunkowo prosta i pewna. Inne zalety ma jednak badanie momentów magnetycznych jądrowych w materii o znacznej gęstości, a więc w cieczy lub w ciele stałym, gdyż dają one cenne informacje o strukturze wewnętrznej skomplikowanych układów.

W 1937 r. Łazarew i Szubnikow [4] po raz pierwszy wyznaczyli moment magnetyczny protonu w ciele stałym. Doświadczenie ich oparte było na znanym fakcie, że wodór jest ciałem diamagnetycznym, zaś jądra wodorowe mają własności paramagnetyczne. Wkład momentów magnetycznych jądrowych do ogólnego momentu magnetycznego próbki możemy obliczyć w następujący sposób: w polu magnetycznym o natężeniu  $H_0$  stosunek obsady stanów energetycznie niższych do wyższych dany jest przez czynnik Boltzmanna  $\exp(m\mu H_0/kT_s)$ , gdzie  $\mu$  — moment magne-

tyczny jądra,  $k$  — stała Boltzmann,  $T_s$  — temperatura,  $I$  — spin jądra i  $m$  — liczba kwantowa magnetyczna. Sumując po wszystkich poziomach energetycznych, otrzymujemy całkowity moment magnetyczny układu  $N$  jąder badanej próbki:

$$M = \frac{N\mu^2 (I + 1)}{3kT_s I} H_0 . \quad (1)$$

W temperaturze pokojowej  $M$  jest bardzo małe, ale w niskich temperaturach  $M$  staje się dostrzegalne. Łazarew i Szubnikow przeprowadzali pomiary w temperaturach 1,76 — 4,22°K ze stałym wodorem. Mierząc wypadkowy moment magnetyczny w różnych temperaturach mogli oddzielić efekt diamagnetyczny od paramagnetycznego i wyznaczyć  $M$ , a następnie  $\mu$ .

W 1936 r. Gorter [5] rozpoczął intensywne poszukiwania rezonansowego pochłaniania energii przez jądra  ${}^7\text{Li}$  w kryształach fluorku litu umieszczonych w polu magnetycznym. Jakkolwiek Gorter nie osiągnął pozytywnych rezultatów, to jednak jego prace oświetliły zagadnienie pod względem teoretycznym i wzbudziły szerokie zainteresowanie. Myśl Gortera została zrealizowana w 10 lat później w dwóch ośrodkach amerykańskich niezależnie od siebie, w Harvard przez Purcella, Torrey'a i Pounda [6] i w Stanford przez Blocha, Hansena i Packarda [7]. Za te osiągnięcia F. Bloch i E. M. Purcell otrzymali nagrodę Nobla za rok 1952.

### Klasyczny model paramagnetycznego rezonansu jądrowego

Doświadczenia Łazarewa i Szubnikowa pokazały, że jądra atomowe posiadające moment magnetyczny, umieszczone w polu magnetycznym, dają odmienny od zera wypadkowy moment magnetyczny. Ruch tego wypadkowego momentu magnetycznego opisują równania mechaniki klasycznej, jakkolwiek każde jądro z osobna podlega prawom mechaniki kwantowej. Obrazowo wypadkowy moment magnetyczny jąder można zastąpić odpowiednią igłą magnetyczną. Grivet [8] podaje następujący model doświadczenia pozwalającego wykryć zjawisko rezonansu jądrowego: niech pole magnetyczne o natężeniu  $H_0$  będzie skierowane poziomo w kierunku osi  $z$ . W tym polu znajduje się igła o momencie magnetycznym  $\mu$  i momencie bezwładności  $J$ , podparta w środku ciężkości. Wychylona z położenia równowagi o pewien kąt  $\alpha$  igła ta wykonuje oscylacje z częstością  $\nu_0$ , daną przez równanie:  $4\pi^2\nu_0^2 = \mu H_0 / J$ . Drgania igły są tłumione przez tarcie w punkcie podparcia, opór powietrza itd. Chcąc odtłumić oscylacje igły możemy to zrobić przy pomocy cewki skierowanej wzdłuż osi  $x$ , zasilanej prądem zmiennym o częstości  $\nu$  i wytwarza-

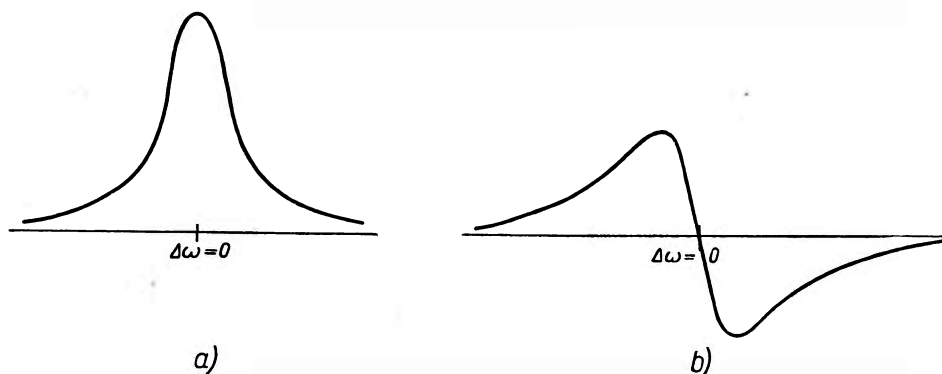
jącej pole magnetyczne o amplitudzie  $2H_1$ . Z cewki do igły będzie przepływać energia, która pokryje straty energii kinetycznej igły. Ten przepływ energii można wykryć dokonując pomiarów czysto elektrycznych na cewce odłumiającej ruch igły. Mianowicie możemy stwierdzić, że:

1) w rezonansie, dla  $\nu = \nu_0$  opór omowy cewki wzrośnie o wartość  $\Delta R$ , a amplituda drgań odpowiednio zmaleje,

2) w pobliżu rezonansu, dla  $\nu \neq \nu_0$  samoindukcja cewki  $L$  zmieni się o wartość  $\pm \Delta L$ , przy czym znak zależy od tego czy  $\nu > \nu_0$ , czy też  $\nu < \nu_0$ .

Jeżeli będziemy zmieniać częstość  $\nu$  i wykreślimy zależność  $\Delta R = f(\nu)$ , otrzymamy krzywą jak na rys. 1a, która będzie miała maximum dla  $\nu = \nu_0$ .

Możemy też mierzyć  $L$  i wykreślić funkcję  $\Delta L = f(\nu)$  — otrzymamy krzywą jak na rys. 1b, która przetnie oś odciętych w punkcie  $\nu = \nu_0$ . Przejście przez rezonans może więc być uwidocznione przy pomocy krzywej absorpcyjnej (rys. 1a) lub krzywej dyspersyjnej (rys. 1b), zależnie



Rys. 1. Przewidywane: a. składowa absorpcyjna, b. składowa dyspersyjna sygnału paramagnetycznego rezonansu jądrowego

od sposobu detekcji. Połówkowa szerokość linii absorpcyjnej lub odstęp między maximami w linii dyspersyjnej są proporcjonalne do współczynnika tłumienia igły i zapisujemy ją w formie  $\frac{1}{T_1} \cdot T_1$  nazywamy czasem relaksacji podłużnej, ponieważ od niego zależy wartość składowej momentu magnetycznego igły w kierunku pola magnetycznego stałego, tzn. w kierunku osi  $z$ . Czas  $T_1$  nazywany też bywa termicznym czasem relaksacji, ponieważ od niego zależy szybkość, z jaką energia kinetyczna igły zamienia się w ciepło. Wreszcie  $T_1$  nazywany bywa czasem relaksacji „spin — ośrodek”, ponieważ od niego zależy prędkość, z jaką układ spinów jądrowych przekazuje swoją energię ośrodkowi, w którym się znajduje.

Żeby bardziej zbliżyć się do warunków realnych doświadczenia, musimy przyjąć, że igła magnetyczna składa się z dużej liczby cieniutkich igielek, z których każda może wykonywać oscylacje z dowolną fazą w sto-



sunku do innych. Jeżeli fazy drgań składowych igiełek są zgodne, to rzut wypadkowego momentu magnetycznego na płaszczyznę  $xy$  jest na ogół odmienny od zera. Jeżeli zaś fazy drgań igiełek są chaotycznie rozłożone, to rzut wypadkowego momentu magnetycznego na płaszczyznę  $xy$  jest stale równy zeru. Takiej igły nasze doświadczenie wykryć nie może (jedne igiełki pochłaniają, a inne oddają energię w tej samej ilości). Przypuśćmy, że w pewnej chwili wstrzymaliśmy dopływ energii z cewki odtłumiającej do dobrze uformowanej igły. Igła jako całość będzie zmierzała do położenia równowagi ze stałą czasową  $T_1$ , zaś fazy ruchu składowych igiełek będą się rozchodzić od 0 do  $\pm \pi$  z inną stałą czasową  $T_2$ , którą nazywamy poprzecznym czasem relaksacji, ponieważ od niej zależy prędkość, z jaką znikają składowe momentu magnetycznego igły w kierunku poprzecznym do kierunku pola magnetycznego stałego, tzn. w płaszczyźnie  $xy$ . Najczęściej  $T_2$  nazywane bywa czasem relaksacji „spin — spin”, ponieważ  $T_2$  zależy od oddziaływań między spinami jąder. Wobec tego obserwowana szerokość linii jest proporcjonalna do sumy:  $\frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2}$ . Na ogół  $T_2 < T_1$  i szerokość linii zależy przede wszystkim od czasu relaksacji  $T_2$ . W przypadku cieczy czasy relaksacji  $T_1$  i  $T_2$  są duże, a więc linie bardzo wąskie, wtedy istotną rolę gra aparaturowa szerokość linii wynikająca z niejednorodności stałego pola magnetycznego.

### Kwantowa interpretacja czasów relaksacji

Klasyczny model rezonansu jądrowego pozwala poglądowo interpretować niektóre obserwowane efekty, zwłaszcza te, które są związane z oddziaływaniem wypadkowego momentu magnetycznego z cewką odbiorczą, jest jednak niezadowalający, jeżeli idzie o interpretację czasów relaksacji.

Kwantowo zagadnienie to zostało rozwiązane przez *Blombergena* [14]. Weźmy pod uwagę pojedyncze jądro w stałym polu magnetycznym  $H_0$ . Zakładamy, że spin jądra jest większy od zera, a więc jądro może posiadać moment magnetyczny. Moment pędu jądra  $[I(I+1)]^{1/2} \hbar$  ulega kwantowaniu przestrzennemu, tak że rzut momentu pędu na kierunek pola może przyjmować  $(2I+1)$  wartości. Ponieważ moment magnetyczny jądra jest równoległy (albo antyrównoległy) do momentu pędu, więc rzut momentu magnetycznego jądra na kierunek pola może przyjmować również  $(2I+1)$  wartości, czemu odpowiada  $(2I+1)$  poziomów energetycznych danych przez wyrażenie:  $-m \mu H_0/I$ . Reguły wyboru dla przejść między tymi poziomami są takie same jak w efekcie Zeemanna  $\Delta m = \pm 1$ . A więc

dostarczenie energii w ilości

$$h\nu_0 = \frac{\mu}{I} H_0 \quad (2)$$

może wywołać przejście między dwoma sąsiednimi poziomami energetycznymi. Równość (2) wygodnie jest zapisać w formie:

$$2\pi\nu_0 = \gamma H_0, \quad (3)$$

gdzie  $\gamma = \frac{\mu}{I\hbar}$  — stosunek giromagnetyczny jądra.

A teraz weźmy wielką liczbę jąder i dla uproszczenia założmy, że mają one spin połówkowy, a więc tylko dwa poziomy energetyczne. Zakładamy też, że oddziaływanie spin — ośrodek jest bardzo słabe. Prawdopodobieństwo przejścia z niższego poziomu energii na wyższy z absorpcją energii jest równe prawdopodobieństwu przejścia z wyższego poziomu na niższy z wymuszoną emisją, ale liczba przejść w obu kierunkach nie będzie równa, a to z powodu różnej obsady stanów. Jeżeli w temperaturze  $T_s$  układ spinów jest w równowadze termodynamicznej, to stosunek obsady stanów jest równy

$$\exp\left[\frac{2\mu H_0}{kT_s}\right] \approx 1 + \frac{2\mu H_0}{kT_s}. \quad (4)$$

Z wyrażenia (4) widać, że gdy dostarczamy układowi energię i obsada poziomów energetycznych wyrównuje się, temperatura spinów rośnie. Ponieważ zaś oddziaływanie spin — ośrodek jest słabe i pojemność cieplna ośrodka jest duża, możemy przyjąć, że rośnie tylko temperatura spinów. Powstaje pytanie: jeżeli w pewnej chwili wyłączymy źródło energii podtrzymującej różnicę temperatur, jak szybko wyrównają się temperatury spinów i otoczenia.

Odpowiedź znajdujemy w następujący sposób. Niech na wyższym poziomie energetycznym będzie  $N_-$  jąder i na niższym  $N_+$ ; w stanie równowagi termodynamicznej, kiedy temperatura spinów  $T_s$  równa jest temperaturze otoczenia  $T$ , w myśl zasady równowagi szczegółowej liczby przejść w obu kierunkach muszą być sobie równe, czyli:

$$W_+ N_+ = W_- N_-,$$

gdzie  $W_+$  i  $W_-$  — prawdopodobieństwa przejścia z poziomu niższego na wyższy i odwrotnie. Ale w stanie równowagi stosunek liczb  $N_+$  i  $N_-$  jest dany przez czynnik Boltzmann'a, więc

$$\frac{W_-}{W_+} = \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu H_0}{kT}} \approx 1 - \frac{2\mu H_0}{kT}, \quad (5)$$

co można zapisać:

$$W_- = W_+ \left(1 - \frac{2\mu H_0}{kT}\right), \quad (6)$$

$$W_+ = W \left( 1 - \frac{\mu H_0}{kT} \right), \quad (7)$$

gdzie  $W$  — średnia z  $W_+$  i  $W_-$ .

Należy zwrócić uwagę, że nierówność prawdopodobieństw  $W_+$  i  $W_-$  nie jest sprzeczna z równością prawdopodobieństw przejścia w przypadku oddziaływania jądra z polem elektromagnetycznym, tutaj mamy do czynienia z innego rodzaju oddziaływaniem, a mianowicie z oddziaływaniem spin — ośrodek.

Jeżeli układ spinów ma temperaturę  $T_s \neq T$  i różnica obsady poziomów jest  $n = N_+ - N_-$ , to prędkość zmiany  $n$  będzie

$$\frac{dn}{dt} = 2(N_- W_- - N_+ W_+) = 2W(n_0 - n),$$

gdzie

$$n_0 = \frac{N\mu H_0}{kT}, \quad \text{zaś} \quad N = N_+ + N_-. \quad (8)$$

Całkując równanie (8) otrzymujemy:

$$n_0 - n = (n_0 - n_a) e^{-wt}, \quad (9)$$

gdzie  $n_a$  — początkowa wartość  $n$ .

Z równania (9) widać, że układ zmierza do stanu równowagi ze stałą czasową

$$T_1 = \frac{1}{2W}. \quad (10)$$

Jest to ten sam czas relaksacji, który już wprowadziliśmy w modelu klasycznym. W niektórych przypadkach wielkość  $W$  można wyliczyć. Sposób liczenia zależy od wielu czynników, od związku chemicznego, w którym znajduje się atom, od stanu skupienia, od sieci krystalicznej itd. Ogólnie można jednak podać przewodnią myśl tych rachunków.  $W$  jest prawdopodobieństwem przejścia między magnetycznymi poziomami jądra na skutek oddziaływania ośrodka. Atomy czy molekuly traktujemy jak sztywne kule, wewnątrz których znajdują się jądra. Kule te biorą udział w ruchach Browna czy też ruchach cieplnych sieci krystalicznej. Każda z kul posiada różny od zera moment magnetyczny, wobec czego lokalne pole magnetyczne jest szybkozmienną funkcją czasu. Składowa fourierowska  $\nu_0$  tego szybkozmiennego lokalnego pola magnetycznego wywołuje przejścia między poziomami energetycznymi jądra, tak samo jak zewnętrzne pole elektromagnetyczne.

Istnienie zmiennego pola lokalnego powoduje również to, że pole  $H_0$  — składowa stała pola magnetycznego w kierunku osi  $z$  — nie jest dokładnie stałe w czasie, ani też nie jest jednorodne, co z kolei powoduje rozszerzenie linii, które można opisać przy pomocy stałej czasowej  $T_2$ .

### Równania Blocha

Kształt obserwowanego sygnału rezonansu jądrowego jest na ogół bardzo skomplikowany. W niektórych przypadkach wystarcza jednak proste, przybliżone rozwiązanie równań Blocha do dobrego opisu obserwowanego sygnału. W wielkim skrócie teoria Blocha [7] jest następująca: W stałym polu magnetycznym  $H_0$  momenty magnetyczne jąder dają odmienny od zera moment magnetyczny ze składową w kierunku pola  $M_z$ . W stanie równowagi  $M_z$  osiąga wartość  $M_0$ . Jeżeli w pewnej chwili  $M_z \neq M_0$ , to  $M_z$  zmierza do wartości  $M_0$  ze stałą czasową  $T_1$  według równania:

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (11a)$$

Składowe  $M_x$  i  $M_y$  wypadkowego momentu magnetycznego jąder w stanie równowagi są równe zero, dlatego że jeżeli w pewnym momencie są one odmiennie od zera, to zmierzają do zera ze stałą czasową  $T_2$

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} \quad ; \quad \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}. \quad (11b)$$

Jeżeli przyłożymy szybkozmienne pole magnetyczne  $H_1$  w kierunku prostopadłym do kierunku  $z$ , to składowe pola magnetycznego będą:

$$H_x = H_1 \cos \omega t,$$

$$H_y = H_1 \sin \omega t,$$

$$H_z = H_0,$$

zaś równania ruchu wektora  $M$  ( $M_x$ ,  $M_y$ ,  $M_z$ ):

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma [\vec{H} \times \vec{M}]_z - \frac{M_z - M_0}{T_1}, \quad (12a)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma [\vec{H} \times \vec{M}]_y - \frac{M_y}{T_2}, \quad (12b)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma [\vec{H} \times \vec{M}]_x - \frac{M_x}{T_2}. \quad (12c)$$

Równania (12) wygodnie jest przepisać w układzie współrzędnych obracającym się z prędkością kątową  $\omega$  dookoła osi  $z$ , wtedy

$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t, \quad (13a)$$

$$M_y = \pm (u \sin \omega t + v \cos \omega t), \quad (13b)$$

gdzie znak  $-$  jest dla ujemnych  $\gamma$ .

Dokładne rozwiązanie układu równań (12) nie jest możliwe. Interesujące jest przybliżenie, kiedy można położyć

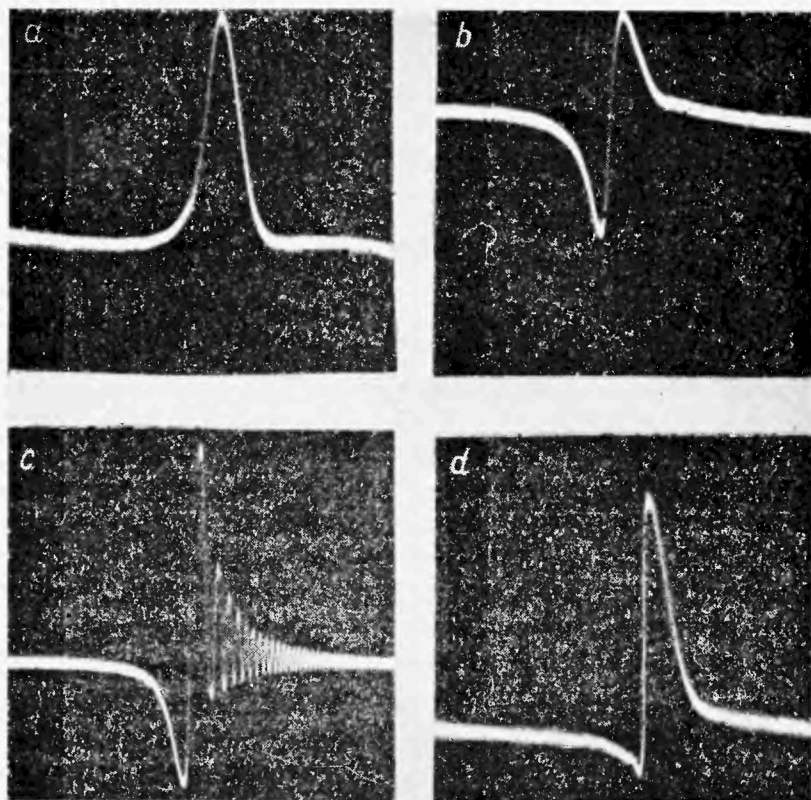
$$\frac{du}{dt} - \frac{dv}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = 0. \quad (14)$$

Otrzymujemy wtedy łatwo przybliżone rozwiązania niezależne od czasu:

$$M_z = \frac{1 + (T_2 \Delta\omega)^2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0, \quad (15a)$$

$$u = \frac{|\gamma| H_1 T_2 (\Delta\omega T_2)}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0, \quad (15b)$$

$$v = \frac{-|\gamma| H_1 T_2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0. \quad (15c)$$



Rys. 2. Fotografie sygnałów rezonansu jądrowego protonów w wodzie, wykonane przez autora artykułu; a. składowa absorpcyjna, b. składowa dyspersyjna, c. dudnienia, d. asymetryczny sygnał — mieszanina składowych absorpcyjnej i dyspersyjnej

Z równań (15) widać, że składowa  $u$  daje krzywą dyspersyjną ( $u = 0$  dla  $\Delta\omega = 0$ ), zaś składowa  $v$  krzywą absorpcyjną ( $v = v_{\max}$  dla  $\Delta\omega = 0$ ). Można tak dobrać warunki doświadczenia, aby otrzymać jedną albo drugą składową. Widać dalej, że składowa  $v$  osiąga maximum dla

$$\begin{aligned} \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 &= 1, \\ (v_{\max})_{\max} &= \frac{1}{2} M_0 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Do tego samego maximum zmierza składowa  $u$  w punktach

$$\Delta\omega = \pm \sqrt{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} / T_1 \quad \text{dla} \quad \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \gg 1.$$

Dla  $H_1 \rightarrow \infty$  składowa  $v \rightarrow 0$ . Jest to tak zwane zjawisko nasycenia.

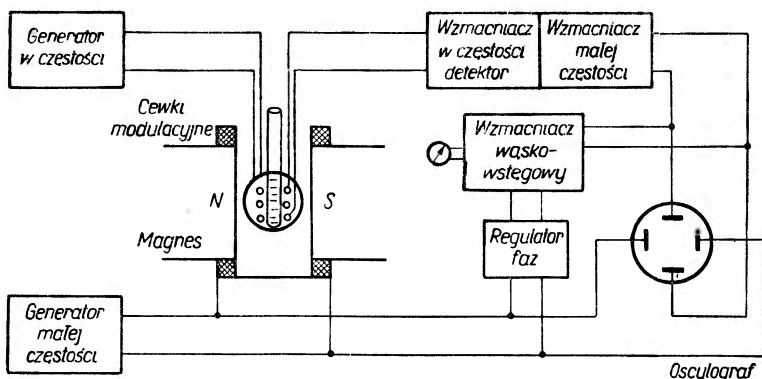
W przypadku, kiedy założenia (14) nie są spełnione, otrzymuje się inne przybliżone rozwiązania, na ogół zależne od czasu. Jacobsohn i Wangsness [9] znaleźli przybliżenia dobrze opisujące dudnienia z rys. 2c. Szczegółową analizę różnych możliwych przypadków przeprowadził Gabbillard, a zebrane prace można znaleźć w monografii Griveta [8].

Równość (16) wskazuje na możliwość wyznaczenia iloczynu  $T_1 T_2$  i rzeczywiście bywa ona czasem stosowana do wyznaczania czasu relaksacji  $T_1$ , jeżeli  $T_2$  znany jest z innych pomiarów.  $T_2$  w zasadzie może być wyliczone wprost z szerokości linii otrzymanej na oscylografie. W praktyce stosowane są różne metody do wyznaczania czasów relaksacji w zależności od długości samych czasów relaksacji. Np. jeżeli  $T_1$  jest rzędu sekund, to można go wyznaczyć mierząc prędkość narastania sygnału, a więc metodą najbardziej bezpośrednią [14].

### Metody doświadczalne

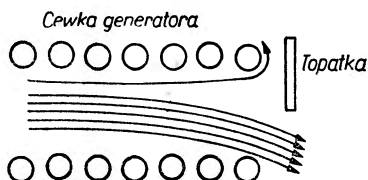
Układy doświadczalne, używane przez różnych badaczy, są bardzo różne zależnie przede wszystkim od celu, do którego mają służyć. Np. przy pracy w bardzo niskich temperaturach od aparatury wymaga się jak największej prostoty. Trudne warunki doświadczenia wymagają zredukowania do minimum liczby przewodów łączących badaną próbkę z aparaturą. Ale sygnały otrzymuje się w tych warunkach stosunkowo silne, dlatego czułość aparatury gra raczej mniejszą rolę. Przeciwnie przy pracy w temperaturze pokojowej z ciałem stałym sygnały otrzymujemy bardzo słabe. Maksymalna czułość aparatury gra rolę decydującą, odpadają zaś trudności w rozkładzie geometrycznym układu. Oczywiście, że w takich przypadkach stosuje się zupełnie inne układy doświadczalne.

Rozpatrzmy kilka przykładów najbardziej typowych. Układ Blocha, Hansena i Packarda [7] jest przedstawiony schematycznie na rys. 3.



Rys. 3. Schemat blokowy aparatury rezonansu jądrowego w metodzie indukcyjnej Blocha

Między okowami elektromagnesu NS umieszczona jest tak zwana głowica przyrządu. Na rys. 3 zaznaczone są schematycznie tylko zasadnicze jej części. Badana próbka znajdująca się w naczyniu szklanym umieszczona jest wewnątrz cewki odbiorczej, na rysunku ustawionej pionowo. Cewka dająca pole magnetyczne szybkozmiennne o amplitudzie  $H_1$  ustawiona jest prostopadle do pola  $H_0$  i do cewki odbiorczej. Na rysunku widać tylko jeden jej zwój. Cewka ta zasilana jest prądem z generatora wielkiej częstotliwości. Prostopadle ustawienie cewek generatora i odbiorczej zmniejsza bezpo-



Rys. 4. Oddziaływanie łopatek na linii pola magnetycznego

średnio sprzężenie między nimi. Konieczność zmniejszenia sprzężenia staje się oczywista, jeżeli zauważymy, że stosunek napięcia indukowanego przez cewkę generatora do napięcia indukowanego przez sygnał rezonansu jądrowego jest rzędu  $10^6$ , a więc zagadnienie sprowadza się do wykrycia sygnału na tle milion razy silniejszego tła. Gdyby udało się cewki ustawić dokładnie prostopadle, cewka odbiorcza nie reagowałaby na pole magnetyczne pochodzące z generatora. Ustawienie takie nie jest jednak rzeczą realną. Dlatego cewki ustawia się mniej więcej prostopadle, a regulację sprzężenia między cewkami przeprowadza się przy pomocy tzw. łopatek. Są to płytki miedziane wycięte w kształcie półkola, ustawione prostopadle do kierunku  $H_0$ , które można obracać dookoła osi cewki generatora i dowolnie skierować linie pola magnetycznego (rys. 4), przy czym można je ustawić tak, aby sprzężenie między cewkami było prak-

tycznie równe zeru. Makroskopowy obraz zachodzących tu zjawisk jest taki, że momenty magnetyczne jąder w polu magnetycznym  $H_0$  tworzą wypadkowy moment  $M_z$ , który wykonuje precesję Larmora dookoła kierunku pola stałego. Prostopadłe, zmienne pole  $H_1$  można rozłożyć na dwie składowe, wirujące w przeciwnych kierunkach. Ta składowa, której kierunek obrotu jest zgodny z kierunkiem precesji (w rezonansie), powoduje odchylenie wektora  $M_z$  od osi; wektor  $M_z$  może odchylić się aż do płaszczyzny równikowej albo nawet zmienić kierunek. Ten właśnie ruch wektora indukuje sygnał w cewce odbiorczej.

Wykrycie sygnału jest możliwe tylko przez przejście przez rezonans, tzn. przez porównanie napięcia na cewce w warunkach, kiedy jądra dają sygnał oraz kiedy sygnału nie ma. Do tego celu służą dodatkowe cewki modulacyjne (na rys. 3) nawinięte na rdzeniu elektromagnesu i zasilane prądem z generatora małej częstości, najczęściej równej częstości miejskiej sieci elektrycznej albo o połowę mniejszej. Np. przy częstości 50 Hz układ przechodzi sto razy na sekundę przez rezonans, co daje na oscylografie stojący obraz sygnału. Podstawa czasu w oscylografie jest wzięta z tegoż generatora niskiej częstości, albo zsynchronizowana z nim. Wzmacniacz wysokiej częstości, detektor i wzmacniacze niskiej częstości są typowymi układami. Jeżeli sygnał jest bardzo słaby, równy albo mniejszy od poziomu szumów, wtedy stosujemy specjalne wzmacniacze wąskostęgowe i odpowiednie układy elektronowe zaproponowane przez Dicka [10], które pozwalają wykryć sygnał w przypadku, kiedy jest on stokrotnie mniejszy od poziomu szumów.

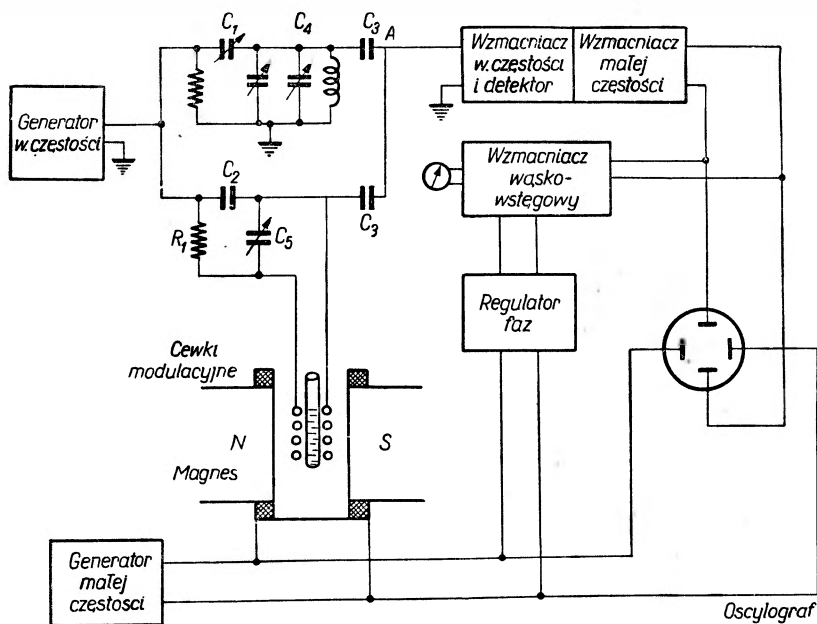
Znaczne udoskonalenia w pierwotnym układzie Blocha wprowadził Proctor [11]. Szczególnie interesujący jest układ opisany przez Weavera [12] odznaczający się niezwykłą czułością i stabilnością. Zawiera on wszystkie ulepszenia zebrane z wieloletnich doświadczeń ośrodka Stanford.

### Układ mostkowy Purcella, Torreya i Pounda [13]

Układ ten udoskonalony później i opisany szczegółowo przez Bloembergena [14] jest przedstawiony na rysunku 5. Składa się on z dwóch prawie identycznych obwodów rezonansowych zasilanych równolegle z tego samego generatora. W cewce jednego obwodu znajduje się badana próbka. Cewkę tę umieszcza się między biegunami elektromagnesu. Z drugiej strony obwody rezonansowe są sprzężone poprzez kondensatory  $C_3$  i kabel  $AB$  długości równej dokładnie połowie długości fali, w ten sposób do punktu  $A$  dochodzą napięcia z obu obwodów z przeciwnymi fazami. Kondensatory  $C_1$  i  $C_6$  pozwalają ustalić równowagę zarówno co do amplitudy jak i fazy drgań.



W chwili przejścia przez rezonans maleje dobroć cewki z próbką, równowaga mostka zostaje zachwiana i na wejściu wzmacniacza zjawia się napięcie, które zostaje wzmocnione i sygnał doprowadzony do urządzeń rejestrujących. Pozostałe części urządzenia nie różnią się od opisanych w poprzednim układzie. Układy mostkowe w różnych wariantach są bardzo



Rys. 5. Schemat blokowy aparatury mostkowej — metoda Purcella

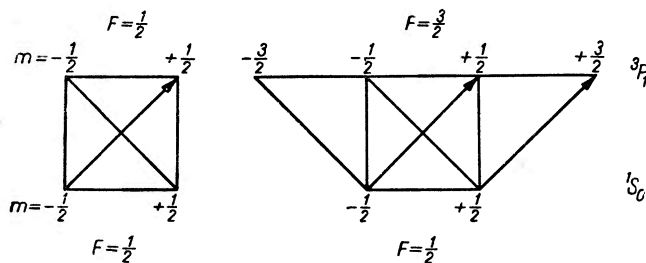
rozpowszechnione. Używane są różnego typu mostki, np. P a k e [15] używa mostka uziemionego w środku, A n d e r s o n [16] ma mostek asymetryczny, G r i v e t [17] — mostek w kształcie litery T, B r o w n [18] — mostek typu mostka Wheatstona itd.

### Układ o sprzężeniu zwrotnym

Zasada działania tego układu polega na tym, że badana próbka znajduje się w cewce generatora samowzbudnego. Amplituda napięcia zmiennego w obwodzie rezonansowym zależy od  $Q$  — dobroci — tego obwodu. Przy przejściu przez rezonans  $Q$  maleje i oscylacje przygasają — jest to sygnałem rezonansu jądrowego. Ponieważ w tym układzie jest tylko jeden obwód strojony, więc można zmieniać częstotliwość w bardzo szerokich granicach bez obawy rozstrojenia układu. Opisany układ jest szczególnie przydatny, kiedy zadaniem naszym jest znalezienie częstotliwości rezonansowej dla jąder o nieznannej stałej giromagnetycznej. Ma on jeszcze i tę zaletę, że daje

silne sygnały, ale wadą jego jest to, że kształt sygnału jest trudny do interpretacji. Układy te sterowane kwarcami są powszechnie używane do stabilizacji pól magnetycznych sygnałem protonowym.

Z innych metod, bardziej specjalnych, omówimy zasadę tylko jednej, mianowicie metody optycznej, która jest bardzo odmienna od metod wyżej opisanych. Metoda ta została zapoczątkowana przez Kastlera [19]. Zasadę jej można wyjaśnić na przykładzie izotopu rtęci  $^{199}\text{Hg}$ , który ma spin połówkowy. Poziom podstawowy tego izotopu rozszczepia się w polu magnetycznym na 2 podpoziomy  $m = \pm 1/2$ . Atom może być wzbudzony falą długości 2537 Å do stanu  $^3P_1$ . Liczba kwantowa  $F$  opisująca wypadkowy moment pędu atomu może być w stanie wzbudzonym równa  $1/2$  lub  $3/2$ . Dla  $F = 1/2$  mamy dwa podpoziomy  $m = \pm 1/2$ , zaś dla  $F = 3/2$  mamy 4 podpoziomy  $m = \pm 1/2, \pm 3/2$ . Schemat podpoziomów przedstawiony jest na rys. 6. Linie pionowe oznaczają przejścia  $\pi$  związane ze światłem



Rys. 6. Schemat dozwolonych przejść między poziomami  $^1S_0$  i  $^3P_1$  dla rtęci. Podług [31]

spolaryzowanym liniowo, linie ukośne przejścia  $\sigma$  — związane ze światłem spolaryzowanym kołowo. Jeżeli para rtęci znajdująca się w polu magnetycznym zostanie naświetlona tak, aby zostały wywołane przejścia oznaczone na rys. 6 strzałkami, to atom znajdujący się w stanie podstawowym na podpoziomie  $m = + 1/2$  może przejść jedynie na podpoziom  $m = \pm 3/2$  w stanie wzbudzonym i wrócić na podpoziom  $m = + 1/2$  emitując kołowo spolaryzowaną składową  $\sigma$ ; atom w stanie podstawowym  $m = - 1/2$  może przejść jedynie na poziom  $m = + 1/2$  w stanie wzbudzonym, ale wrócić do stanu podstawowego może albo na poziom  $m = - 1/2$  emitując składową  $\sigma$ , albo na poziom  $m = + 1/2$  emitując składową  $\pi$ . W ten sposób przy dostatecznie dużym natężeniu światła wzbudzającego zostaje wzbogacona obsada podpoziomów  $m = + 1/2$  stanu podstawowego. Temperatura układu spinów zostaje obniżona. Jeżeli tej samej parze rtęci dostarczymy jeszcze energii odpowiedniej częstości, która będzie wywoływać przejścia jąder z podpoziomu  $m = + 1/2$  na podpoziom  $m = - 1/2$ , czyli temperaturę spinów podwyższymy, to wzrośnie oczywiście natężenie składowej  $\pi$ .

Obserwując emitowaną składową  $\pi$  możemy stwierdzić, kiedy nastąpi rezonans jądrowy. Metoda ta pozwala wykryć rezonans jądrowy w gazach rozrzedzonych (Brossel, Cagnac i Kastler [20]).

### Zastosowanie rezonansu jądrowego. Wyznaczanie momentów magnetycznych jądrowych

Rezonans jądrowy następuje wtedy, kiedy spełniona jest równość:

$$h\nu_0 = \frac{\mu}{I} H_0. \quad (17)$$

Jeżeli spin jądra jest znany, to znając stałą Plancka oraz mierząc  $\nu_0$  i  $H_0$  możemy wyznaczyć moment magnetyczny jądra. Z największą dokładnością możemy zmierzyć  $\nu_0$  — z błędem nie większym niż  $1:10^6$ ; stała Plancka jest znana z dokładnością  $1:10^4$ , ale przy pomiarze pola magnetycznego trudno osiągnąć większą dokładność niż  $1:10^3$ . Dlatego też wyznaczenie absolutnej wartości momentu magnetycznego jądra stanowi osobne zagadnienie. Znacznie łatwiejszym zadaniem jest wyznaczenie stosunków momentów magnetycznych jąder; ze wzoru (17) widać, że dla  $H_0 = \text{const}$ .

$$\left(\frac{\mu}{I}\right)_1 : \left(\frac{\mu}{I}\right)_2 = \frac{(\nu_0)_1}{(\nu_0)_2}. \quad (18)$$

Ponieważ jądra badane znajdują się w ośrodku (najczęściej w cieczy), który ma określone własności magnetyczne, więc należy wprowadzić poprawki na takie efekty jak diamagnetyzm, paramagnetyzm ośrodka, oddziaływanie elektronów otaczających jądro, wpływ zanieczyszczeń paramagnetycznych itd. Niestety, obliczenie tych poprawek możliwe jest tylko w bardzo nielicznych przypadkach, dlatego poprawki te staramy się eliminować przez dobór odpowiednich warunków doświadczenia. Na przykład przy pomiarze stosunków momentów magnetycznych dwu izotopów oba izotopy umieszcza się w tym samym ośrodku (zmieszane) i w tym samym polu magnetycznym, wtedy wpływ ośrodka na oba izotopy jest taki sam. Względne pomiary momentów magnetycznych robione są w miarę możliwości w stosunku do momentu magnetycznego protonu, a wartość bezwzględna tego ostatniego została wyznaczona z wielką starannością zarówno w jednostkach absolutnych, jak w magnetonach jądrowych i w magnetonach Bohra. Za najdokładniejszy pomiar w jednostkach absolutnych uważany jest pomiar wykonany przez Thomasa, Driscolla i Hipple'a [21] w National Bureau of Standards w Waszyngtonie. Zastosowali oni metodę mostkową i wykorzystali wszystkie doświadczenia w tej dziedzinie, celem zmniejszenia błędu do minimum. Oczywiście, że największą trudność przedstawiało

zmierzenie pola magnetycznego  $H_0$ . Pomiar ten został wykonany w ten sposób, że drut miedziany, przez który przepływał prąd o znanym natężeniu, był wciągany przez pole magnetyczne  $H_0$  z siłą, którą mierzono przy pomocy wagi. Na stosunek giromagnetyczny protonu otrzymano:

$$\gamma_p = (2,67530 \pm 0,00006) \cdot 10^4 \text{ sek}^{-1} \text{ gauss}^{-1}.$$

W magnetonach jądrowych moment magnetyczny protonu był wyznaczony kilkoma metodami, np. Bloch i Jeffries [22] zmierzili w polu magnetycznym  $H_0$  częstość  $\nu_0$  rezonansu jądrowego, przy czym  $\nu_0 = \frac{2\mu_p H_0}{\hbar}$ , a następnie w tym samym polu magnetycznym umieścili omegatron — mały cyklotron, który w przeciwieństwie do zwykłego cyklotronu zwalniał protony, i zmierzili częstość rezonansową  $\nu_c$ , która dana jest wzorem:

$$\nu_c = \frac{eH_0}{2\pi M_p c},$$

a dalej:

$$\frac{\nu_0}{\nu_c} = \frac{\mu_p}{e\hbar/2M_p c} = \frac{\mu_p}{\mu_0}.$$

Otrzymali oni:

$$\mu_p = (2,7924 \pm 0,0002) \mu_0.$$

W magnetonach Bohra moment magnetyczny protonu był mierzony przez Gardnera i Purcella [23] metodą podobną do poprzedniej, zamiast protonu w omegatronie zostały użyte elektrony i znowu wyznaczono stosunek

$$\frac{\nu_0}{\nu_e} = \frac{\mu_p}{e\hbar/2M_e c} = \frac{\mu_p}{\beta}.$$

Na moment magnetyczny protonu otrzymano:

$$\mu_p = (1,52101 \pm 0,00002) \cdot 10^{-3} \beta.$$

Z powyższych pomiarów można wyznaczyć również i inne wielkości: a więc moment magnetyczny elektronu, stosunek masy protonu do masy elektronu, stosunek ładunku do masy elektronu i protonu, wszystko z dokładnością  $3 : 10^5$ .

### Pomiar i stabilizacja pola magnetycznego

Z chwilą, kiedy stosunek giromagnetyczny protonu został wyznaczony z wielką dokładnością, została otwarta droga do bardzo precyzyjnego pomiaru pola magnetycznego. Wystarczy w tym celu zmierzyć częstość rezo-

nansową protonów w nieznanym polu magnetycznym, aby jego wartość wyznaczyć z dokładnością taką, z jaką znane jest  $\gamma_p$ , tzn.  $3 : 10^5$ . Ponieważ ampulka zawierająca wodę może być bardzo mała, o przekroju kilku  $\text{mm}^2$ , więc umieszczając ją w różnych miejscach pola można punkt po punkcie wyznaczyć jego natężenie. Metoda ta znalazła zastosowanie przy korygowaniu pola magnetycznego akceleratorów cyklicznych oraz w spektroskopii  $\beta$ .

Przy pomocy sygnału rezonansu jądrowego można również, bardzo subtelnie stabilizować natężenie pola magnetycznego. Pole elektromagnetyczne nie jest jednoznacznie funkcją natężenia prądu magnesującego. Szczególnie silny wpływ na natężenie pola magnetycznego w elektromagnesie ma temperatura. W czasie dłuższej pracy powolny wzrost temperatury rdzenia powoduje zazwyczaj małą, ale ciągłą zmianę natężenia pola. Dlatego stabilizacja prądu magnesującego nie daje pożądanego rezultatu. Natomiast sygnał rezonansu jądrowego reaguje wprost na natężenie pola magnetycznego i dlatego nadaje się do jego regulacji. Dokładność, z jaką można stabilizować natężenie pola magnetycznego, zależy od stałości częstości generatora, która przy użyciu piezokwarcu może być utrzymana z łatwością z dokładnością  $1 : 10^6$ , oraz od szerokości linii rezonansowej. W warunkach korzystnych stałość pola magnetycznego można utrzymać przez długi czas z dokładnością  $1 : 10^5$ .

### Czasy relaksacji w cieczech

Czas relaksacji  $T_1$  i rozszerzenie linii mogą być wyliczone z oddziaływań między momentem magnetycznym jądra i ośrodka, w którym się ono znajduje. W przypadku cieczy wyczerpująca teoria została podana przez *B l o m b e r g e n a* i innych [14]. W wielkim skrócie teoria ich jest następująca: energia potencjalna  $V_{ij}$  oddziaływania magnetycznego dwóch dipoli o momentach  $\mu_i$  i  $\mu_j$  znajdujących się w odległości  $r_{ij}$  dana jest wyrażeniem klasycznym

$$V_{ij} = \frac{\mu_i \mu_j}{r_{ij}^3} - \frac{3 \mu_i r_{ij} \mu_j r_{ij}}{r_{ij}^5}. \quad (19)$$

We współrzędnych biegunowych równanie (19) można napisać w postaci:

$$V_{ij} = \gamma^2 \hbar^2 r_{ij}^{-3} (A + B + C + D + E + F), \quad (20)$$

gdzie wyrazy  $A - F$  zależą od trzech funkcji położenia:

$$\begin{aligned} Y_{0j} &= (1 - 3 \cos^2 \Theta_{ij}) r_{ij}^{-3}, \\ Y_{1j} &= \sin \Theta_{ij} \cos \Theta_{ij} \exp(i\Phi_{ij}) r_{ij}^{-3}, \\ Y_{2j} &= \sin^2 \Theta_{ij} \exp(2i\Phi_{ij}) r_{ij}^{-3}. \end{aligned} \quad (21)$$

Można łatwo pokazać, że jeżeli funkcje położenia są stałe w czasie, to wyraz zaburzający  $V_{ij}$  powoduje tylko rozszerzenie poziomów energetycznych nie wywołując nowych przejść. W rzeczywistości funkcje położenia są przypadkowymi funkcjami czasu, dlatego rozwijając je na całkę Fouriera możemy znaleźć widmo częstości, w którym będzie również częstość  $\nu_0 = \frac{\gamma H_0}{2\pi}$ . Wang i Uhlenbeck [24] pokazali, że rozkład widmowy dla przypadkowo zmiennej funkcji  $Y$  dany jest przez

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \exp(2\pi i\nu\tau) d\tau, \quad (21a)$$

gdzie  $K(\tau)$  jest funkcją korelacji

$$K(\tau) = \overline{Y(t)Y^*(t+\tau)}. \quad (22)$$

Przyjmujemy, że:

$$K\tau = K(0) \exp(-\tau/\tau_c), \quad (23)$$

gdzie  $\tau_c$  — czas korelacji. Jest to średni czas potrzebny do obrotu molekuly o jeden radian albo do przesunięcia molekuly na odległość równą jej wymiarom. Po podstawieniu (23) do (21) i scałkowaniu otrzymujemy wkład molekuly  $j$  do widma częstości

$$I_j(\nu) = |\bar{Y}_j|^2 2\tau_{cj} (1 + 4\pi^2\nu^2\tau_{cj}^2)^{-1}. \quad (24)$$

Wkład wszystkich sąsiadów  $j$  jest

$$I(\nu) = \sum_j I_j(\nu) = \sum_j |\bar{Y}_j|^2 2\tau_{cj} (1 + 4\pi^2\nu^2\tau_{cj}^2)^{-1}. \quad (25)$$

Wprowadzając funkcje  $I(\nu)$  do wyrazów  $A - F$  równania (20) otrzymujemy z teorii zaburzeń prawdopodobieństwo przejścia dla przypadku, kiedy wszystkie momenty magnetyczne są jednakowe:

$$W = \frac{3}{4} \gamma^4 \hbar^2 I(I+1) [I_1(\nu_0) + I_2(2\nu_0)]. \quad (26)$$

Na podstawie zaś równania (10)

$$\frac{1}{T_1} = 2W. \quad (27)$$

Konkretne wyliczenia prawej strony równości (26) przeprowadzamy osobno dla każdego szczególnego przypadku. Np. dla wody  $\frac{1}{T_1}$  rozkładamy na dwie części, jedną zależną od oddziaływań wewnątrz-molekularnych

$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{wm}$  i drugą zależną od oddziaływań międzymolekularnych  $\left(\frac{1}{T_1}\right)_{mm}$ , przy czym

$$\frac{1}{T_1} = \left(\frac{1}{T_1}\right)_{wm} + \left(\frac{1}{T_1}\right)_{mm}. \quad (28)$$

Odległość protonów wewnątrz molekuly  $H_2O$  uważamy za stałą, zaś wektor łączący jądra może przyjmować wszystkie kierunki z jednakowym prawdopodobieństwem, wtedy średnią czasową  $|\bar{Y}|^2$  otrzymujemy całkując równania (21) po wszystkich kierunkach:

$$|\bar{Y}_1|^2 = \frac{2}{15} r_0^{-6}; \quad |\bar{Y}_2| = \frac{8}{15} r_0^{-6}. \quad (29)$$

Po podstawieniu (29) i (25) do równania (26) otrzymujemy:

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{wm} = 2W_{wm} = \frac{3\gamma^4 \hbar^2}{10r_0^6} \left[ \frac{\tau_c}{1 + 4\pi^2\nu_0^2\tau_c^2} + \frac{4\tau_c}{1 + 16\pi^2\nu_0^2\tau_c^2} \right]. \quad (30)$$

Czas korelacji  $\tau_c$  posiada prosty związek z czasem korelacji Debeya  $\tau_D$ , mianowicie

$$\tau_c = \frac{\tau_D}{3},$$

zaś

$$\tau_0 = \frac{4\pi\eta a^3}{kT},$$

gdzie  $a$  — promień molekuly traktowanej jako kula,  $\eta$  — współczynnik lepkości cieczy. Z pomiarów własności dielektrycznych wody w dziedzinie mikrofalowej znany jest czas  $\tau_D = 8,1 \cdot 10^{-12}$  sek, a więc  $\tau_c = 2,7 \cdot 10^{-12}$  sek. A stąd widać, że  $(2\pi\nu_0\tau_c)^2 \ll 1$  praktycznie dla wszystkich częstości radiowych  $\nu_0$  i wyraz ten można pominąć w mianowniku wyrażenia (30).

Na  $\left(\frac{1}{T_1}\right)_{\omega m}$  otrzymujemy proste wyrażenie:

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{\omega m} = \frac{15\gamma^4 \hbar^2 \tau_c}{10r_0^6}. \quad (31)$$

W podobny sposób otrzymujemy wyrażenie na

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{mm} = \frac{15\pi^2\gamma^4 \hbar^2 \eta N}{10kT}. \quad (32)$$

Zagadnienie rozszerzenia linii sprowadza się do obliczenia składowej z lokalnego pola magnetycznego pochodzącego od jąder sąsiednich, wykonujących niezależne od siebie chaotyczne ruchy. W przypadku wody roz-

szerzenie spowodowane sąsiedztwem jednego protonu w stałej odległości  $r_0$  (rozszerzenie wewnątrzcząsteczkowe) spełnia zależność:

$$\delta\nu = \frac{9}{20\pi^2} \gamma^4 \hbar^2 r_0^{-6} \tau_c. \quad (33)$$

Silny wpływ na czas relaksacji w cieczach mają domieszki jonów paramagnetycznych. Ponieważ moment magnetyczny jonu jest około 1000 razy większy od momentu magnetycznego jądra, więc w obecności jonów paramagnetycznych oddziaływania międzyjądrowe można pominąć. Na czas relaksacji protonów w wodzie z domieszką jonów paramagnetycznych otrzymuje się wyrażenie

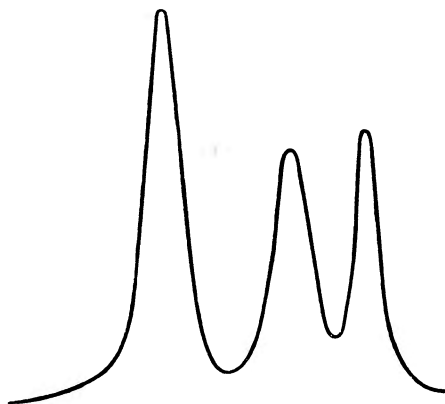
$$\frac{1}{T_1} = 12\pi^2 \gamma^2 \eta N_{jon} \mu_{jon}^2 / 5kT, \quad (34)$$

gdzie  $N_{jon}$  — oznacza liczbę jonów w  $\text{cm}^3$ .

Powyższe zależności czasów relaksacji od własności cieczy są na ogół bardzo dobrze potwierdzone przez doświadczenia.

### Przesunięcie „chemiczne“

Knight [25] pierwszy zauważył, że częstość rezonansowa tego samego jądra zależy od tego, w jakim związku chemicznym ono się znajduje. Doskonałym przykładem zbadanym przez Arnolda i innych [26] jest alkohol etylowy, gdzie wodór występuje w grupach  $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_2$  i  $\text{OH}$ . Przy dużej dyspersji przyrządu na oscylografie otrzymujemy tryplet (rys. 7). Stosunek powierzchni sygnałów = 3 : 2 : 1, jest więc proporcjonalny do liczby protonów w grupie. Przesunięcie chemiczne jest bardzo małe, rzędu tysięcznych części gaussa i jest proporcjonalne do natężenia stałego pola magnetycznego  $H_0$ . Wielkość przesunięcia chemicznego obliczył Ramsey [28] dla molekuly wodoru. Na ogół obliczenie teoretyczne przesunięcia chemicznego przedstawia bardzo duże trudności; niemniej chemicy robią wysiłki w kierunku powiązania przesunięcia chemicznego z budową molekuł. Szczególnie intensywne prace w tym kierunku są prowadzone przez Gutowsky'ego i jego współpracowników.



Rys. 7. Tryplet alkoholu etylowego. Odległość między zewnętrznymi składowymi 37 miligaussów. Podług [26]



Istnienie przesunięcia chemicznego stanowi ograniczenie dokładności przy pomiarach momentów magnetycznych jądrowych.

### Subtelna budowa

Proctor i Yu [27] odkryli subtelną strukturę linii rezonansowej, której nie można zaliczyć do przesunięcia chemicznego. Mianowicie izotopy  $^{121}\text{Sb}$  i  $^{123}\text{Sb}$  w wodnym roztworze  $\text{NaSbF}_6$  dają sygnały złożone z 7 równoległych, symetrycznie położonych linii, w odległości 1,8 gaussa, a więc bardzo dużej w porównaniu z przesunięciem chemicznym. Późniejsze prace wykazały istnienie takiej subtelnej struktury również w innych pierwiastkach.

Subtelna struktura różni się od przesunięcia chemicznego dwiema zasadniczymi cechami:

1) rozszczepienie przy subtelnej strukturze nie zależy od pola  $H_0$ , podczas gdy przesunięcie chemiczne jest wprost proporcjonalne do  $H_0$ ,

2) subtelna struktura występuje nawet wtedy, gdy w molekułe jest tylko jeden atom rezonujący, np. izotop  $^{31}\text{P}$  w związku  $\text{POClF}_2$  daje tryplet.

Ilościowe wyjaśnienie tego zjawiska jest trudne. Jak się zdaje, chodzi tu o oddziaływanie dwóch momentów magnetycznych jąder w drobinie za pośrednictwem orbitalnego momentu magnetycznego drobinie względnie za pośrednictwem momentów magnetycznych elektronów [28].

### Rezonans jądrowy w gazach

Rezonans jądrowy w gazach obserwuje się normalnie pod dużym ciśnieniem — około 10 atmosfer. Jeżeli gaz składa się z molekuł wieloatomowych, to obserwowane sygnały są podobne do sygnałów w cieczy. Sytuacja się zmienia, gdy mamy do czynienia z gazem jednoatomowym, wtedy bowiem odpada oddziaływanie wewnątrz-molekularne, lokalne pole magnetyczne zakłóca jest tylko na skutek zderzeń, dlatego dla jąder o spinie  $1/2$  czas relaksacji staje się bardzo długi. Brun i inni [29] znaleźli dla izotopu  $^{129}\text{Xe}$  pod ciśnieniem 50 atm. czas relaksacji równy  $10^3$  sek. Dla izotopu  $^{131}\text{Xe}$  czas relaksacji jest znacznie krótszy, co tłumaczy się tym, że ten izotop ma spin  $3/2$  i odmienny od zera moment kwadrupolowy.

Wodór okludowany przez metale daje sygnały różne, zależnie od metalu. W metalach ziem alkalicznych i wielu innych okludowany wodór zajmuje stałe położenie międzywęzłowe i dlatego linie rezonansowe są szerokie, charakterystyczne dla metali. Natomiast w tantalu i palladzie ob-

serwuje się linie wąskie, charakterystyczne dla cieczy i gazów, co jest związane ze swobodną wędrówką atomów wodoru po całej sieci krystalicznej tych metali.

### Rezonans jądrowy w ciele stałym

Jeżeli chodzi o rezonans jądrowy, to istotna różnica między cieczą lub gazem a ciałem stałym polega na różnicy swobody ruchów translacyjnych i rotacyjnych molekuł w tych stanach skupienia. W ciele stałym lokalne pole magnetyczne ma charakter raczej statyczny, co prowadzi do znacznego rozszerzenia linii i krótkich czasów relaksacji  $T_2$ . Brak szybkozmiennego lokalnego pola magnetycznego pochodzącego od sąsiednich jąder zmniejsza prawdopodobieństwo przejścia kosztem energii termicznej, co wydłuża czas relaksacji  $T_1$ . Podczas gdy w cieczach czasy relaksacji  $T_1$  i  $T_2$  są tego samego rzędu, w ciałach stałych zdarza się, że  $T_1 \approx 10^4$  sek, a  $T_2 \approx 10^{-5}$  sek. Optymalna wielkość sygnału rezonansu jądrowego jest proporcjonalna do  $(T_2/T_1)^{\frac{1}{2}}$ , stąd widać, że na ogół sygnał w ciele stałym jest tysiące razy słabszy niż w cieczy czy gazie.

Również kształt linii czy też widmo linii rezonansowych jest zupełnie inne i zależne przede wszystkim od struktury krystalicznej ciała. Rozpatrzmy kilka prostych przykładów, które dają możliwość zorientowania się w trudnościach i możliwościach przy stosowaniu rezonansu jądrowego do badania ciała stałego. Jednym z intensywnie badanych ciał stałych jest gips  $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  w postaci monokryształu. Jądrem badanym jest proton. Tylko znikoma ilość izotopów Ca, S i O posiada momenty magnetyczne jądrowe odmienne od zera, dlatego można przyjąć, że w molekułe gipsu protony molekuły wody są jedynymi jądrami posiadającymi moment magnetyczny. Odległość między jądrami wodoru w molekułe wody jest  $1,58 \text{ \AA}$ , zaś odległość do najbliższego sąsiada w innej molekułe  $2,8 \text{ \AA}$ . Ponieważ oddziaływanie między dipolami magnetycznymi maleje odwrotnie proporcjonalnie do 3 potęgi odległości, możemy przyjąć w pierwszym przybliżeniu, że lokalne pole magnetyczne równe jest sumie pola stałego  $H_0$  oraz pola najbliższego sąsiada  $\pm \mu r^{-3}(3 \cos^2\theta - 1)$ , gdzie  $\theta$  — kąt między kierunkiem  $H_0$  i  $r$ , a znak zależy od tego, czy moment magnetyczny sąsiada jest skierowany równoległe, czy antyrównoległe do pola  $H_0$ . A więc każdy z protonów w jednej molekułe wody da dwie linie rezonansowe i to samo dotyczy drugiej molekuły wody w tej samej molekułe gipsu. Należy więc spodziewać się 4 linii. Doświadczenie potwierdza to rozumowanie. Obracając kryształ gipsu w polu  $H_0$  otrzymujemy przy różnych orientacjach kryształu jedną, dwie, trzy i cztery linie. Stosunek wysokości linii pozwala ocenić, kiedy i które linie się pokrywają. Mierząc kąty i odpowiadające

im odległości linii można znaleźć rozkład kątowy par protonów i ich odległość z dokładnością do 2%.

Bardziej skomplikowany jest przypadek, kiedy kryształ zawiera jony paramagnetyczne, jak w pięciowodnym siarczanie miedzi  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Każdy proton w tym kryształcie jest w bliskim sąsiedztwie z jonem miedzi, który posiadając duży moment magnetyczny wykonuje bardzo szybką precesję Larmora dookoła kierunku pola  $H_0$ . Średnia w czasie wartość momentu magnetycznego jonu  $\mu_c$  co do rzędu wielkości dana jest przez prawo Curie

$$\bar{\mu}_c = \frac{\mu_c^2 H_0}{3kT} \quad (35)$$

W polu magnetycznym 10000 gaussów i w temperaturze  $T = 300^\circ\text{K}$   $\mu_c$  jest rzędu 6 magnetonów jądrowych; wytworzone przezeń średnie pole magnetyczne szybko zmienia się w przestrzeni i dlatego różne protony z tej samej grupy będą miały różne częstości rezonansowe. Linia zostanie rozszczepiona na szereg składowych, wielkość rozszczepienia można oszacować na wielkość rzędu  $\mu_c/r^3$ , gdzie  $r$  jest odległością protonu od jonu. Dla  $r \sim 2,5 \text{ \AA}$  wielkość rozszczepienia wypada 2 gaussy w temp.  $300^\circ\text{K}$ , 30 gaussów w temp.  $20^\circ\text{K}$  i 600 gaussów w temp.  $1^\circ\text{K}$ . Biorąc pod uwagę stosunki symetrii w kryształcie można przewidzieć, że powinno być 10 różnych linii. I rzeczywiście Blombergen otrzymał 10 linii rezonansowych w temperaturze  $4^\circ\text{K}$ . W wyższej temperaturze linie te zlewają się w jedną szeroką linię. Poullis i Hardeman [30] obserwowali podobne efekty w  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  w temperaturze  $14,3^\circ\text{K}$ . Zauważyli oni, że w temperaturze  $4,3^\circ\text{K}$  zachodzi gwałtowna zmiana w zachowaniu się sygnału. Zjawisko to tłumaczą tym, że w temperaturze  $4,3^\circ\text{K}$  kryształ chloreku miedzi staje się antyferromagnetykiem. Orientacja jonów miedzi nie jest dowolna. Kryształ poniżej tej temperatury składa się z dwóch przenikających się sieci krystalicznych, w których momenty magnetyczne jonów miedzi są antyrównoległe. Zjawisko to zachodzi tylko w słabym polu magnetycznym (1700 gaussów), pole o natężeniu 5000 gaussów narusza antyferromagnetyzm, a pole 10 000 gaussów burzy go całkowicie.

Inny charakter ma rezonans jądrowy w metalach. Przede wszystkim efekt naskórkowy powoduje to, że fala elektromagnetyczna może wnikać jedynie na głębokość rzędu  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ , a więc tylko atomy z tej głębokości mogą brać udział w rezonansie jądrowym. Żeby zwiększyć objętość czynną metalu, wykonuje się próbkę z bardzo cienkiego drutu albo sproszkowany metal zawieszają w parafinie czy też oleju, w którym stosuje się ciągle mieszanie ultradźwiękami itd. Kiedy wymiary próbki są małe w porównaniu z głębokością efektu naskórkowego, wtedy sytuacja mało różni się od izolatora. Na mechanizm relaksacji w metalach mają wpływ te same

czynniki co i w izolatorach, a więc zanieczyszczenia paramagnetyczne, dyfuzja atomów, ale istotna różnica polega na wpływie na mechanizm relaksacji elektronów ze strefy przewodzenia. Elektrony przelatujące koło jądra wytwarzają stosunkowo silne zmienne w czasie pole magnetyczne, które może wywoływać przejścia między poziomami energetycznymi jądra. Energia absorbowana lub emitowana przez jądro może być przekazywana elektronowi, ale procesy te możliwe są tylko wtedy, kiedy istnieje nieobsadzony poziom energetyczny dla elektronu różniący się energią  $h\nu$  w stosunku do jego energii początkowej. A to silnie ogranicza udział elektronów w procesie relaksacji, mianowicie, ponieważ  $h\nu \ll kT$ , więc udział w wymianie energii mogą brać tylko elektrony w pobliżu poziomu Fermiego, ułamek ich można oszacować na  $\frac{kT}{E_0}$ , gdzie  $E_0$  — poziom Fermiego. W temperaturze pokojowej ułamek ten jest rzędu 1%. W niskich temperaturach jest jeszcze mniejszy, co prowadzi do stosunkowo długich czasów relaksacji. Pomiarzy Rollina dały dla  $^{27}\text{Al}$  w temperaturze  $4^\circ\text{K}$   $T_1 = 1$  sek.

W metalach obserwuje się duże przesunięcie linii rezonansowych, stosunek  $\frac{\Delta H_0}{H_0}$  zmienia się od  $0.03 \cdot 10^{-3}$  dla  $^7\text{Li}$  do  $12 \cdot 10^{-3}$  dla  $^{207}\text{Pb}$ . To duże przesunięcie linii rezonansowych można wytłumaczyć tylko oddziaływaniem magnetycznym jąder z elektronami ze strefy przewodzenia. Ponieważ ta sama przyczyna decyduje o czasie relaksacji i przesunięciu linii, więc należy się spodziewać związku między nimi. R z e c z y w i ę c i e, K o r r i n g a (1950) wyprowadził następujący związek między czasem relaksacji i przesunięciem linii w metalu

$$T_1 \left( \frac{\Delta H_0}{H_0} \right)^2 = \frac{hG}{\pi kT} \left( \frac{\beta I}{\mu} \right)^2, \quad (36)$$

gdzie  $G$  — czynnik liczbowy rzędu jedności,  $\beta$  — magneton Bohra.

Związek ten został dobrze potwierdzony przez doświadczenie w przypadku litu, aluminium i miedzi.

Ten pobieżny przegląd ważniejszych własności i zastosowań rezonansu paramagnetycznego nie miał oczywiście na celu wyczerpania całego zagadnienia. Na zakończenie chcę tylko wspomnieć, że w przypadku jąder o spinie większym od połowy, kiedy posiadają one moment elektryczny kwadrupolowy, oddziaływania momentów kwadrupolowych są na ogół znacznie silniejsze od oddziaływań dipoli magnetycznych, co w istotny sposób wpływa zarówno na proces relaksacji jak i na widmo częstości rezonansowych.

## Literatura

1. J. Estermann, O. Stern — Z. Phys. **85**, 17 (1933).
2. R. Frisch, O. Stern — Z. Phys., **85**, 4 (1933).
3. J. Rabi, S. Millman, P. Kusch, R. J. Zacharias — Phys. Rev. **55**, 526 (1939).
4. B. G. Łazarew, L. W. Szubnikow — Phys. Z. Sowjet. **11**, 445 (1937).
5. C. J. Gorter — Physica **3**, 995 (1936).
6. E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound — Phys. Rev. **69**, 37 (1946).
7. F. Bloch, W. W. Hansen, M. E. Packard — Phys. Rev. **69**, 127 (1946).
8. P. Grivet — *La Résonance Paramagnétique Nucleaire*. C. N. R. S., Paris 1955.
9. B. A. Jacobsohn, R. K. Wagnsness — Phys. Rev. **73**, 942 (1948).
10. R. Dicke — Rev. Sci. Instr. **17**, 268 (1946).
11. W. G. Proctor — Phys. Rev. **79**, 35 (1950).
12. H. E. Weaver — Phys. Rev., **89**, 923 (1953).
13. E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound — Phys. Rev. **69**, 986 (1946).
14. N. Blombergen — *Nuclear Magnetic Relaxation*, Hague, Nijhoff, 1948
15. G. E. Pake — J. Chem. Phys. **16**, 327 (1948).
16. H. L. Anderson — Phys. Rev. **76**, 1460 (1949).
17. P. Grivet, M. Soutif, M. Buyle — C. R. Acad. Sci. **229**, 113 (1949).
18. W. L. Brown — Phys. Rev. **83**, 271 (1951).
19. A. Kastler — J. Phys. Rad. **11**, 255 (1950).
20. J. Brossel, B. Cagnac, A. Kastler — J. Phys. Rad. **15**, 6 (1954).
21. H. A. Thomas, R. L. Driscoll, J. A. Hipple — J. Res. Nat. Bur. Stand. **44**, 569 (1950).
22. F. Bloch, C. D. Jeffries — Phys. Rev. **80**, 305 (1950).
23. J. H. Gardner, E. M. Purcell — Phys. Rev. **76**, 1262 (1949).
24. M. C. Wang, G. E. Uhlenbeck — Rev. Mod. Phys. **17**, 323 (1945).
25. W. D. Knight — Phys. Rev. **76**, 1259 (1949).
26. J. T. Arnold, S. S. Dharmatti, M. E. Packard — J. Chem. Phys. **19**, 507 (1951).
27. W. G. Proctor, F. C. Yu — Phys. Rev. **81**, 20 (1951).
28. N. F. Ramsey, E. M. Purcell — Phys. Rev. **85**, 143 (1952).
29. E. Brun, J. Oeser, H. H. Staub, C. G. Telschow — Phys. Rev. **93**, 904 (1954).
30. N. J. Poulis, G. E. Hardeman — Physica **18**, 315 (1952).
31. E. Andrew — *Nuclear Magnetic Resonance*, Cambridge, 1955.

### Pomiar polaryzacji neutrino

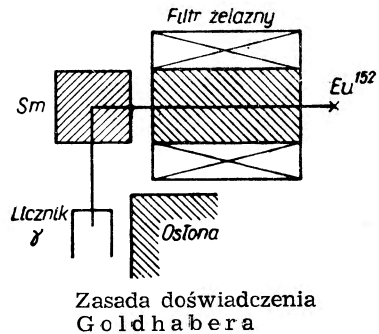
Według uzyskanych prywatnie informacji M. Goldhaber dokonał pomiaru znaku polaryzacji neutrino emitowanego w procesie wychwytu elektronu K. Do pomiarów użył on 9-godzinnego izomeru  $^{152}\text{Eu}$ , który poprzez wychwyt K rozpada się do stanu wzbudzonego  $^{152}\text{Sm}$ . Przejście to jest dozwolone ze zmianą spinu  $\Delta I = 1$  ( $0^- \rightarrow 1^-$ ). Jak łatwo się przekonać, w procesie tym spiny jądra wyjściowego i końcowego pozostają równoległe. Różnica pomiędzy ich wartościami bezwzględnymi  $\Delta I = 1$  jest wyrównana przez spin pochłanianego elektronu oraz moment pędu, który pozostaje dla zrównoważenia spinu unoszonego przez neutrino. Wszystkie te wektory są do siebie równoległe i tak samo skierowane, a więc spin neutrino także powinien być do nich równoległy i skierowany przeciwnie. Ponieważ przy wychwycie elektronu pędy neutrino i jądra odrzutu też są przeciwnie skierowane, polaryzacja jądra samaru i neutrino w stosunku do ich pędów jest identyczna.

Zgodnie z teorią dwuskładowego neutrino, rozwiniętą przez Lee i Yanga, neutrino jest spolaryzowane równoległe do kierunku lotu a antyneutrino antyrównoległe. Odmienna sytuacja istnieje w teorii Gell-Manna i Feynmana, którzy przyjmując sprzężenia wektorowe i pseudowektorowe — dla zgodności teorii z doświadczalnie otrzymanym znakiem polaryzacji elektronów z rozpadu  $\beta$  — założyli, że neutrino jest spolaryzowane antyrównoległe a antyneutrino równoległe.

W doświadczeniu Goldhabera polaryzację neutrino określano na podstawie pomiaru polaryzacji jąder  $^{152}\text{Sm}$ . Zadaniem eksperymentatora było określenie kierunku ruchu jądra oraz kierunku spinu.

Jądra te otrzymywane po wychwycie elektronu w stanie wzbudzoneym przechodzą do stanu podstawowego emitując kwant  $\gamma$ : E1 o energii 961 keV.

Ażeby z całego zespołu jąder wybrać tylko te, które poruszają się w określonym kierunku, Goldhaber wykorzystał rozpraszanie rezonansowe. Jak wiadomo, kwant  $\gamma$  wysłany przy przejściu do stanu podstawowego nie może zostać pochłonięty przez analogiczne jądro, ponieważ posiada niedobór energii (część energii zabrało emitujące jądro na skutek odrzutu). Tymczasem kwant ten na to, ażeby mógł być pochłonięty, musi posiadać pewien nadmiar energii, który przy pochłonięciu zamienia się w energię kinetyczną jądra pochłaniającego. Jednakże jeżeli jądro wysyłające kwant porusza się w kierunku rozpraszacza, przesunięcie doplerowskie może wyrównać niedobór energii i wtedy obserwujemy zjawisko rezonansowego rozpraszania.



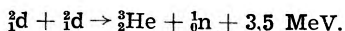
W omawianym doświadczeniu rejestrowano kwanty rozpraszane na samarze, a więc przede wszystkim te, które zostały wysłane przez jądra biegnące w kierunku rozpraszacza. Między rozpraszaczem i źródłem był umieszczony filtr żelazny, który można było magnesować aż do nasycenia równoległe lub antyrównoległe do kierunku lotu kwantów. Schemat aparatury pokazuje rysunek.

Mierząc intensywność promieniowania rozproszonego przy dwóch kierunkach namagnesowania filtru określono znak polaryzacji kołowej kwantów  $\gamma$ , wysyłanych przez jądra biegnące w kierunku rozpraszacza. Na podstawie tego można było określić kierunek spinu tych jąder a stąd kierunek spinu neutrino. Z pomiarów wynikało, że spin neutrino jest zorientowany w kierunku przeciwnym do kierunku pędu, a więc zgodnie z przewidywaniami Gell-Manna i Feynmana.

R. Sosnowski

### Reakcja termojądrowa w wyładowaniach dużej mocy

Ostatnio zostały opublikowane prace wykonane w laboratoriach angielskich i amerykańskich, będące próbą przeprowadzenia w sposób kontrolowany reakcji termojądrowej. Podobnie jak i w laboratoriach radzieckich badano tu wyładowania dużej mocy zachodzące w atmosferze deuteru. Wyładowania takie mogą w pewnych warunkach prowadzić do uzyskania temperatur dostatecznie wysokich na to, aby zjonizowany deuter osiągnął na drodze termicznej energię, przy której zachodzi z obserwowalną wydajnością reakcja



Jak wynika z teoretycznych oszacowań, wymagana jest tu temperatura rzędu  $10^6$  °K, w której, przy gęstości deuteru  $\frac{1}{3}$  g/cm<sup>3</sup> (gęstość ciekłego deuteru), wspomniana reakcja dostarcza 300 cal/gsek. Odpowiada to około  $2 \times 10^{15}$  reakcjom. Możliwość osiągnięcia na drodze elektrycznych wyładowań wysokich temperatur wiąże się nie tylko z możliwością przekazania deuterowi dostatecznej ilości energii, lecz również z automatycznym odizolowaniem go od ścianek komory. Zmniejsza to wydatnie straty ciepła, ponieważ przewodnictwo termiczne zjonizowanej plazmy jest bardzo duże. Zjawisko odizolowania gazu, w którym zachodzi wyładowanie dużej mocy, od ścianek ograniczających początkowo jego objętość polega na działaniu sił elektromagnetycznych ściągających go ku osi wyładowania. Jest to efekt analogiczny do przyciągania się dwóch równoległych przewodów, po których płynie w tym samym kierunku prąd elektryczny. Niestety czas, w którym ciśnienie elektromagnetyczne utrzymuje się w równowadze z ciśnieniem wewnętrznym plazmy, jest raczej krótki (rzędu mikrosekundy), tym więcej że równowaga ta nie jest trwała w stosunku do falistych deformacji wstęgi plazmy.

W pracach amerykańskich, a w szczególności angielskich, udało się jednak dobrać tak warunki, że czas stabilności wyładowania uległ wydatnemu wydłużeniu. Teoria przewiduje, że można to osiągnąć wykonując komorę z przewodnika elektrycznego oraz przykładając pole magnetyczne równoległe do osi wyładowania. Poglądowe wyjaśnienie tego zjawiska jest stosunkowo proste. Otóż w przewodzących ściankach komory, przy wszelkich gwałtowniejszych wybożeniach kanału wyładowania, indukują się prądy przeciwdziałające tym wybożeniom. Jest to zjawisko w pewnej mierze analogiczne do zachodzącego w wahadle Foucaulta. Działanie osiowego pola magnetycz-

nego polega na utrudnianiu jonom oraz elektronom dyfuzji w kierunku poprzecznym do osi na skutek zakrzywiania ich torów. Jest jednakże rzeczą zrozumiałą, że pole to będzie przeciwdziałać wszelkim ruchom poprzecznym, a więc i kompresji plazmy. Dlatego też stosowane natężenia pola są stosunkowo małe, rzędu 100 gaussów i działanie jego w pierwszej fazie wyładowania jest nieznaczne. Jednakże w miarę gdy plazma pod wpływem omawianego wyżej efektu podąża ku osi komory, jako ośrodek silnie przewodzący „zagarnia” ze sobą strumień magnetyczny, dzięki czemu natężenie pola wewnątrz plazmy wzrasta. Pomiarzy wykazały, że plazma zagarnia ze sobą ponad połowę początkowego strumienia magnetycznego, co przy znacznej kompresji daje kilkakrotny wzrost natężenia pola. W tym stadium może ono skutecznie przeciwdziałać ruchowi poprzecznemu naładowanych cząstek.

Czas, w którym w zjonizowanym deuterze przepływa prąd elektryczny utrzymując go zdala od ścianek, można wydłużyć również przez nadanie komorze, w której zachodzi wyładowanie, specjalnego kształtu. W pracach radzieckich oraz niektórych amerykańskich stosowano komorę w postaci prostej rury, zaopatrzonej w dwie elektrody. W takim układzie plazma mimo odizolowania od ścian bocznych traci część swej energii na bombardowanie elektrod. Znacznie korzystniejszym rozwiązaniem jest użycie komory w kształcie torusa. W tym przypadku wyładowanie może być spowodowane zmiennym strumieniem magnetycznym, przechodzącym przez środkowy otwór. Trudnością, którą w tym wypadku należy pokonać, jest ruch plazmy na zewnątrz torusa. Plazma zebrana w pierwszej fazie wyładowania w pobliżu osi toroidalnego kanału pozostaje pod działaniem sił magnetycznych, działających radialnie, ponieważ linie pola magnetycznego są zagęszczone wewnątrz torusa. Na szczęście prądy indukowane w przewodzących ściankach przeciwdziałają tym siłom.

W oparciu o opisaną zasadę zbudowano w Harwell (Anglia) aparaturę, nazwaną w skrócie ZETA (Zero Energy Thermonuclear Apparatus). Komora Zety była wykonana z aluminium w postaci torusa o średnim promieniu 1,5 m i średnicy kanału 1 m. Komorę tę wypełniano deuterem o ciśnieniu około  $10^{-4}$  mm Hg<sup>1</sup>. Stanowiła ona wtórne uzwojenie transformatora (rys. 1). Pierwotne uzwojenie natomiast było zasilane jednokierunkowym impulsem z baterii kondensatorów mogącej zmagazynować  $5 \cdot 10^5$  dżuli. W czasie rozładowania kondensatorów przez pierwotne uzwojenie rosnący strumień indukcji magnetycznej w żelazie wytwarzał wzdłuż torusa spadek napięcia. Spadek ten dawał w deuterze impuls prądowy o natężeniu do 200 kA. Czas trwania tego impulsu wynosił ok. 4 msek, a więc był co najmniej o dwa rzędy wielkości dłuższy niż w innych doświadczeniach tego typu.

Jak wykazały pomiary, wyładowaniom towarzyszyła emisja neutronów, przy czym dla impulsów prądowych o maksymalnym natężeniu 187 kA obserwowano  $1,3 \times 10^6$  n/imp. Zakładając, że pochodzą one z reakcji termojądrowej można było obliczyć temperaturę plazmy. W obliczeniach tych przyjęto, że plazma, zawierając w sobie wszystkie znajdujący się początkowo w komorze deuter, uległa kompresji do średnicy 20 cm. Założono poza tym, że stopień jonizacji plazmy wynosi 100%. Słuszność tych założeń wynika po pierwsze z fotografii wyładowania, na której można było mierzyć średnicę kanału zawierającego plazmę oraz z pomiarów pochłaniania w plazmie fal radiowych o długości 4 mm. W ten sposób można było określić gęstość swobodnych elektronów, a więc i stopień jonizacji.

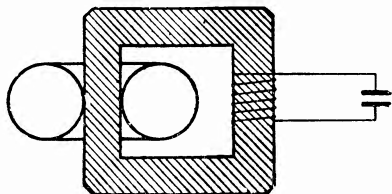
Obliczona temperatura plazmy wynosiła  $4,5 \cdot 10^6$  °K i zgadzała się z pomiarami, wykonanymi spektroskopowo w oparciu o doplerowskie rozszerzenie linii widmo-

<sup>1</sup> Zjonizowanym częściowo polem wysokiej częstotliwości.



wej. Zgodność tych dwóch niezależnych oszacowań temperatury jest argumentem przemawiającym za termojądrowym pochodzeniem obserwowanych neutronów. Aby jednak móc odpowiedzieć na to pytanie zupełnie jednoznacznie, należałoby z ich rozkładu kierunkowego i energetycznego określić rozkład prędkości reagujących deuteronów i porównać go z maxwellovskim. Niestety, niska intensywność na razie nie pozwala wykonać tych pomiarów.

Pierwsze dane sugerujące, że w aparaturze ZETA zachodzi reakcja termojądrowa uzyskano 30 sierpnia ub. r. Trzy miesiące później podobne wyniki otrzymano w laboratorium w Berks (Anglia) na aparaturze SCEPTRA III. Zasada działania Sceptry jest prawie dokładnie taka sama jak Zety, lecz wymiary jej są znacznie mniejsze. Średnica torusa wynosi 115 cm, a średnica kanału 30 cm. Czas trwania impulsu prądowego wynosi około 0,3 msek., a temperatura plazmy osiąga nie więcej niż  $4 \cdot 10^6$  °K. Główną przeszkodą w uzyskaniu wyższych temperatur były straty na promieniowanie, pochodzące przede wszystkim od domieszek gazów wydzielanych przez ścianki na skutek iskrzenia. Iskrzenie ścianek miało miejsce na szczelinach segmentów, z których składała się komora i było tym większe im szybsze było narastanie strumienia magnetycznego w żelazie. Powiększenie ilości zwojów w uzwojeniu pierwotnym z 8 do 16 zmniejszyło szybkość narastania i dało w efekcie wzrost temperatury o 50%.



Schemat aparatury ZETA

W czasie pracy aparatury SCEPTRA III również obserwowano promieniowanie neutronowe. Jego intensywność wynosiła  $10^5$  neutronów/imp. Obliczona na tej podstawie temperatura plazmy zgadzała się z dokładnością do 20% z temperaturą określoną spektroskopowo. Również teoria

mechanizmu wyładowania dawała wartości zgodne z tymi oszacowaniami. Wydajność na produkcję neutronów była zależna w zależności od ciśnienia początkowego w zakresie  $0,9 \div 7 \times 10^{-3}$  mm Hg. Ciśnieniem optymalnym było  $2 \times 10^{-3}$  mm Hg.

Trzecią aparaturą omawianego typu był PERHAPSATRON S-3 zbudowany w laboratorium w Los Alamos. Rozpoczął on pracę w grudniu ubiegłego roku. W przeciwieństwie do poprzednich aparatów w tym wypadku komora była wykonana z kwarcu i otoczona z zewnątrz powłoką metalową dla uzyskania stabilności wyładowania. Impuls prądowy w Perhapsatronie trwał 24  $\mu$ sek i osiągnął natężenie parę razy  $10^5$  amperów. Obserwowana wydajność neutronów wynosiła przy tym  $10^6$  n/impuls. Odpowiada to temperaturze plazmy 600 eV. Była badana zależność wydajności od szeregu parametrów. Okazało się, że maleje ona ze wzrostem początkowego ciśnienia oraz ze wzrostem domieszki azotu. Natomiast pole magnetyczne przykładane równoległe do wyładowań posiada wartość optymalną około 2,5 kGs.

Wydaje się bardzo prawdopodobnym, że we wszystkich trzech opisanych aparaturach obserwowano w rzeczywistości reakcję termojądrową. Potwierdzenie tego można osiągnąć dokonując wspomnianych wyżej pomiarów. Na razie ciągle jeszcze można wysunąć zastrzeżenia, tłumacząc powstawania neutronów innymi efektami, a nie reakcją termojądrową. Przykładem takiego tłumaczenia jest tzw. efekt Fermiego. Polega on na tym, że deutrony odbijając się od ruchomych niejednorodności pola magnetycznego mogą po kilku odbiciach osiągnąć energię rzędu 10 keV. Tymczasem już 0,6% deuteronów posiadających energię 12 keV daje taką samą wydajność neutronów, jaką obserwowano w Perhapsatronie S-3. W czasie wyładowania mogą zresztą grać rolę i inne zjawiska, tym więcej że mechanizm procesów zachodzących w plazmie jest b. mało znany i kryje szereg zagadek. Jedną z takich za-

gadek jest np. obserwowane bardzo twarde promieniowanie X. Posiada ono energię około 0,9 MeV, co oznacza że taką energię powinny osiągać elektrony. Jednakże mimo szeregu niejasności należy się spodziewać, że najbliższe miesiące przyniosą nowe dane i co za tym idzie rzucą światło na zagadnienie reakcji termojądrowych, zachodzących w plazmie.

Tabela

Aparatura	$\frac{\text{średnica torusa}}{\text{średnica kanału}}$ w cm	koszt (funty)	$I_{\text{max}}$ A	neutrony/ imp	T	Energia wydzielana w impulsie [cal]
ZETA	300/100	300 000	$2 \times 10^5$	$1,3 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$1,6 \times 10^{-7}$
SCFPTRA III	115/30	10 000	$2 \times 10^5$	$10^5$	$4 \cdot 10^6$	$1,3 \times 10^{-8}$
PERHAPSATRON	30/5	—	$2 \times 10^5$	$10^6$	$4 \cdot 10^6$	$1,3 \times 10^{-7}$

R. Sosnowski

## Literatura

1. Nature 181 Jan. 25 (1958).
2. The Economist, Feb, 1 (1958).

*Wprowadzając ten nowy dział Redakcja pragnie zwięźle informować czytelników o nowych typach aparatury i możliwościach wykonywania jej w kraju oraz o doświadczeniach wynikających z realizacji różnorodnej aparatury w skali laboratoryjnej.*

Redakcja

**Jerzy Kaliński**

Institut Fizyki PAN  
Pracownia Konstrukcyjna Aparatury Elektronowej

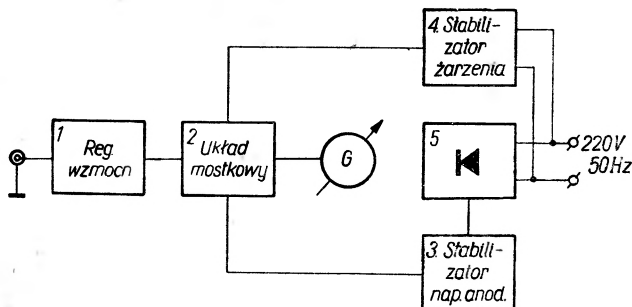
## Wzmacniacz prądu stałego WPS-1

### 1. Zastosowanie

Wzmacniacz WPS-1 jest prostym wzmacniaczem prądu stałego przeznaczonym do współpracy z fotomnożnikami. Umożliwia on bezpośredni odczyt prądu w obwodzie anodowym fotomnożnika bądź na wbudowanym mikroamperomierzu, bądź na zewnętrznym galwanometrze. Wzmacniacz przystosowany jest jedynie do pomiaru przebiegów wolnozmiennych (tętniących) lub stanów ustalonych, posiadając ograniczoną od góry charakterystykę częstości (układy całkujące na wejściu).

### 2. Zasada działania

Schemat blokowy wzmacniacza podano na rysunku 1. Sygnał mierzony wprowadzony jest przez regulator wzmocnienia (1) na mostkowy układ lampowy (2). Za-



Rys. 1. Schemat blokowy wzmacniacza prądu stałego WPS-1

kłócenie ustalonej pierwotnie równowagi mostka powoduje, w zależności od znaku napięcia mierzonego, prawostronne lub lewostronne wychylenie mikroamperomierza (galwanometru) umieszczonego między anodami lamp. Wynik pomiaru otrzymujemy z odczytu wskaźnika wyjściowego i regulatora wzmocnienia.

Napięcia zasilania lamp wchodzących w skład mostka są stabilizowane, napięcie anodowe przy pomocy stabilizatora elektronowego (3), zaś prąd zarzenia przy pomocy stabilizatora prądowego (4). Wysokie napięcie stałe dostarczane jest na stabilizator elektronowy przez prostownik lampowy (5).

### 3. Podstawowe zagadnienia konstrukcyjne

Główną trudnością, na jaką napotykamy przy projektowaniu i konstrukcji wzmacniacza prądu stałego, jest zwalczanie sygnałów szkodliwych dochodzących z zewnątrz lub powstających w samym wzmacniaczu niezależnie od sygnału sterującego. Gdy wzmacniacz pracuje z poziomem sygnałów szkodliwych określoną ilość razy mniejszym od najmniejszego sygnału użytecznego — pracę jego nazwiemy stabilną. W przeciwnym wypadku wzmacniacz nazwiemy niestabilnym. Uzyskanie wzmacniacza prądu stałego o dużym wzmocnieniu i dobrej stabilności jest jednym z poważniejszych zagadnień konstrukcyjnych w dziedzinie aparatury elektronowej.

Sygnały szkodliwe oddziaływające na wzmacniacz możemy ogólnie podzielić na zakłócenia o charakterze impulsowym (zewnętrzne lub wewnętrzne) i o charakterze długoczasowym. Pierwszy rodzaj zakłóceń pochodzi przeważnie od niestałości napięć zasilania, wstrząsów mechanicznych (wibracje), obcych pól elektrostatycznych i elektromagnetycznych, szumów własnych lamp oraz oporów układu i tym podobnych czynników. Drugi rodzaj zakłóceń, powodujący tzw. przesuwanie się zera, związany jest z elementami układu wzmacniacza, głównie z lampami elektronowymi. Zmiana warunków otoczenia, a w szczególności temperatury, powoduje zmiany parametrów elementów składowych wzmacniacza, dając w wyniku odpowiednie przesunięcie punktu zerowego, równoważne fałszywemu sygnałowi. Przesuwanie się zera w ciągu pierwszych kilkudziesięciu godzin pracy wzmacniacza może być również powodowane starzeniem się jego elementów składowych. Do konstrukcji wzmacniacza prądu stałego winny więc być używane dobre, wysokostabilne elementy składowe, szczególnie oporowe, obciążane w pewnym jedynie procencie ich obciążalności znamionowej. Decydujący wpływ na stałość zera mają jednak lampy elektronowe. Zmiany ich parametrów w funkcji czasu i temperatury, przebiegające w różny sposób dla każdej lampy, dają w wyniku zjawisko przesuwania się zera, stanowiące najpoważniejszą wadę wzmacniacza prądu stałego.

Nie wdając się w szczegóły można ogólnie stwierdzić, że zjawiska cieplne powstające podczas pracy lampy wpływają na stopniową zmianę jej charakterystyk, a więc tak trzech podstawowych parametrów  $K_a$ ,  $S_a$ ,  $Q_a$  jak i izolacji międzyelektrodowych oraz prądów poszczególnych elektrod (anody, siatki pierwszej i drugiej) i całkowitego prądu emisyjnego. Zmiany te zachodzą w wyniku zmian położenia elektrod lampy względem siebie (wskutek nagrzewania wsporników) i wydzielenia gazów okludowanych przez elektrody i inne części lampy. Pogorszenie próżni stwarza warunki sprzyjające powstawaniu wtórnych elektronów i jonów, co znowu zmienia rozpyły prądów i temperaturę katody (bombardowanie jonowe). Szczególnie istotne we wzmacniaczach prądu stałego pracujących z dużym oporem wejściowym są wszelkie zmiany prądu siatki sterującej. Prąd w obwodzie siatki sterującej może posiadać charakter elektronowy bądź jonowy. Elektronowy lub tzw. dodatni prąd siatki

otrzymamy przy przepływie elektronów w kierunku przeciwnym polu elektrycznemu siatki sterującej, przy czym wartość jego wyrazi się zależnością

$$i_s = i_e \exp\left(\frac{e_1 U'_s}{kT}\right),$$

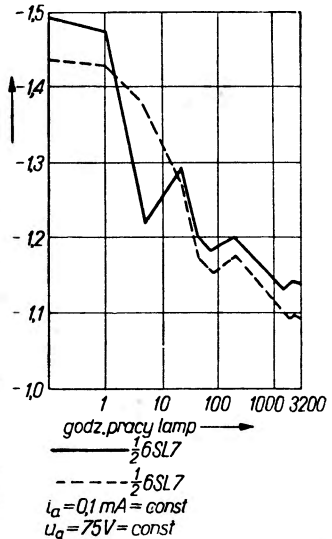
gdzie  $e_1$  — ładunek elektronu,  $U'_s = U_s - (\Phi_s - \Phi_k)$ ,  $\Phi_k$  — praca wyjścia elektronu z katody,  $\Phi_s$  — praca wyjścia elektronu z siatki,  $(\Phi_s - \Phi_k)$  jest tu tzw. potencjałem kontaktowym siatka-katoda. Przy wszelkich zmianach tego potencjału zmieni się również i prąd siatki danej lampy.

Ujemny prąd siatki, polegający na przepływie elektronów z siatki do katody lub jonów z katody do siatki, może być powodowany przez: termiczną emisję elektronową siatki w wyniku podgrzania jej przez promieniowanie katody, fotoemisję siatki w wyniku działania promieniowania katody lub innych źródeł światła, słabą izolację doprowadzenia siatki wewnątrz lampy lub upływność powierzchniową, jonizację zderzeniową resztek gazu w lampie lub gazów okludowanych, wydzielanych w trakcie nagrzewania się lampy.

Sumaryczny prąd siatki daje w obwodzie wejściowym wzmacniacza sygnał szkodliwy, który, zmienny w czasie, staje się jednym z czynników powodujących fluktuacje i przesuwanie zera na wyjściu wzmacniacza.

Jak z powyższego wynika, czułość wzmacniacza prądu stałego ograniczona jest głównie niestałością poziomu zerowego prądu wyjściowego powodowaną zmianami napięć źródeł zasilania oraz zmianami parametrów lamp i oporów wchodzących w skład układu. Pozostałe czynniki są stosunkowo łatwe do opanowania przy właściwym zaprojektowaniu mechanicznym i elektrycznym wzmacniacza (amortyzacja i ekranowanie).

Niestaołość poziomu zerowego wywołana niedostateczną stałością napięć zasilania (anodowe, żarzenia) można zmniejszyć bądź przez zwiększenie stabilizacji tych napięć, bądź przez zaprojektowanie układów mało czułych na ich zmiany. Zmian parametrów lamp nie da się jednak uniknąć i one to głównie ograniczają czułość wzmacniacza prądu stałego. Jedyną drogą uzyskania maksimum czułości jest więc dobranie odpowiednich typów lamp i odpowiednich egzemplarzy spośród całej serii lamp danego typu, co szczególnie przy symetrycznych układach wzmacniaczy ma podstawowe znaczenie. Zmiany parametrów lamp tego samego typu nie są bowiem jednakowe i mogą różnić się bardzo znacznie w zależności od odchyień technologicznych i produkcyjnych, nieuniknionych przy produkcji seryjnej. Umieszczanie dwóch lamp w jednej bańce (lampy podwójne) nie daje poważniejszych korzyści, czego przykładem może być wykres podany na rysunku 2, przedstawiający charakterystyki przesuwu duotriody 6SL7 w funkcji czasu osobno dla każdej z triod ( $U_s = \varphi(t)$  dla  $I_a = \text{const}$ ).



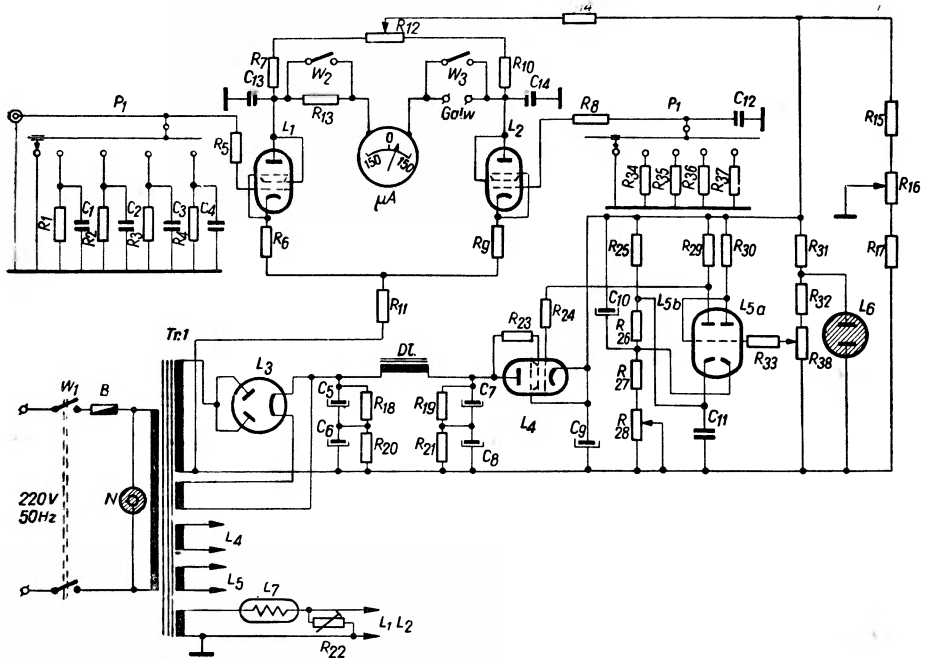
Rys. 2. Charakterystyki przesuwu duotriody 6SL7 w funkcji czasu podane jako zmiany napięcia siatki konieczne do utrzymania stałego prądu anodowego każdej z lamp składowych [4]

Jak wynika z powyższych rozważań, uzyskanie dobrych wyników uzależnione jest w głównej mierze od wyboru właściwego do danych celów układu wzmacniacza prądu stałego w oparciu o odpowiednio dobrane lampy elektronowe.

Do układów o dobrej stabilności, zwanych też samostabilizującymi się, należą w pierwszym rzędzie układy mostkowe (symetryczne).

#### 4. Schemat ideowy i opis układu

Schemat elektryczny wzmacniacza WPS-1 podano na rysunku 3. Omówienie schematu robimy dla przejrzystości na trzy części.



Rys. 3. Pełny schemat elektryczny wzmacniacza prądu stałego WPS-1

##### 4.1. Wejście i regulator wzmocnienia

Wejście wzmacniacza połączone jest bezpośrednio z siatką sterującą pierwszej lampy układu mostkowego. Regulacja wzmocnienia prądowego polega na włączaniu przy pomocy przełącznika P1 jako oporu wpływowego siatki (anodowego fotomnożnika) oporu o wartościach zmiennych w stosunku dziesiętnym. Dodatkowa pozycja przełącznika zwiiera siatkę sterującą pierwszej lampy z masą układu, umożliwiając początkowe zerowanie mostka. Celem ograniczenia charakterystyki przenoszenia wzmacniacza w funkcji częstości, a więc zmniejszenia zakłóceń pochodzących od szumów termicznych oporów, szumów lamp i tętnień sieciowych każdy opór bocznikowany jest odpowiednią pojemnością tak dobraną, by stała czasu obwodu wejściowego pozostawała niezmienną, bez względu na nastawione wzmocnienie (rys. 4).

Odpowiedź układu RC podanego na rysunku 4 na funkcję Diraca (skok jednostkowy) określa zależność

$$e_0 = 1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right).$$

Napięcie wyjściowe rośnie więc wykładniczo osiągając po czasie  $t = RC$  wartość równą około 0,63 swej wartości końcowej.

Charakterystyka przenoszenia takiego układu dla napięć sinusoidalnych dana jest przez wyrażenie

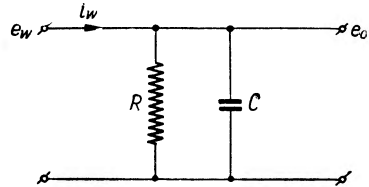
$$e_0/e_w = (1 + F^2)^{-1/2} \exp(-jtg^{-1}F) = G(F) \exp(-j\Phi(F)),$$

gdzie  $F = 2\pi fRC$ .

Spadek charakterystyki o 3 dB i przesunięcie fazowe  $e_0$  względem  $e_w$  o  $45^\circ$  otrzymamy więc dla częstotliwości

$$f = \frac{1}{2\pi RC}$$

Dobierając odpowiednio wartość stałej czasowej  $RC$  możemy otrzymać żądany przebieg charakterystyki przenoszenia wzmacniacza.

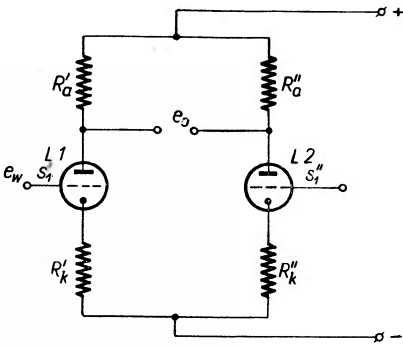


Rys. 4. Obwód wejściowy wzmacniacza prądu stałego WPS-1

## 4.2. Układ mostkowy

Zasadę pracy układu mostkowego wyjaśnia rysunek 5. Układ taki łączy w sobie zalety wzmacniacza przeciwsobnego i, w rozwiązaniu z dużym oporem katodowym, wzmacniacza różnicowego z „uziemia” siatką pierwszą jednej z lamp mostka.

Zalety układu przeciwsobnego polegają na automatycznej kompensacji wszelkich zmian w pracy powodowanych przez czynniki wewnętrzne. Jednakowe co do znaku zmiany prądów anodowych obu lamp dają jednakowe zmiany spadków napięć na oporach anodowych kompensujące się wzajemnie. Dobra kompensacja zachodzi oczywiście jedynie przy ścisłej identyczności parametrów obu lamp składowych układu. Przy takim założeniu i przy równości oporów anodowych wahania napięć źródeł zasilania nie wpływają zupełnie na pracę wzmacniacza, a więc układ taki zapewnia idealną samostabilizację. W praktyce jednak dobranie dwóch lamp o jednakowych charakterystykach jest co najmniej trudne, jeśli nie niemożliwe, toteż uzyskanie nawet dobrej tylko samostabilizacji jest dość problematyczne. Podkreślić należy, że nie wystarcza tu uzyskanie równości paramet-



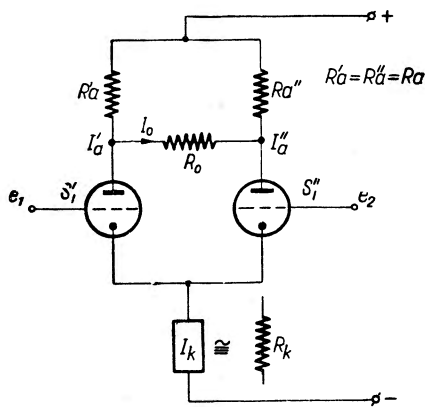
Rys. 5. Schemat ideowy mostkowego układu wzmacniacza prądu stałego

trów obu lamp w jednym tylko, ściśle określonym ich punkcie pracy, lecz koniecznym byłoby dobranie również samego przebiegu charakterystyk, po których punkt pracy może się przesuwac przy zmianie warunków pracy lampy. Prowadziłoby to praktycznie do zdejmowania dla każdej lampy kompletu charakterystyk zmian prądu anodowego ( $I_a$ ) w funkcji wszelkich napięć zasilania ( $U_a$ ,  $U_g$ ) i porównywania ich między sobą celem dobrania najbardziej zbliżonych. Ze względu na uciążliwość tego rodzaju postępowania ustalenie najbardziej zbliżonej pary lamp przeprowadza

się na ogół w gotowym już układzie wzmacniacza, badając jego zdolności samostabilizacyjne. Biorąc pod uwagę fakt, że parametry dwóch lamp elektronowych jednego typu, dla tego samego punktu pracy, mogą się różnić średnio o 15 ÷ 25%, wahając się w granicach różnic od 3 ÷ 4% do 40 ÷ 50%, trudności takiego doboru staną się oczywiście.

Jak z powyższego wynika, typowy układ przeciwsoبنى wzmacniacza prądu stałego nie zapewnia praktycznie dobrej stabilności pracy, aczkolwiek znacznie ją poprawia (współczynnik poprawy rzędu 10—80 dla zmian napięcia anodowego i 5—10 dla zmian napięć żarzenia i początkowego ujemnego napięcia siatki). Własności samostabilizacji takich układów pogarszają się w miarę wzrostu rozbieżności między parametrami ich lamp składowych.

W celu zwiększenia stabilności wzmacniaczy tego typu opracowano układ, którego działanie samostabilizacyjne rośnie w miarę zwiększania różnic między lampami



Rys. 6. Schemat ideowy wzmacniacza różnicowego

składowymi a więc pogarszania własności samostabilizacyjnych typowego układu przeciwsoبنى, i odpowiednio maleje przy zbliżaniu się do idealnej pracy przeciwsoبنى. Układ taki, zwany też wzmacniaczem różnicowym, uzyskamy wstawiając w obwód katodowy normalnego wzmacniacza przeciwsoبنى duży opór katodowy wspólny dla obu lamp.

W układzie wzmacniacza różnicowego podanym na rysunku 6 obie lampy posiadają zwarte katody, zasilane ze źródła o stałej wydajności prądowej. Ponieważ suma prądów anodowych obu lamp musi być w takim układzie stała, sygnał przyłożony na siatkę sterującą jednej z lamp spowoduje zawsze równą i przeciwnie skierowaną zmianę prądu w drugiej lampie. Układ takiego wzmacniacza będzie więc pracował przeciwsoبنى mimo jednosiatkowego wzbudzenia (druga siatka sterująca na potencjale stałym). W tych warunkach ten sam sygnał przyłożony na siatki sterujące obu lamp nie da sygnału wyjściowego. Dla wielu zastosowań zupełnie wystarczające wyniki można uzyskać zastępując źródło o stałej wydajności prądowej oporem katodowym  $R$  o możliwie dużej wartości. Wartość oporu  $R_k$  ograniczona jest od góry wielkością napięć zasilania i prądem lampy koniecznym do uzyskania wystarczająco dużego odcinka liniowej pracy układu wzmacniacza.

W układzie wzmacniacza różnicowego prąd w gałęzi galwanometru wyrazić można zależnością:

$$i_s = \frac{K_a(e_1 - e_2)}{R_0 + \varrho_a \left( 2 + \frac{R_0}{R_a} \right)} \quad (5)$$

Wzmocnienie prądowe określamy więc przez

$$\frac{\Delta i_0}{\Delta(e_1 - e_2)} = \frac{K_a}{R_0 + 2\varrho_a + \frac{\varrho_a R_0}{R_a}} = \frac{S_a}{2 + \frac{R_0}{\varrho_s} + \frac{R_0}{R_a}} \quad (6)$$



Gdy oporność obciążenia jest niewielka i można przyjąć, że

$$R_0 \ll \varrho_a, R_0 \ll R_a,$$

to

$$\Delta i_0 / \Delta(e_1 - e_2) \cong S_a / 2. \quad (7)$$

Przy wzbudzeniu jednosiatkowym (druga siatka na potencjale stałym) wyrażenie (7) napiszemy w postaci:

$$\Delta i_0 / \Delta e_1 \cong S_a / 2 \quad \text{lub} \quad \Delta i_0 / \Delta i_w \cong \frac{1}{2} S_a R_{wej}. \quad (8)$$

gdyż

$$\Delta e_1 = \Delta i_w R_{wej}.$$

Przy wzbudzeniu jednosiatkowym zmiana napięcia na anodzie lampy wzbudzonej będzie  $1 + (R_a + \varrho_a) / (K_a + 1) R_k$  razy większa niż na drugiej anodzie. Różnica ta jest na ogół mała i można przyjąć, że napięcie anodowe przy wzbudzeniu jednosiatkowym zmieni się tak samo, jak gdyby sygnał był doprowadzony do obu siatek przeciwsobnie, po połowie do każdej siatki.

Jak to wynika z zależności (8), wzmocnienie prądowe układu mostkowego zależy wprost proporcjonalnie od nachylenia charakterystyki lamp i oporu wejściowego wzmacniacza. Stosowanie dużych oporów wejściowych celem uzyskania dużego wzmocnienia prądowego prowadzi, przy normalnych lampach elektronowych (nie elektrometrycznych), do wszelkich niedogodności związanych z przepływem prądów siatki w obwodzie wejściowym. Szczególnie wyraźnie daje się to odczuć przy przełączaniu oporów wejściowych dla uzyskania regulacji wzmocnienia, czemu towarzyszy z reguły większe lub mniejsze przesuwanie zera na wyjściu wzmacniacza. Efekt ten może być zmniejszony przez jednoczesne przełączanie oporów upływowych siatki drugiej lampy.

Z zależności (8) wynika poza tym, że wzmocnienie układu nie zależy od wielkości oporu katodowego  $R_k$ . W rzeczywistości z powodu różnic w wartościach parametrów obu lamp opór  $R_k$  wpływa w pewnym względzie na zmiany wzmocnienia. Jak to już wyżej było powiedziane, działanie stabilizujące oporu katodowego jest tym mniejsze, i mniejsza jest rozbieżność parametrów lamp. Skuteczność dużego oporu katodowego rośnie natomiast przy zwiększaniu się różnic między obu lampami składowymi układu, a więc przy pogorszeniu stabilizujących własności samego układu przeciwsobnego.

Ze względu na dużą wartość oporu katodowego właściwy punkt pracy lamp mostka (ujemne przedpięcie siatki względem katody) musi być uzyskany przy pomocy dzielnika oporowego całkowitego napięcia zasilania układu ( $R_{15}$ ,  $R_{16}$ ,  $R_{17}$ ).

### 4.3. Stabilizator elektronowy napięcia zasilania

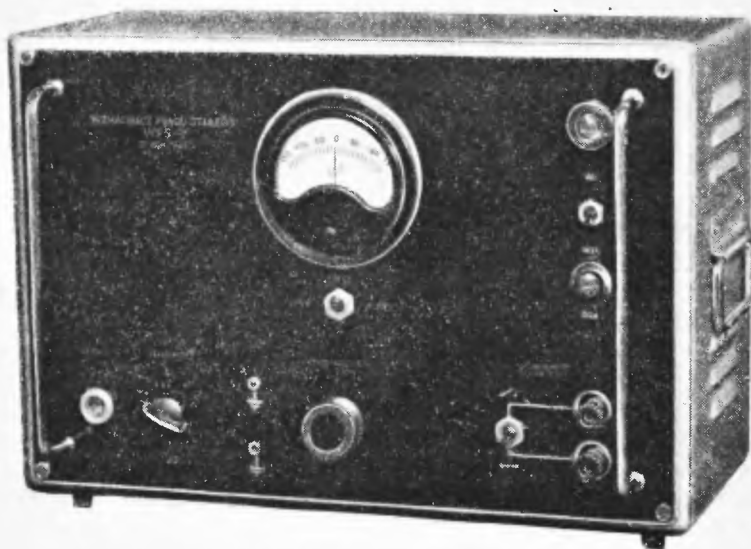
Opisany wyżej wzmacniacz prądu stałego zasilany jest napięciem anodowym stabilizowanym elektronowo. Zapewnia to odpowiednią jego stałość w funkcji czasu konieczną do uzyskania właściwej pracy wzmacniacza. Stabilizator wykonano w układzie typowym (układ szeregowy).

Wysokie napięcie zasilania anody i ekranu lampy wentylowej dostarczane jest przez prostownik dwupołówkowy w układzie konwencjonalnym.

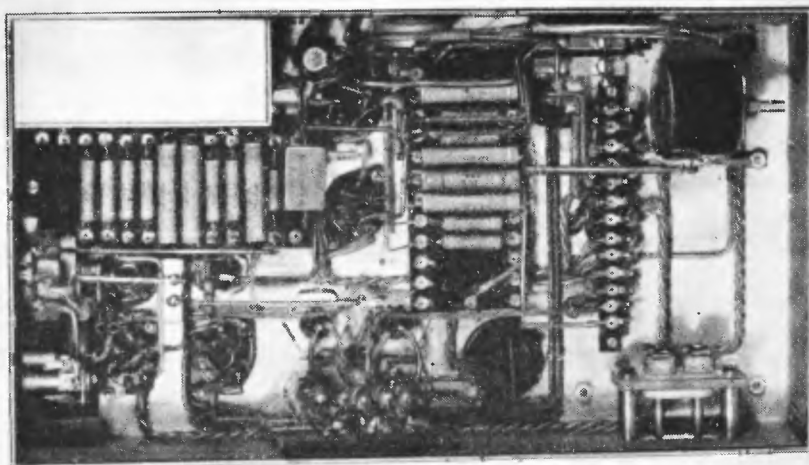
Napięcie żarzenia lamp wzmacniacza pomiarowego stabilizowane jest przy pomocy stabilizatora prądowego (L 7).

## 5. Dane techniczne

Wygląd zewnętrzny wzmacniacza prądu stałego oraz rozmieszczenie elementów i system montażu podano na rysunku 7 i 8.



Rys. 7.



Rys. 8.

Wzmacniacz posiada następujące dane techniczne:

- a) wzmacnienie prądowe regulowane skokowo przez zmianę oporu wejściowego w granicach od 1,2 do 1200  $\mu\text{A}/\mu\text{A}$ ,
- b) opór wejściowy zmienny odpowiednio w granicach od 10 k $\Omega$  do 10 M $\Omega$ ,
- c) stałość zera w odniesieniu do wejścia wzmacniacza (po 1 godz. grzania) chwilowa: ca  $10^{-11}$  A/min, długoczasowa: ca  $10^{-9}$  A/h (mierzona przy wzmacnieniu prądowym 120  $\mu\text{A}/\mu\text{A}$ ),
- d) możliwość pomiaru prądu na wbudowanym mikroamperomierzu o czułości  $\pm 150$   $\mu\text{A}$  dla pełnego wychylenia lub na galwanometrze zewnętrznym,
- e) zasilanie z sieci napięcia zmiennego 220 V, 50 Hz.

#### Literatura ogólna

1. L. I. Bajda i A. A. Siemienkiewicz *Elektroniczne wzmacniacze prądu stałego*, PWT Warszawa 1956, (tłum. z rosyjskiego).
2. A. M. Boncz-Brujewicz *Zastosowanie lamp elektronowych w fizyce doświadczalnej*, PWN Warszawa 1957, (tłum. z rosyjskiego).
3. W. C. Elmore i M. Sands *Electronics Experimental Techniques*, New-York-Toronto-London 1949.
4. G. E. Valley i H. Wallman *Vacuum Tube Amplifiers*, Radiation Laboratory Series (MIT), New York-Toronto-London 1948.

**Konferencja reakcji jądrowych niskich i średnich energii**

Moskwa, 19—27 listopada 1957 r.

W dniach od 19 do 27 listopada 1957 r. odbyła się w Moskwie konferencja poświęcona reakcjom jądrowym niskich i średnich energii zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR. Obrady konferencji toczyły się w Instytucie Fizycznym Akademii Nauk. Przewodniczącym był I. M. Frank, dyrektor tego Instytutu i kierownik Laboratorium Neutronowego Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. W pracach konferencji uczestniczyło ponad 400 fizyków radzieckich oraz 35 naukowców zagranicznych. Oprócz przedstawicieli Chin, Jugosławii i krajów demokracji ludowych w obradach wzięli udział uczeni zachodni z Danii (Huus), Francji (Duquesne, Lehmann, Michalowicz, Tsara), Kanady (Katz), Szwecji (Johansson), USA (Barschall, Cohen, Deutsch, Halpern), Wielkiej Brytanii (Flowers, Fremlin, Wilkinson) i Włoch (Radicati) oraz delegaci Egiptu (El Nadir) i Indii (Kondaiah i Singwi). Delegatami z Polski byli doc. dr Z. Wilhelmi, mgr inż. C. Dąbrowski i niżej podpisany.

Wygłoszono ok. 100 referatów. Większość zreferowanych prac była wykonana w Instytutach okręgu moskiewskiego. Poza tym reprezentowane były Instytuty Leningradu, Charkowa i Kijowa oraz bardzo nieliczne inne ośrodki radzieckiej fizyki jądrowej. Uczni zagraniczni wystąpili z kilkunastoma referatami. Referaty w języku rosyjskim były tłumaczone „w biegu” na angielski przez zespół tłumaczy, a cudzoziemcy słuchali tłumaczenia przy pomocy miniaturowych odbiorników radiowych i słuchawek. Niestety w wielu przypadkach jakość tych tłumaczeń pozostawiała dużo do życzenia, na co uskarżali się goście zagraniczni nie znający języka rosyjskiego. Referaty wygłaszane po angielsku tłumaczono na rosyjski zdanie po zdaniu.

Szeroki zakres zagadnień objęty tematem konferencji został podzielony na szereg działów. Oczywiście niemożliwe jest wymienienie w krótkim sprawozdaniu wszystkich zreferowanych prac wobec czego ograniczę się do zilustrowania na kilku przykładach tematyki poszczególnych działów.

**1. Reakcje z lekkimi jądrami**

Referat przeglądowy w tym dziale dotyczył stanów wzbudzonych  ${}^4\text{He}$  (G. F. Bogdanow, N. A. Własow i in.). Omówione w nim zostały nowe dane dla reakcji  $T(p, n){}^3\text{H}$ ,  $T(d, n){}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ . Analiza tych danych prowadzi do przypuszczenia, że spin izobaryczny stanu wzbudzonego 22 MeV  ${}^4\text{He}$   $T = 0$ . W referacie J. G. Bałaszkoi i I. J. Barita przedstawiono wyniki badań udziału rozproszenia potencjałowego i rezonansowego deuteronów o energii 100—700 keV na gazowym deuterze i trycie. W pracy W. Z. Kołganowa i in. wyznaczono przekroje czynne na rozproszenie powolnych neutronów na orto- i paratrycie. Na uwagę zasługuje kolosalna aktywność stosowanej gazowej tarczy trytowej, wynosząca ok. 20 000 C.

Inne prace doświadczalne dotyczyły reakcji z neutronami dla jąder  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  oraz reakcji  $\text{Li}(p, t)$ ,  $\text{Li}(p, n)$  i  $\text{Li}(p, d)$ .

W referatach teoretycznych B. H. Flowers (Anglia) podał interpretację prawdopodobieństw przejść dla reakcji w lekkich jądrach przy zastosowaniu metod pośredniego sprzężenia modelu powłokowego, a I. I. Lewintow tłumaczył zmniejszenie efektywnego promienia cząstki  $\alpha$  dla reakcji  $p + {}^4\text{He}$  z protonami dużych energii (315 MeV) zjawiskiem „opóźnienia” działania krótkozasięgowych sił wymiennych.

## 2. Efekty polaryzacyjne w reakcjach jądrowych

W ogólnym przeglądzie B. P. Adjasewicza i in. omówione zostały zasady i projekty konstrukcji źródeł spolaryzowanych cząstek. Wymieniono następujące metody wytwarzania spolaryzowanych cząstek w źródle: wykorzystanie rozproszenia jądrowego, polaryzacja atomów poprzez spin elektronowy i wykorzystanie stanów metatrwałych. H. H. Barschall (USA) przedstawił wyniki wstępnych doświadczeń polaryzacyjnych na Uniwersytecie Wisconsin przy zastosowaniu reakcji  $\text{Li}(p, n)$  jako źródła spolaryzowanych neutronów, a B. H. Flowers opisał najnowsze doświadczenia polaryzacyjne z cyklotronem w Harwell, wykonane przez Taylora i Wooda, dotyczące depolaryzacji protonów o energii 142 MeV przy rozproszeniu na ciekłym wodorze.

W dwóch interesujących pracach grupy I. I. Lewintowa mierzono polaryzację neutronów z reakcji  $d + T$  i protonów z reakcji  $d + D$ . Dla reakcji  $d + T$  pomiary wykonano dla 5 wartości kątów. Polegały one na wyznaczeniu asymetrii lewo-prawo czy pomocy liczników proporcjonalnych napełnionych helem. Grupa charkowska, kierowana przez A. K. Waltera, przedstawiła pracę na temat elastycznego rozproszenia protonów na  ${}^{16}\text{O}$ , co pozwoliło wyznaczyć spin i parytet poziomu 3,11 MeV fluoru 17, oraz prace na temat polaryzacji promieni  $\gamma$  z reakcji  ${}^{30}\text{Si}(p, \gamma){}^{31}\text{P}$  i polaryzacji protonów przy rozproszeniu elastycznym na  ${}^{12}\text{C}$ .

W referacie teoretycznym A. I. Baza i J. A. Smorodinskiego omówiona została rola pomiarów polaryzacyjnych w wyznaczaniu warunków granicznych na powierzchni jądra.

## 3. Reakcje wywołane neutronami

Referat przeglądowy o oddziaływaniu powolnych neutronów z jądrami wygłosił W. W. Sokołowski i W. W. Władimirski.

Najciekawszą pracą referowaną w tym dziale była praca J. A. Aleksandrowa pt. *Rozpraszanie szybkich neutronów pod małymi kątami przez ciężkie jądra*. W przypadku ciężkich jąder powinien się zmanifestować wpływ momentu magnetycznego i ewentualnie momentu elektrycznego neutronu na rozproszenie pod małymi kątami. Dokładne pomiary wykonane w przedziale  $0,6^\circ$ — $12^\circ$  dla Sn, Cu, Pb i U wykazały większy przekrój czynny dla Pb i U niż przewidziany teoretycznie przy uwzględnieniu oddziaływania momentu magnetycznego neutronu z polem elektromagnetycznym jądra. Ponieważ własny elektryczny moment dipolowy neutronu (oceniany na podstawie doświadczeń Smitha na  $\leq 5 \cdot 10^{-21}$  jednostek CGSE) jest zbyt mały, aby można mu było przypisać otrzymaną niezgodność z teorią, autor przypuszcza, że mamy do czynienia z polaryzacją elektryczną neutronu w polu jądra i szacuje wartość współczynnika polaryzacji na  $\geq 10^{-41}$  cm<sup>3</sup>.

Interesująca ze względu na technikę pomiarów była praca F. L. Szapiry i in. nad wyznaczaniem przekrojów czynnych reakcji  $(n, \gamma)$  przy pomocy spektrometru,

w którym wykorzystany jest czas spowalniania neutronów w bloku ołowiu. Spektrometr ten, pracujący od kilku lat, zastosowano do wyznaczenia funkcji wzbudzenia dla Al, Cl, Na, Fe, Ni, Bi, Pb, Mn i Mo. Grupa kijowska kierowana przez M. W. Pasiecznika przedstawiła wyniki pomiarów przekrojów czynnych na chwyatanie szybkich neutronów w obszarze jąder magicznych oraz pomiarów poziomów energetycznych na podstawie nieelastycznego rozproszenia szybkich neutronów. T. H. Uus (Dania) zreferował uzyskane przez Daya wyniki pomiarów energii promieni  $\gamma$  z reakcji  $(n, \gamma)$  w zależności od energii neutronów.

#### 4. Reakcje wywołane deuteronami

Większość referatów w tym dziale była poświęcona reakcjom strippingu. Tego zagadnienia dotyczył również referat A. I. Achiezera i A. G. Sitenki pt. *Dyfrakcyjne rozszczepienie deutronów i reakcje strippingu*. Innymi przykładami prac z tego zakresu są: praca W. G. Nieudaczina i I. B. Tiepłowa nad wyznaczaniem zależności przekroju czynnego reakcji  $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$  od energii deutronów lub pomiary Tiepłowa i B. A. Juriewa rozkładów kątowych w reakcjach strippingu dla różnych ładunków jąder tarczy. Otrzymane w tej ostatniej pracy różnice w rozkładzie kątowym protonów dla różnych jąder autorowie kładą na karb silnego wpływu na rozkład kątowy udziału mechanizmu tworzenia jądra złożonego.

E. A. Romanowski i G. F. Timuszew przedstawili wyniki badań nieelastycznego rozproszenia deutronów przez jądra  $^7\text{Li}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  i  $^{27}\text{Al}$ . W szeregu przypadków wyznaczone zostały poziomy wzbudzone badanych jąder i odpowiadające im różniczkowe przekroje czynne dla deutronów o energii ok. 4,5 MeV.

#### 5. Wzbudzenie kulombowskie jąder i reakcje z protonami

Dział wzbudzenia kulombowskiego otworzyły dwa referaty przeglądowe: referat grupy leningradzkiej (D. G. Alchazow, A. P. Grinberg, I. Ch. Lemberg i in.) o kulombowskim wzbudzeniu jąder przy pomocy cząstek  $\alpha$  i jonów  $N^{+++}$  oraz referat T. H. Uusa (Dania) pt. *Przegląd prac doświadczalnych nad wzbudzeniem kulombowskim*. Wzbudzeniu kulombowskiemu poświęcony był również referat P. Lehmann'a (Francja) o ostatnich pracach w Saclay nad tym zagadnieniem.

Do prac nad reakcjami wywołanymi protonami należały referaty grupy charkowskiej o promieniowaniu  $\gamma$  z reakcji  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$  i o promieniowaniu  $\gamma$  towarzyszącemu nieelastycznemu rozproszeniu protonów oraz referat o pomiarach przekrojów czynnych nieelastycznego rozproszenia protonów o energii 19,8 MeV na  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  i  $^{238}\text{U}$ . L. A. Radicati (Włochy) zreferował pracę teoretyczną wykonaną wspólnie z Barsellą na temat reakcji  $(p, 2p)$  i  $(p, d)$ , a B. L. Cohen (USA) przedstawił wyniki ostatnich prac w Oak Ridge nad anomalnym rozproszeniem nieelastycznym protonów na różnych jądrach i nad badaniem koincydencyjnym reakcji  $^{58}\text{Ni}(p, 2p)$ .

#### 6. Reakcje fotojądrowe

Bardzo interesujący referat przeglądowy został wygłoszony przez D. H. Wilkinsona (Anglia). W referacie tym zostały szczegółowo omówione różne modele gigantycznego rezonansu. Teorią gigantycznego rezonansu zajmowali się również w swych referatach B. H. Flowers (Anglia) oraz W. W. Daragan i J. M. Szirkow.

Z ciekawych referatów doświadczalnych można wymienić przykładowo referaty: L. Katza (Kanada) *Badanie reakcji fotojądrowych dla energii do 25 MeV*, S. Johanssona i B. Forkmana (Szwecja) *Fotorozszczepienie lekkich pierwiastków*, L. E. Łazariewoj *Rozkład kątowy i energetyczny fotoneutronów* oraz referaty z prac wykonanych w Instytucie im. Liebigiewa nad fotodezintegracją helu i deuteru przy energiach stukilkudziesięciu MeV. Grupa A. P. Komara z Leningradzkiego Instytutu Fizyko-Technicznego przedstawiła wstępne wyniki badań reakcji fotojądrowych z synchrotronem elektronowym 60–90 MeV przy użyciu bardzo różnorodnych metod detekcji.

### 7. Reakcje wywołane jonami wieloladunkowymi

Dwa wstępne referaty tego działu zobrazowały osiągnięcia dwóch najwybitniejszych ośrodków zajmujących się reakcjami z ciężkimi jonami. Były to referaty G. N. Flerowa z Akademii Nauk ZSRR i P. H. Fremlina z Uniwersytetu w Birmingham. Flerow scharakteryzował trzy typy oddziaływania ciężkich jonów z jądrami: oddziaływanie odległe, prowadzące do wzbudzenia kulombowskiego jądra, oddziaływanie styczne, polegające na wymianie nukleonów między zderzającymi się jądrami lub na efekcie szrapnelowym i oddziaływanie bliskie, polegające na zlewaniu się reagujących jąder i utworzeniu jądra złożonego. Flerow podał również przegląd wyników uzyskanych na cyklotronie moskiewskim o średnicy 150 cm, który pozwala na przyspieszanie jonów  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  i  $^{16}\text{O}$  do energii odpowiednio: 90, 105 i 110 MeV. Uzyskiwane strumienie są rzędu  $10^{11}$ – $10^{12}$  cząstek na sekundę. Fremlin zreferował wyniki otrzymane ostatnio w Birmingham. Ciekawa dyskusja rozwinęła się na temat roli efektu szrapnelowego w reakcjach z ciężkimi jonami. W pozostałych referatach omówione zostały bardziej szczegółowo wyniki badań poszczególnych reakcji przez grupę Flerowa.

W referacie teoretycznym G. A. Pik-Piczaka przedyskutowany został wpływ rotacji jądra uzyskującego w reakcji z ciężkim jonem duży kręt ( $\geq 50\hbar$ ) na barierę rozszczepienia, a w referacie W. M. Strutinskiego przedstawiona została statystyczna teoria rozkładu kąтового produktów rozszczepienia.

### 8. Modele jądrowe

W tym dziale przeważały prace teoretyczne. Najobszerniejszy był referat P. E. Niemirowskiego o modelu optycznym jądra. Modelem optycznym zajmowali się również inni referenci jak E. W. Inopin oraz W. M. Agranotowicz i A. S. Dawydow. W wielu referatach poruszony był problem jąder leżących na granicy pomiędzy jądrami sferycznymi i zdeformowanymi. Tego zagadnienia dotyczył np. referat W. W. Władimirskiego o oddziaływaniu powolnych neutronów ze sferycznymi i wydłużonymi jądrami. Bardzo interesujący był referat o związku między ruchami kolektywnymi a ruchami cząstek niezależnych w jądram, wygłoszony przez B. H. Flowersa (Anglia), któremu udało się przy pomocy odpowiednio dobranych funkcji falowych modelu powłokowego uzyskać stany o własnościach rotacyjnych. Spośród pozostałych referatów teoretycznych wymienić należy referat B. L. Birbraira i L. A. Sliva na temat roli parzenia się nukleonów w tworzeniu jąder zdeformowanych. Uwzględnienie energii parzenia  $\sim 0,7$  MeV dla ziem rzadkich i  $\sim 0,5$  MeV dla ciężkich pierwiastków daje zgodne z doświadczeniem granice obszarów jąder zdeformowanych. Ciekawy był referat doświadczalny M. Deutscha (USA) o wyznaczaniu współczynników giromagnetycznych wzbud-

dzonych stanów rotacyjnych. Pomiar polegał na obserwacji zmiany rozkładu kąto-  
wego fotonów  $\gamma$  emitowanych przez wzbudzone jądra dla próbki umieszczonej w polu  
magnetycznym, które wywołuje precesję jąder.

9. Jeden dzień konferencji został poświęcony najmłodniejszemu obecnie zagadnie-  
niu niezachowania parytetu w słabych oddziaływaniach, mimo że ten problem nie był związany bezpośrednio z tematyką konferencji. Bardzo  
żywa dyskusja, jaka się wywiązała po referacie przeglądowym I. S. Szapiry pt.  
*Problem rozpadu  $\beta$  i niezachowanie parytetu*, jest dowodem wielkiego zaintereso-  
wania fizyków tym zagadnieniem. Ograniczę się do wymienienia tylko dwóch refera-  
tów należących do tego działu. W pracy A. I. Alichanowa, G. P. Elisiejewa,  
W. A. Liubimowa i B. W. Erszlera pt. *Pomiar podłużnej polaryzacji elektro-  
nów  $\beta$*  zastosowano po raz pierwszy wielokrotne rozproszenie elektronów  $\beta$  w folii  
Au pod kątem  $90^\circ$  w celu zamiany podłużnej polaryzacji na poprzeczną. N. A. Bur-  
gow i J. W. Terechow w bardzo pomysłowy sposób wykorzystali rezonansową  
absorbpcję promieni  $\gamma$  sodu 24 w magnezie do wyznaczenia korelacji kierunkowej elek-  
tronu i neutrina dla  $\beta$  — rozpadu  $^{24}\text{Na}$ . W tym miejscu warto wspomnieć o referacie  
D. H. Wilkinsona pt. *Zachowanie parytetu w silnym oddziaływaniu*, mimo że re-  
ferat ten został wygłoszony w dniu poświęconym modelom jądrowym. Wilkinson  
opowiedział o doświadczeniach, które wykonał w Brookhaven latem 1957 r. i które  
pozwołyły przesunąć dla silnego oddziaływania górną granicę domieszki stanu o prze-  
ciwnym parytecie do  $10^{-7}$ .

Podczas konferencji moskiewskiej tak jak podczas każdej konferencji naukowej  
rozmowy w kularach i dyskusje w mniejszych grupach odgrywały co najmniej równo-  
rzedną rolę z referatami programowymi. Bezpośrednie zetknięcie się fizyków ra-  
dzieckich z fizykami innych krajów przyniosło doniosłą korzyść dla obu stron,  
a dyskusje i wymiana poglądów przyczynią się niewątpliwie do szybszego rozwoju  
tematyki prac badawczych. Bankiet wydany przez gospodarzy Konferencji upłynął  
w bardzo serdecznej atmosferze a wszystkie toasty wyrażały pragnienie i zamiar  
zacieśniania nawiązanych kontaktów i zniesienia tych barier, które jeszcze utrudniają  
współpracę między fizykami Wschodu i Zachodu.

W czasie trwania konferencji uczestnicy zwiedzili szereg Instytutów Fizyki Jądrowej  
okręgu moskiewskiego: Fizyczny Instytut Akademii Nauk ZSRR, Laboratorium  
Techniki Ciepłej, Naukowo-Badawczy Instytut Fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego,  
Instytut Energii Atomowej i Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej. Po  
zakończeniu Konferencji goście zagraniczni udali się do Leningradu, gdzie zwiedzili  
Instytut Fizyki Uniwersytetu Leningradzkiego i Leningradzki Instytut Fizyko-Tech-  
niczny.

A. Hrynkiewicz

## Konferencja spektroskopii jądrowej i reakcji jądrowych

Dubna, 11—15. II. 1958

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych zorganizował w Dubnej, w dniach od  
11 do 15 lutego konferencję roboczą poświęconą spektroskopii izotopów „neutronowo-  
deficytowych” i zastosowaniom metod radiochemii do badania reakcji jądrowych.  
Posiedzenia odbywały się w ciągu trzech pierwszych dni, reszta czasu była prze-  
znaczona na zwiedzanie laboratoriów. Przed południem uczestnicy konferencji słu-  
chali dwu referatów przeglądowych, po południu — kilku krótkich, pięciominutowych



doniesień o wynikach poszczególnych prac. Organizatorom udało się tak ułożyć program, by zostawić dużo czasu na dyskusje poza salą konferencyjną.

W konferencji uczestniczyli oprócz pracowników Z. I. B. J. i innych instytutów radzieckich również przedstawiciele instytutów fizyki jądrowej z państw, będących członkami ZIBJ.

Celem konferencji było zarówno podsumowanie rezultatów paroletniej pracy jak i wytyczenie roboczego programu na przyszłość.

Otwarcia obrad dokonał wicedyrektor ZIBJ M. D a n y s z.

Problematyka konferencji skupiała się wokół badań produktów reakcji jądrowych wielkiej energii. Przez naświetlanie targetów z ciężkich pierwiastków (np. tantalu, ołowiu, bizmutu czy uranu) protonami o energii 660 MeV, jakich dostarcza synchronocyklotron Laboratorium Problemów Jądrowych, uzyskuje się kruszenie lub rozszczepienie jąder, a w efekcie szereg lżejszych od pierwotnego izotopów promieniotwórczych. Dla izotopów tych charakterystyczny jest brak pewnej liczby neutronów w porównaniu do jąder trwałych danego pierwiastka. Badanie ich metodami spektroskopii jądrowej jest niezwykle interesujące przede wszystkim dlatego, że ma się tu do czynienia częściowo z jądrami zdeformowanymi (ziemie rzadkie) i materiał eksperymentalny jest świetną ilustracją dla modelu kolektywnego jądra.

W pracach tych największe osiągnięcia mają kierowane przez B. D ż e l e p o w a laboratoria leningradzkie (Instytut Radowy, Uniwersytet), w których badano produkty kruszenia jąder tantalu, znaleziono pewną liczbę nowych izotopów oraz wprowadzono szereg istotnych zmian i uzupełnień w schematach rozpadu znanych izotopów. Rezultaty otrzymane w roku 1956 są opublikowane w *Известиях Академии Наук СССР*, nr 7 i nr 12 (1957).

Referat B. D ż e l e p o w a był poświęcony analizie całego posiadanego obecnie materiału doświadczalnego, dotyczącego jąder z niedostatkiem neutronów, w oparciu o model kolektywny.

Prace spektroskopowe muszą być poprzedzone chemicznym rozdzieleniem produktów reakcji. Od metod radiochemicznych w tym wypadku wymaga się szybkości (ze względu na krótkożyłowe izotopy) i wydzielania substancji promieniotwórczej bez nośnika. Dlatego stosowano przede wszystkim metodę chromatografii.

Wydzielanie izotopów i ich identyfikacja są ważne nie tylko z punktu widzenia spektroskopii jądrowej — dają wiele cennych informacji o reakcjach jądrowych. O badaniu przekroju czynnego na wytworzenie izotopu o określonej liczbie porządkowej  $Z$  i masowej  $A$  w funkcji energii padających protonów dla różnych materiałów targetu mówił w swoim referacie A. M u r i n.

W wyniku reakcji wielkiej energii wywołanej protonem mogą powstawać szybkie, lekkie jądra. Istnieje pewne prawdopodobieństwo, że taki wtórny pocisk spowoduje reakcję prowadzącą do powstania izotopu o  $Z$  większym niż  $Z$  jąder targetu. Badanie wtórnych reakcji jest jednym z interesujących problemów fizyki wysokich energii.

Interesujące jest również mierzenie przekroju czynnego na powstawanie lekkich fragmentów w funkcji ich ładunku oraz energii protonów.

Ważne jest wreszcie badanie procesu rozszczepienia wywołanego szybkimi protonami.

Zagadnienia te, wymienione dla przykładu, były poruszane w referatach W. M i e h i e d o w a i A. Ł a w r u c h i n y.

Te same lub podobne problemy fizyczne mogą być badane przy pomocy klisz jądrowych. Umieszczono więc w programie konferencji na ten temat referat N. P e r f i ł o w a.

Doceniając rolę współpracy między fizykami i radiochemikami Dyrekcja ZIBJ zdecydowała się w ciągu najbliższych paru lat wybudować budynek dla laboratorium radiochemicznego. Ma to być półgorące laboratorium przeznaczone na opracowywanie targetów. W tym samym budynku znajdują się pomieszczenia dla laboratorium spektroskopii jądrowej oraz laboratorium chemicznego, produkującego materiały specjalne o bardzo wysokiej czystości. Projekt nowego budynku i jego wyposażenia był szeroko dyskutowany w ostatnim dniu konferencji.

Nie można jednak odkładać projektowanych prac do czasu wykończenia nowego laboratorium. Dlatego istnieje już teraz prowizoryczne laboratorium radiochemiczne, a od maja br. będzie można rozpocząć prace z dziedziny spektroskopii jądrowej.

Badanie produktów reakcji tam, gdzie się naświetla targety, tzn. w Dubnej, jest ogromnie ważne ze względu na krótkożyłowe izotopy, które całkowicie rozpadają się w czasie przewożenia do Moskwy, a tym bardziej — do Leningradu. Obecnie zaistnieją duże szanse odkrycia nowych, dotychczas całkowicie nieznanymi izotopów.

W dniu zakończenia konferencji były również omawiane formy współpracy pomiędzy ZIBJ i państwami — członkami ZIBJ w dziedzinie spektroskopii jądrowej i radiochemii. Istnieją dwie możliwości takiej współpracy. Po pierwsze do Dubnej mogą przyjechać fizycy i chemicy, którzy wzięliby udział w prowadzonych tam pracach. Po drugie — istnieje możliwość naświetlania w Dubnej targetów i przewożenia ich samolotami do poszczególnych krajów. Tam targety mogłyby być rozdzielone chemicznie a produkty reakcji przebadane metodami spektroskopii. Warto zwrócić uwagę na to, że Czechosłowacja już przed konferencją zorganizowała tak rozumianą współpracę.

Zamknięcia konferencji dokonał W. D z e l e p o w, dyrektor Laboratorium Problemów Jądrowych ZIBJ.

J. Zylisz

### Uczczenie pamięci Konstantego Zakrzewskiego

W bieżącym roku mija 10 lat od śmierci Konstantego Zakrzewskiego, wieloletniego kierownika Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, członka czynnego Polskiej Akademii Umiejętności. Dla uczczenia Jego pamięci odbyło się 23 stycznia br. w Uniwersytecie Jagiellońskim uroczyste posiedzenie zorganizowane przez Akademię Umiejętności w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Na program złożyły się krótkie przemówienie prof. H. Niewodniczańskiego, referat prof. T. Piecha o działalności naukowej Konstantego Zakrzewskiego i wspomnienia osobiste prof. J. Wesółskiego o Konstantym Zakrzewskim.

### Czterdziestopięciolecie pracy naukowej Ireny Bóbr-Modrakowej

W roku bieżącym doc. dr Irena Bóbr-Modrakowa obchodzi czterdziestopięciolecie swojej działalności naukowej. Doc. dr Irena Bóbr-Modrakowa kształciła się w Uniwersytecie Petersburskim pod kierunkiem Golicyna, na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym. W czasie studiów brała udział w seminarium A. A. Joffego. Powróciwszy do kraju otrzymała asystenturę w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego prowadziła badania zjawisk zachodzących w emulsjach fotograficznych przy pomocy rentgenowskiej analizy strukturalnej, na podstawie tych prac uzyskała

stopień doktora filozofii. Przez szereg lat pełniła w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej ważne funkcje dydaktyczne kierując II pracownią, to jest pracownią fizyki doświadczalnej dla zaawansowanych studentów. Na tym stanowisku zdobyła sobie uznanie Kierownika Zakładu jak również szacunek i sympatię swoich studentów, z których wielu zajmuje dziś katedry fizyki w szkołach akademickich. Po okresie pracy w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej dr Bóbr-Modrakowa powróciła do zagadnień, które interesowały ją już w czasie studiów w Petersburgu urządzając nowoczesne obserwatorium sejsmologiczne w podziemiach Pałacu Kazimierzowskiego w Warszawie. Dzięki jej działalności obserwatorium zostało uratowane od zagłady grożącej mu w czasie okupacji niemieckiej. Obecnie obserwatorium sejsmologiczne należy do Zakładu Geofizyki Polskiej Akademii Nauk i jest nadal kierowane przez doc. dr Bóbr-Modrakową.

Doc. dr Irena Bóbr-Modrakowa dobrze zasłużyła się Polskiemu Towarzystwu Fizycznemu pełniąc ofiarnie i owocnie różne funkcje, w szczególności na zajmowanym przez szereg lat stanowisku Sekretarza Oddziału Warszawskiego PTF.

Dla uczczenia czterdziestopięcioletnia pracy naukowej doc. dr Ireny Bóbr-Modrakowej odbyło się 7 marca w sali Okrągłego Stołu w Pałacu Szańcica specjalne posiedzenie Rady Naukowej Zakładu Geofizyki PAN z udziałem zaproszonych gości. Przewodził Dziekan Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego prof. W. Piotrowski. Działalność naukową

doc. dr Ireny Bóbr-Modrakowej przedstawił prof. S. Szczeniowski. Następnie przemawiali: w imieniu Polskiej Akademii Nauk — prof. Smulikowski, w imieniu Zakładu Geofizyki — prof. T. Olczak, w imieniu Instytutu Geologicznego — dr Rühle, w imieniu Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — prof. J. Roliński, w imieniu Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — prof. L. Natanson, w imieniu Polskiego Towarzystwa Geofizyków — prof. T. Kopcewicz, w imieniu Komitetu Geofizyki Polskiej Akademii Nauk — prof. Lambor, w imieniu Polskiego Komitetu Narodowego Międzynarodowego Roku Geofizycznego — prof. Manczarski, a w imieniu pracowników Zakładu Geofizyki — mgr Wojtczak. Po tych przemówieniach doc. R. Teisseyre zreferował pracę swoją i Zofii Droste o propagacji odkształceń we wnętrzu Ziemi.

Wieczorem tegoż dnia odbyło się z okazji czterdziestopięciolecia pracy naukowej doc. dr Ireny Bóbr-Modrakowej zebranie towarzyskie.

#### **Nowa Rada Naukowa IFFAN**

Została powołana nowa Rada Naukowa Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w następującym składzie: Przewodniczący — prof. Wojciech Rubinowicz, członkowie — prof. Janusz Groszkowski, prof. Roman S. Ingarden, prof. Leopold Infeld, prof. Aleksander Jabłoński, inż. Stanisław Karłow (zastępca do spraw technicznych Dyrektora Instytutu), doc. Wojciech Królikowski, prof. Stanisław Loria, prof. Stefan Minc, prof. Ludwik Natanson (zastępca do spraw naukowych Dyrektora Instytutu), prof. Arkadiusz Piekara, prof. Jerzy Rayski, prof. Jan Rzewuski, prof. Andrzej Sołtan, prof. Leonard Sosnowski (Dyrektor Instytutu), prof. Szczepan Szcze-

niowski, prof. Jan Weysenhoff i z-ca prof. Aniela Wolska.

Na posiedzeniu odbytym w marcu br. Rada Naukowa przedyskutowała plany badań na rok 1958 i lata najbliższe oraz przyjęła sprawozdanie z działalności Instytutu w r. 1957.

Z wyników osiągniętych w r. 1957 na uwagę zasługują w szczególności interesujące badania w dziedzinie zjawisk elektro-optycznych, prowadzone w Zakładzie Elektroniki Ciała Stałego (Warszawa), które doprowadziły do odkrycia nowej zależności właściwości optycznych półprzewodników od wstrzykiwania nośników prądowych, oraz zbudowana w Zakładzie Dielektryków (Poznań) aparatura do wytwarzania bardzo silnego impulsowego pola magnetycznego sięgającego  $3,5 \times 10^5$  Oe — przy jej pomocy wykryto nowy typ nasycenia w dielektrykach ciekłych. Powstały w 1956 r. Zakład Technologi Półprzewodników (Warszawa) rozwija się pomyślnie i poczynił poważne postępy w opracowaniach technologicznych materiałów półprzewodnikowych, w szczególności krzemu.

W roku akademickim 1956/7 dwóch pracowników Instytutu przebywało na stażach za granicą — prof. T. Skaliński w pracowni fizycznej Ecole Normale Supérieure w Paryżu, gdzie pod kierunkiem prof. Kastlera wykonał pracę na temat orientacji optycznej atomów przy zastosowaniu techniki mikrofalowej, a doc. W. Królikowski w Katedrze Fizyki Teoretycznej w ETH w Zurychu, gdzie pod kierunkiem prof. Pauliego pracował nad zagadnieniami związanymi z teorią macierzy S.

W r. 1957 ukończono w Instytucie 7 prac kandydackich, stopień doktora nauk uzyskał Wojciech Królikowski, a tytuł docenta został nadany dwóm pracownikom — Bolesławowi Makiejowi i Zygmuntovi Galasiewiczowi.

### Reakcje termojądrowe

Prace w kierunku osiągnięcia kontrolowanych reakcji termojądrowych prowadzone są bardzo intensywnie w wielu krajach, a w szczególności w Wielkiej Brytanii, ZSRR i USA. Poprzednio informowaliśmy o wynikach uzyskanych w Związku Radzieckim, podanych przez I. W. Kurczatowa. Obecnie został uczyniony nowy ważny krok na tej drodze.

11 listopada r. u. odpowiadając na interpelację w brytyjskiej Izbie Gmin Płatnik Generalny w imieniu rządu oświadczył, „że w Instytucie Energii Atomowej w Harwell pomyślnie postępuje praca z aparaturą eksperymentalną znaną pod nazwą ZETA, w której wyładowania w deuterze dają bardzo wysokie temperatury, przy czym następuje emisja neutronów przypuszczalnie pochodzących z reakcji termojądrowych”.

Sprawozdanie z dokonanych w Harwell doświadczeń ukazało się w numerze 4604 czasopisma *Nature* z 25 stycznia 1958, autorami publikacji są: P. C. Thonemann, E. P. Butt, R. Caruthers, A. N. Dellis, D. W. Fry, A. Gibson, G. N. Harding, D. J. Lees, R. W. P. McWhirter, R. S. Pease, S. A. Ramsden i S. Ward. Tenże zeszyt przynosi również inną publikację na temat zjawisk zachodzących przy wyładowaniu w deuterze wytwarzającym bardzo wysokie temperatury, wykonaną w pracowni badawczej Associated Electrical Industries Ltd w Aldermaston przez N. L. Allen, T. E. Allibone, D. R. Chick, R. F. Hemmings, T. P. Hughes, S. Kaufman, B. S. Liley, J. G. Mack, H. T. Miles, R. M. Payne, J. E. Read, A. A. Ware, J. A. Wesson i R. V. Williams. Cztery inne prace opublikowane w „Nature” zostały wykonane w Stanach Zjednoczonych w laboratorium w Los Alamos. Dyskusję dotychczas osiągniętych wyników zawiera

artykuł Lymana Spitzera Jr. z Uniwersytetu w Princeton.

Należy sobie zdawać sprawę, że chociaż dotychczasowe osiągnięcia stanowią istotny postęp i wskazują na zasadniczą możliwość kontrolowanych reakcji termojądrowych, to jednak ogromne trudności pozostają jeszcze do pokonania zanim reakcje fuzyjne lekkich jąder będą mogły zastąpić reakcje rozszczepienia ciężkich jąder jako praktyczne źródło energii. Nie da się przewidzieć jaki okres czasu będzie na to potrzebny.

Na podstawie zawartego porozumienia uczeni amerykańscy i brytyjscy wymieniają stale informacje o przebiegu prac nad kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi.

### Stulecie urodzin Plancka

23 kwietnia roku bieżącego przypadło stulecie urodzin Maxa Plancka, który zapoczątkował największy przewrót w dziejach fizyki. Zajmując się zagadnieniem rozkładu energii w widmie promieniowania wysyłanego przez ciało doskonale czarne Planck znalazł w r. 1900 formułę pozwalającą na obliczanie tego rozkładu w funkcji temperatury. Poprzednio znane wyrażenia wyprowadzone teoretycznie przez Rayleigha i Jeansa dawało wyniki zgodne z doświadczeniem dla długofalowej części widma, natomiast zawodziło w zupełności w części krótkofalowej. Wzór wyprowadzony przez Wienę dobrze zdawał sprawę z przebiegu zależności natężenia promieniowania od długości fali w dziedzinie fal krótkich, ale dla fal dłuższych prowadził do wyników znacznie odbiegających od doświadczalnych. Aby móc otrzymać wyrażenie właściwe dla całego widma, Planck zmuszony był przyjąć śmiało, założenie, że emisja i pochłanianie promieniowania elektromagnetycznego może się jedynie odbywać tak, że ilość energii wyemitowanej względnie pochłoniętej jest całkowitą wielokrotnością iloczynu częstości promieniowania przez

stałą powszechną mającą wymiar działania. W ten sposób Planck wprowadził do fizyki pojęcie kwantu: fundamentalną stałą kwantową, nazywaną przez niego stałą  $h$ . Idea Plancka spotkała się początkowo z przyjęciem dość krytycznym. Znakomity matematyk francuski Henri Poincaré wypowiedział na Kongresie Solvayowskim opinię, że wprowadzając dostateczną liczbę nowych stałych powszechnych można bez trudności rozwiązać każde zagadnienie teorii fizycznej.

W okresie od r. 1900 do chwili bieżącej wyrosła na gruncie pojęć wprowadzonych przez Plancka fizyka kwantowa, która w szczególności dla zjawisk atomowych i molekularnych zastąpiła w wielkiej mierze fizykę klasyczną. Teoria Einsteina zjawiska fotoelektrycznego, odkrycie i interpretacja zjawiska Comptona, teoria Bohra widm atomowych, wprowadzenie przez de Broglie'a pojęcia fal materii, których ugięcie stwierdzili doświadczalnie Davisson i Germer, mechanika falowa Schrödingera, mechanika kwantowa Heisenberga — to najważniejsze kroki na drodze, na którą wprowadził fizykę Planck, a której kres bynajmniej nie jest jeszcze osiągnięty.

Max Planck urodził się 23 kwietnia r. 1858 w Kilonii, która wówczas jeszcze należała do Danii. Cała niemal jego działalność naukowa związana jest z Uniwersytetem Berlińskim, gdzie pracował przez lat 50. W r. 1918 otrzymał Nagrodę Nobla. Zmarł w Getyndze w r. 1947.

Z okazji stulecia urodzin Plancka odbyła się w Berlinie wielka uroczystość z udziałem wielu uczonych niemieckich i zagranicznych. Na czele komitetu zarządzającego uroczystością stanęli dwaj laureaci nagrody Nobla — Gustaw Hertz i Max von Laue. Polską Akademię Nauk reprezentowali prof. Wojciech Rubiniowicz i prof. Leopold Infeld.

### 350-lecie urodzin Borelliego

W roku bieżącym upływa 350 lat od urodzenia Giovanni Alfonso Borelliego, włoskiego matematyka, fizyka i fizjologa. Borelli pochodził z Neapolu, był uczniem Gallileusza i w r. 1649 został profesorem matematyki w Messynie, w siedem lat później na zaproszenie księcia tokańskiego Ferdynanda II przeniósł się do Pizy. Borelli zajmował się między innymi mechaniką ciał niebieskich. Był pierwszym, który wysunął koncepcję komety poruszającej się po torze parabolicznym. Inna jego praca dotyczyła wpływu przyciągania na ruchy księżyców Jowisza. W 1679 wynalazł aparat do nurkowania, pozwalający na zmienianie ciężaru właściwego nurka. Od r. 1674 mieszkał w Rzymie jako protegowany królowej szwedzkiej Krystyny. Zmarł w r. 1679.

### Potrójny jubileusz kryogeniki

Przed siedemdziesięciu laty 9 kwietnia 1883 r. sekretarz Academie des Sciences w Paryżu otrzymał następującą depeszę z Krakowa: „Tlen skroplony zupełnie ciekły bezbarwny jak kwas węglowy za dni kilka otrzyma Pan komunikat. Wróblewski” Kilka dni później, to jest 16 kwietnia nadeszła druga depesza: „Azot ochłodzony skroplony przez rozprężanie menisk widoczny ciecz bezbarwna. Wróblewski”.

W ten sposób zostało zasygnalizowane dokonane przez Zygmunta Florentego Wróblewskiego i Karola Stanisława Olszewskiego skroplenie obu głównych składników powietrza, największe zapewne osiągnięcie fizyki doświadczalnej w Polsce.

Wróblewski i Olszewski posługiwali się metodą adiabatycznego rozprężania gazu uprzednio ochłodzonego etylenem wrzącym pod zmniejszonym ciśnieniem. Oryginalna ich aparatura zachowała się dotychczas w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego.

W roku bieżącym przypada również sześćdziesięciolecie skroplenia wodoru. Temperaturę krytyczną wodoru pierwszy obliczył teoretycznie Wróblewski, a następnie dokładniej Władysław Natanson. Doświadczalnie wyznaczył ją Olszewski w r. 1895, ale nie zdołał otrzymać wodoru jako cieczy statecznej. Ostatecznie wodór został skroplony przez Dewara w Wielkiej Brytanii w r. 1898.

10 czerwca r. b. upływa pięćdziesiąt lat od dnia, kiedy profesorowi Uniwersytetu Lejdejskiego Kammerlinghowi Onnesowi udało się otrzymać ciekły hel w temperaturze około 4,5 °K. Ciekły hel znajduje dziś zastosowanie w wielu doniosłych badaniach fizycznych, jak badania nadprzewodnictwa, nadciekłości, a również w fizyce jądrowej, na przykład w doświadczeniu Wu stwierdzającym niezachowanie parzystości przy rozpadzie  $\beta$ .

#### Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej

Sekretarz Generalny Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej prof. P. Fleury podaje do wiadomości następujące informacje dotyczące konferencji mających się odbyć pod patronatem Unii:

Komitet Wykonawczy postanowił przyznać patronat Unii międzynarodowemu Kolokwium Elektroniki Jądrowej (detektory, zasilacze, kontrola reaktorów, poszukiwanie złóż, zastosowania tranzystorów, technologia), które odbędzie się w Paryżu we wrześniu 1958 r.

W dniach od 24 do 30 sierpnia 1959 r. odbędzie się w Sztokholmie, pod patronatem Międzynarodowej Komisji Optycznej, Kolokwium Optyczne na temat nowoczesnych układów do detekcji i mierzenia promieniowania optycznego;

Projektuje się urządzenie w r. 1960 w Tokio kolokwium na temat magnetyzmu.

Komisja Symboli, Jednostek, Słownictwa — prof. J. De Boer, sekretarz tej Komisji, wziął udział w posiedzeniu Komitetu Doradczego Międzynarodowej Organizacji Standardów, które odbyło się w pierwszych dniach stycznia br. w Londynie. Organizacja wydała już ostateczne zalecenia co do stosowania symboli w matematyce, mechanice i ciepłe, projekt dotyczący elektryczności jest przedmiotem dyskusji, natomiast dział akustyki został poddany ponownemu przejrzeniu.

Międzynarodowe Centrum Rachunku zostało uruchomione od 1 stycznia br. w Rzymie na skutek porozumienia zawartego między UNESCO a Włoskim Instytutem Matematyki Wyższej. Program działalności Centrum obejmuje: organizowanie badań naukowych i konferencji, kształcenie specjalistów, prace usługowe, przygotowanie międzynarodowej konferencji na temat automatyki, która odbędzie się w czerwcu 1959 r. pod auspicjami UNESCO.

Do Sekretariatu Unii wpłynęły następujące publikacje:

— Proceedings of the X Ray microscopy and micrography Symposium, Cambridge 16—21 August 1956 (Academic Press Inc., New York),

— Conference on the Role of Gravitation in Physics, Chapel Hill, 18—23 January 1958 (Astia Document Service Center, Knott Building, Dayton 2, Ohio),

— High Energy Nuclear Physics, Proceedings of the Seventh Annual Rochester Conference, April 15—19 1957 (Interscience Publishers Inc. 250 Fifth Av., New York),

— Comptes Rendus du Colloque International sur les Problèmes Physiques de la Télévision en Couleurs, Paris 2—6 juillet 1957 (Acta Electronica, 23 rue de Retrait, Paris XX-e),

— Program of the Fifth International Conference on Low Temperature Physics and Chemistry, August 26—31, 1957, the University of Wisconsin,

— CIO 3, Commission Internationale d'Optique „Sa construction, son histoire et ses statuts” (Technical Optical Section, Imperial College, London SW 7).

### Nowe władze CERN-u

Po przewidzianej statutem trzyletniej kadencji ustąpił dotychczasowy zarząd Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN). Nowoobranym prezydentem został François de Rose (Francja), wiceprezydentami — J. Willems (Belgia) i prof. W. Heisenberg (NRF). Na przewodniczącego Komitetu Polityki Naukowej powołano prof. E. Amaldi (Włochy). Personel CERN-u liczy obecnie 598 osób, z czego dwie trzecie to pracownicy naukowcy i technicy.

### Zmiany w Zarządzie Energii Atomowej

23 stycznia br. Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa podał do wiadomości zmiany organizacyjne, których celem jest odciążenie naukowców, zajmujących czołowe stanowiska, od nadmiaru odpowiedzialności i zajęć. Sir John Cockcroft został zwolniony ze stanowiska dyrektora Instytutu Badań Jądrowych w Harwell. Na jego miejsce powołano dotychczasowego wice-dyrektora dra B. F. J. Schonlanda. Sir John będzie się zajmował teraz jedynie ogólnym kierownictwem badań naukowych prowadzonych pod auspicjami Zarządu Energii Atomowej. Na nowego członka Zarządu powołano Sir Williama Cooka, dotychczasowego wice dyrektora Instytutu Badawczego Broni Atomowych w Aldermaston. Sir William Cook będzie odpowiedzialny za rozwój zakładów produkcyjnych i za aspekty inżynierskie prac kierowanych przez Zarząd Energii Atomowej.

### Nowy dyrektor IBJ

Z dniem 1 lutego br. prof. A. Sołtan ustąpił ze stanowiska dyrektora Insty-

tutu Badań Jądrowych. Prof. Sołtan zajmować się będzie przede wszystkim prowadzeniem badań naukowych oraz pozostanie przewodniczącym Rady Naukowej IBJ. Nowym dyrektorem Instytutu został mianowany prof. P. Nowacki.

### Zebrań Rady Zarządzającej MAEA

W grudniu ur. zebrała się w Wiedniu Rada Zarządzająca Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej celem przedyskutowania i ustalenia planów działalności Agencji.

Rada Zarządzająca powołała czterech zastępców dyrektora generalnego. Są to: dr Paul R. Jolles (Szwajcaria) — do spraw administracyjnych, W. W. Migulin (ZSRR) — do spraw informacji i dokumentacji, Hubert de Laboulaye (Francja) — do spraw technicznych i dr Henry Seligman (Wielka Brytania) — do spraw badań naukowych i izotopów.

### Stypendia radzieckie

Związek Radziecki zgłosił do dyspozycji UNESCO 50 stypendiów na studia energii atomowej w ZSRR.

### „Atom“

Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa rozpoczął wydawanie biuletynu informacyjnego pod nazwą „Atom”. Czasopismo ukazuje się jako miesięcznik o objętości 16 stron, podaje najnowsze wydarzenia w dziedzinie energii atomowej, streszczenia patentów oraz skróty ciekawszych odczytów i artykułów na temat przemysłowych aspektów energii jądrowej.

### „Atomnaja Energia za Rubieżom“

W ZSRR przystąpiono do wydawania nowego miesięcznika „Atomnaja Energia za Rubieżom”, przedstawiającego zagraniczne osiągnięcia w dziedzinie energii jądrowej.



### Projekt nowego wzorca długości

Komitet Doradczy do sprawy definicji metra powziął niedawno uchwałę wyrażającą opinię, że światowym wzorcem długości nie powinien już być pręt irydowo-platynowy przechowywany w Sèvres pod Paryżem, lecz długość fali światła wysyłanego przez  $^{86}\text{Kr}$ . Opinia ta oparta jest na wynikach badań prowadzonych w USA, ZSRR, Japonii, NRF, Francji, Anglii i Kanadzie. Przyjęcie wzorca optycznego wydawało się korzystne już kiedy zaproponował je Babinet w 1827 r., ale żadne źródło światła nie było do tego całkowicie odpowiednie. Dopiero kiedy zaczęto dysponować izotopami powstała możliwość rozwiązania tego zagadnienia.

W ciągu ostatnich paru lat brano pod rozwagę następujące izotopy:  $^{198}\text{Hg}$  (produkt sztucznej transmutacji Au),  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  i  $^{114}\text{Cd}$ . Wszystkie te izotopy dobrze nadawałyby się do omawianego celu i długo zastanawiano się, zanim jednomyślny wybór padł na  $^{86}\text{Kr}$ . Według proponowanej definicji wzorcem metra ma być długość fali jednej linii tego izotopu pomnożona przez 1.650.763,73. Wzorec w ten sposób zdefiniowany jest o dwa rzędy wielkości dokładniejszy niż siedemdziesięcioletni wzorec metalowy w Sèvres.

Przy stosowanych obecnie w przemyśle metodach produkcji masowej rosną wymagania w zakresie normalizacji, zwłaszcza wymiennych części mechanicznych, w związku z tym zwiększają się granice tolerancji wymiarowych. Obecnie są już używane wzorce o dokładności paru setnych mikrona.

### Przechowywanie ciekłego wodoru

Ciekły wodór paruje szybko nawet w bardzo dobrze izolowanych zbiornikach — w ciągu doby ubywa około 20%. Wodór gazowy występuje głównie w formie orto (spiny protonów równoległe), po skropleniu w temperaturze około  $-253^{\circ}\text{C}$  cząsteczki przechodzą powoli

w formę para (spiny antyrównoległe), wyzwalane jest przy tym ciepło, powodujące odparowywanie wodoru.

D. H. Weitzel, C. C. Van Valin i J. W. Draper, w amerykańskim Bureau of Standards, opracowali metodę szybkiej przemiany wodoru w odmianę para. Przepuszczają oni skroplony wodór nad warstwą tlenku żelaza, uzyskując w ten sposób antyrównoległe ustawienie spinów. Para — wodór może być przechowywany ze stratą 20% w ciągu miesiąca.

### Przezroczyste tlenki magnetyczne

Badania ferrimagnetyzmu związków żelaza z ziemiami rzadkimi, prowadzone przez prof. Néela w Grenoble, zostały ostatnio podjęte również w Bell Telephone Laboratory w USA, gdzie zajęto się w szczególności rezonansem optycznym. Prace te prowadzi J. F. Dullon Jr. posługując się monokryształami wyhodowanymi przez J. W. Nielsena. Niektóre z tych substancji są przezroczyste, dzięki czemu można w nich z łatwością obserwować zjawisko Faradaya. Pozwala to badać strukturę domenową w szerokich przedziałach temperatur i natężeń pola. Otrzymane wyniki dają wgląd w zagadnienie wpływu lokalizacji jonów w siatce krystalicznej na właściwości ferrimagnetyczne kryształu.

### Statki o napędzie atomowym

Pierwszy nawodny statek o napędzie atomowym został spuszczonej na wodę 7 listopada 1957 r. w ZSRR. Jest to łamacz lodów *Lenin* o wyporności 16 000 ton, długości 134 m i szerokości 27,6 m który będzie mógł łamać lód o grubości do 180 cm. Należy się spodziewać, że prędkość dochodzić będzie do 18 węzłów zużycie paliwa nie będzie przekraczać 45 g materiału rozszczepialnego na dobę. Statek ten będzie mógł pływać przez szereg miesięcy bez uzupełniania pali-

wa, co jest szczególnie dogodnie w warunkach polarnych.

Spuszczenie na wodę *Lenina* zbiegło się z oświadczeniem amerykańskim że pierwszy handlowy statek o napędzie atomowym w USA — towarowo-pasażerski o wyporności 21 000 ton — zostanie ukończony nie wcześniej niż w r. 1960.

W grudniu 1957 r. wszedł do służby trzeci amerykański okręt podwodny o napędzie atomowym *Skate* o wyporności 2 190 ton. Okręty typu *Skate* mają być produkowane seryjnie.

### **Polskie Towarzystwo Fizyczne**

Podajemy poniżej sprawozdania z działalności Oddziałów PTF w drugim półroczu 1957 r.

#### **Oddział Gdański**

Zarząd: przewodniczący — prof. W. Mośnicki, wiceprzewodniczący prof. I. Adamczewski, sekretarz — mgr A. Kawski, skarbnik — inż. W. Kółka, członek Zarządu — mgr H. Zabuł.

Odbyły się dwa zebrania naukowe: prof. W. Mościcki — Wspomnienie o śp. mgrze inż. J. Wojnicz-Sianożęckim, prof. J. Olszewski — O tegorocznych zdobyciach Nagrody Nobla w dziedzinie fizyki i ich pracach nad niezachowaniem parzystości.

Ponadto wygłoszono szereg odczytów popularnonaukowych, przeznaczonych przede wszystkim dla młodzieży szkół średnich.

#### **Oddział Gliwicki**

Zarząd (od 20. XI. 1957): przewodniczący — prof. Szpilecki, wiceprzewodniczący — doc. S. Węgrzyn, sekretarz — mgr Nizioł, skarbnik — mgr F. Kumaszką, członkowie Zarządu — prof. Z. Klemensiewicz, prof. L. Koźłowski, doc. M. Puchalik.

Liczba członków Oddziału — 66.

Odbyło się 5 zebrań naukowych:

dr S. Węgrzyn — Wrażenia z podróży naukowej do Czechosłowacji, Rumunii i Węgier,

mgr I. Postępska — O możliwości wpływu człowieka na pogodę,

mgr I. Szpilecki — Układy reolinyowe,

mgr K. Grotowski (Kraków) — Pomiarzy czasów życia jąder wzbudzonych,

dr S. Węgrzyn — Wzmacniacze magnetyczne (sprawozdanie z konferencji naukowej w Moskwie).

prof. H. Niewodniczański (Kraków) — O nowych dużych urządzeniach Centrum Badań Jądrowych w Saclay,

doc. J. Janik (Kraków) — Rozpraszanie powolnych neutronów na falach spinowych w magnetycyce.

Oddział zorganizował 6 wykładów, 4 ćwiczenia laboratoryjne i 5 pokazów dla nauczycieli, 23 odczyty dla uczniów szkół średnich i zawodowych oraz 10 odczytów dla robotników. Ponadto Oddział prowadzi seminarium dla dokształcania młodej kadry, na którym mgr I. Postępska wygłosiła referaty o teorii półprzewodników, mgr J. Szpilecki — o aparaturze jądrowej, mgr B. Matuła — o reakcjach jądrowych, a mgr A. Wierzbicki — o podstawach elektrodynamiki kwantowej.

Staraniem Oddziału Gliwickiego powstała w Katowicach przy Wyższej Szkole Pedagogicznej sekcja Oddziału, licząca 15 członków.

#### **Oddział Lubelski**

Zarząd (od 27. VI. 1957): przewodniczący — doc. A. Teske, wiceprzewodniczący — z-ca prof. D. Stachórska, sekretarz — mgr S. Szpikowski, skarbnik — mgr E. Dowgird, członek Zarządu — doc. W. Żuk.

Liczba członków Oddziału — 26.

Odbyło się 5 zebrań naukowych:

dr W. Żuk — Organizacja badań jądrowych w Europie,

dr W. Staszewski — O sile dośrodkowej i odśrodkowej,

k. n. D. Stachórska — Szybkość kondensacji pary przesyconej,

mgr B. Adamczyk — Elektryzacja ciał sproszkowanych w polu akustycznym,

mgr S. Wieluński — Demonstracje wykładowe z fizyki.

Ponadto Oddział urządził 2 odczyty popularne dla nauczycieli fizyki i zorganizował czterodniowe Pokazy z Fizyki.

#### Oddział Łódzki

Zarząd: przewodniczący — prof. F. Wiśniewski, wiceprzewodniczący — z-ca prof. E. Dmochowski, sekretarz — mgr A. Tomaszewski, skarbnik — mgr L. Cieślik, członek Zarządu — doc. A. Zawadzki.

Liczba członków Oddziału — 44.

Oddział zorganizował 2 odczyty dla nauczycieli fizyki oraz 2 odczyty dla uczniów klas licealnych.

#### Oddział Krakowski

Zarząd: przewodniczący — doc. J. Janik, wiceprzewodniczący — doc. A. Hrynkiwicz, sekretarz — mgr S. Świerszczewski, skarbnik — mgr Z. Rogalska, członkowie Zarządu — prof. H. Niewodniczański, doc. M. Halaunbrenner i z-ca prof. M. Wierzbicki.

Liczba członków Oddziału — 86.

Odbyło się 8 zebrań naukowych:

prof. M. Mięsowicz — Prace grupy kosmicznej Praha-Warszawa-Kraków o interakcji jądrowej o energii powyżej  $10^{14}$  eV,

doc. A. Grossman — Francuskie reaktory jądrowe i kierunki ich dalszej rozbudowy,

prof. H. Niewodniczański — Niektóre akceleratory w instytutach fizycznych w USA,

prof. H. Niewodniczański — Sprawozdanie z Międzynarodowej Konferencji Struktury Jądra Atomowego w Rehovot,

doc. A. Hrynkiwicz — O rezonansie jądrowym w przepływającej cieczy,

prof. W. P. Dżelepów (Dubna) — Badania eksperymentalne w zakresie wielkich energii przy użyciu synchronocyklotronu ZIBJ w Dubnej,

#### Oddział Poznański

Zarząd: przewodniczący — prof. E. Karaśkiewicz, wiceprzewodniczący — prof. A. Piekara i prof. A. Piławski, sekretarz — mgr J. Stankowski, skarbnik — mgr J. Morkowski, członkowie Zarządu — mgr A. Śliwiński, mgr Białek, mgr J. Angerer, mgr H. Dymaćzewski.

Liczba członków Oddziału — 102.

Odbyły się 2 zebrania naukowe:

prof. I. Adamczewski (Gdańsk) — Mechanizm przebicia elektrycznego w ciekłych dielektrykach,

prof. M. Kwiek — Uwagi o sprawności generatorów ultradźwiękowych

Oddział zorganizował 3 odczyty dla nauczycieli fizyki oraz 5 odczytów dla uczniów szkół średnich.

#### Oddział Szczeciński

Zarząd: przewodniczący — vacat, wiceprzewodniczący — z-ca prof. W. Nowak, sekretarz — mgr T. Rewaj, skarbnik — Z. Małnowicz.

Liczba członków Oddziału — 19.

Odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym referat wygłosił:

mgr T. Rewaj — O interpretacji i stałych siłowych 1,1 dwufluoroetylenu.

Oddział zorganizował 7 dwugodzinnych pokazów z fizyki dla uczniów szkół średnich.

#### Oddział Toruński

Zarząd (od 24. X. 1957): przewodniczący — prof. J. Rayski, wiceprzewodniczący — prof. K. Antonowicz, sekretarz — k.n. M. Frąckowiak, skarbnik — mgr H. Męczyska, członek Zarządu — mgr S. Dembiński.

Liczba członków Oddziału — 34.

Odbyły się 3 zebrania naukowe:

k.n. Istvan Ketskemety (Szeged)

— Über eine neue Messeinrichtung zur Untersuchung der polarisierten Fluoreszenz,

k.n. Istvan Ketskemety (Szeged)

— Das Experimentalphysikalische Institut in Szeged,

k.n. M. Kryszewski — Adsorpcja dielektryczna jako metoda badania właściwości polimerów.

Ponadto Oddział zorganizował szereg odczytów popularnonaukowych w różnych miejscowościach województwa bydgoskiego i olsztyńskiego.

#### Oddział Wrocławski

Zarząd: przewodniczący — doc. Z. Galasiewicz, wiceprzewodniczący — mgr K. Michalski, sekretarz — mgr J. Czerwonko, skarbnik — mgr C. Bazan, członkowie Zarządu — prof. Bodnar, prof. J. Rzewuski, prof. J. Wesołowski.

Liczba członków Oddziału — 86.

Odbyły się 2 posiedzenia naukowe:

prof. J. Rzewuski — O niezachowaniu parzystości,

mgr B. Sujak — Aktualne problemy zjawisk egzoemisji.

Urządzono 7 odczytów popularnych dla uczniów szkół średnich.

Najważniejsze prace Oddziału w drugim półroczu 1957 r. były związane z organizacją XV Zjazdu Fizyków Polskich.

Przy Oddziale Wrocławskim została utworzona sekcja w Opolu na wniosek fizyków pracujących w tamtejszej Wyższej Szkole Pedagogicznej.

#### M. A. Catalán

Dnia 11 listopada 1957 r. zmarł w Madrycie po krótkiej chorobie w wieku lat

63 Miguel Antonio Catalán, profesor Uniwersytetu Madryckiego.

Urodzony w Saragossie w r. 1894, studia uniwersyteckie odbył w swoim mieście rodzinnym, po czym uzyskał stopień doktora filozofii *summa cum laude* w Uniwersytecie Madryckim w r. 1917, gdzie rozpoczął pracę badawczą. W latach 1920—21 przebywał w Anglii jako stypendysta w Imperial College of Science and Technology, pracując pod kierunkiem prof. Alfreda Fowlera. Wówczas właśnie dokonał Catalán odkrycia multipletów w widmie łukowym manganu. Odkrycie to miało wielkie znaczenie, gdyż zbadane przez Catalán widmo manganu było pierwszym skomplikowanym widmem, które można było zinterpretować na podstawie świeżo powstałej teorii kwantowej, zarazem pobudziło ono innych spektroskopistów do podjęcia badań multipletów w widmach.

W r. 1923 otrzymał Catalán stypendium fundacji Rockefellera na studia pod kierunkiem prof. A. Sommerfelda. Po powrocie do Hiszpanii kontynuował swoje badania w dziedzinie widm atomowych i w r. 1930 został kierownikiem Zakładu Spektroskopii Atomowej w Instytucie Rockefellera w Madrycie. W r. 1934 został profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Madryckiego. W tym okresie ukazało się szereg interesujących publikacji Catalána i jego uczniów z zakresu analizy widmowej. W r. 1950 został powołany na dyrektora Wydziału Spektroskopii nowo utworzonego Instytutu Optyki w Madrycie, a w 1952 został obrany członkiem Międzynarodowej Komisji Spektroskopii. Od r. 1955 był członkiem Real Academia de Ciencias. Catalán był również doskonałym dydaktykiem i popularyzatorem.

W. I w a n o w s k a — **Radioastronomia**, PWN, Warszawa 1957. str. 159, nakład 2000 egz., cena zł 16.—

Popularne ujęcie tego, co dziś nazywamy radioastronomią, jako pewnej całości jest zadaniem niezmiernie trudnym i, jak mi się wydaje, z góry skazanym na niepowodzenie. Wiemy dobrze jak trudnym zadaniem jest pisanie „o wszystkim”, zwłaszcza jeśli się jest ograniczonym co do objętości książki i poziomu czytelnika. Otóż radioastronomia jest w dużej mierze tym „wszystkim”, ponieważ w większym lub mniejszym stopniu dotyczy wszystkich działów współczesnej astronomii. Nie jest i tym bardziej nie będzie nigdy działem samodzielnym; tak jak nie są nim np. badania promieniowania ciał niebieskich w widzialnej części widma lub nadfiolecie.

Wprawdzie dzisiaj traktuje się ją mimo to jako oddzielny dział astronomii, jednak ten stan rzeczy jest raczej wynikiem naszej niezaradności i jest zapewne stanem przejściowym. Obserwacje w dziedzinie fal centymetrowych i metrowych wykryły nagle dość poważne luki w naszej wiedzy o promieniowaniu i postawiły nas „twarzą w twarz” wobec wielu zjawisk kosmicznych najzupełniej nowych i niezrozumiałych. Wcześniej czy później, gdy zjawiska te dadzą się wyjaśnić i pogodzić z teorią, radioastronomia podzieli się na odpowiednie części i znajdzie się w obrębie różnych działów astronomii zajmujących się fizyką Słońca, gwiazdami, materią międzygwiazdową, planetami i atmosferą ziemską. Dziś jednak jest ona wciąż jeszcze pewnego rodzaju zlepkiem najrozmaitszych zagadnień i to właśnie stanowi główną trudność w jej przedstawieniu popularnym. Autor (wraz z czytelnikiem) muszą co chwila „przesiadać” z jednego problemu do drugiego, przerywając myśl i podejmując inną. A że podejmowanie każdej myśli musi poprzedzić jeszcze pewnego rodzaju wprowadzenie (piszemy przecież dla czytelników bez przygotowania), nic też dziwnego, że cała sprawa musi sprawiać wrażenie karkołomnego biegu z przeszkodami.

Drugą trudnością wszelkich prób popularnego przedstawienia całości radioastronomii jest zapewne ta okoliczność, że radioastronomia jest lądem, którego mapa zawiera znacznie więcej białych płam niż miejsc kolorowych. Omijanie w wykładzie tych licznych białych płam jest chyba zajęciem wysoce denerwującym i utrudniającym ujęcie popularne radioastronomii.

Otóż uwzględnwszy te trudności należy stwierdzić, że książka W. I w a n o w s k i e j zasługuje niewątpliwie na wyróżnienie. W sposób z konieczności lapidarny ujmuje wszystkie zagadnienia radioastronomii dostatecznie ściśle, niemniej najzupełniej zrozumiale i przystępnie.

Okolo połowy książki zajmuje sprawa metod obserwacji radioastronomicznych, poprzedzonych jeszcze wstępem z ogólnej teorii promieniowania. Jest to wstęp niezbędny dla zrozumienia „ducha” tej nowej dyscypliny astronomicznej. Następnie autorka po kolei omawia zagadnienia radioastronomiczne wiążące się z fizyką Słońca, z fizyką planet i sprawę radiolokacji meteorów. Tutaj już wchodzimy niemal całkowicie w zagadnienia czysto radarowe, dość ciekawe z technicznego punktu widzenia, lecz absolutnie nie astrofizyczne.

Ostatnie 50 stron poświęca autorka zagadnieniom radioastronomicznym gwiazd i materii międzygwiazdowej, które przedstawia w sposób niezmiernie interesujący

i wszechstronny, doprowadzając wykład do najświeższych i najaktualniejszych badań ostatniej chwili.

Jakkolwiek lapidarność jest niewątpliwą zaletą każdego wykładu, w obecnym przypadku autorka, moim zdaniem, często przekracza granicę, poza którą cecha ta przestaje być zaletą. Niektóre miejsca sprawiają wrażenie wyjątku z encyklopedii, zwłaszcza ustęp na str. 101 załatwiający sprawę hipotez, dotyczących mechanizmu promieniowania burzowego Słońca, dosłownie jednym zdaniem składającym się z ośmiu wierszy.

Poza tym rzuca się w oczy, iż książka Iwanowskiej wymaga od czytelnika znacznie większego przygotowania, niż to zakłada na początku autorka, wymagając od czytelnika jedynie ukończenia szkoły średniej. Jest to cechą wielu książek popularnych; istotnie trudno wymagać, aby przy opracowywaniu tego typu tematów autorzy prac popularnych badali szczegółowo programy szkół średnich. Nie trzeba jednak (tak mi się wydaje) tego tak jawnie manifestować.

Włodzimierz Zonn

Robert Sachs — **Fizyka teoretyczna jądra atomowego**. Tłum. z ang. Danuta Chlebowska, Andrzej Jurewicz, Zdzisław Szymański, redagował J. Dąbrowki. PWN Warszawa 1957, str. 396, nakł. 2000 egz., cena zł 64.—

W lipcu 1957 roku ukazała się w polskim przekładzie książka R. Sachsa pt. *Fizyka teoretyczna jądra atomowego*. Książka ta jest cennym nabytkiem naszej literatury fachowej. Autor podkreśla w przedmowie, napisanej w maju 1953 roku, iż książka ta jest przeznaczona głównie dla studentów, którzy przygotowują się do pracy doświadczalnej w dziedzinie fizyki jądrowej. Z tego też względu omówił on w tej książce szereg prostych, klasycznych już zagadnień teoretycznych z punktu widzenia fenomenologicznego. A więc na 396 stron, które książka posiada — 133 strony są poświęcone omówieniu problemów związanych z zagadnieniem dwóch ciał. Omawiając problem dwóch ciał autor przedstawił zagadnienie stanu podstawowego i wzbudzonego deuteronu oraz metodę Thomasa dla ustalenia zależności głębokości i zasięgu potencjału jądrowego od energii wiązania deuteronu, rozpraszanie  $n-p$  (neutron-proton) niskiej energii, rozpraszanie fali cząstkowej  $S$  neutronów na jądrach związanych oraz rozpraszanie  $n-p$  dla średnich i wysokich energii. Krótki opis teorii rozpraszania  $p-p$  (proton-proton) nisko i średnio energetycznego, fotorozszczepienia deuteronu oraz wychwyty neutronów przez protony kończy to proste i ładne przedstawienie problemów dwóch ciał, zawarte w czterech rozdziałach książki Sachsa.

Po liczącym 27 stron rozdziale poświęconym mezonowej teorii sił jądrowych, w III części książki autor rozpatruje problem funkcji falowych trytu i helu, a następnie omawia krótko różne rodzaje sprzężeń jądrowych i problem wysycenia sił jądrowych (60 stron). Następnie na 46 stronach autor daje opis elektromagnetycznych oddziaływań jądra, a więc opis momentów i przejść multipolowych, momentów magnetycznych i kwadrupolowych, konwersji wewnętrznej oraz izomerii jądrowej. Další rozdział książki Sachsa, stron 51, jest poświęcony reakcjom jądrowym. Ładnie i oryginalnie przedstawione są w nim prace Wignera, Eisenbuda i Teichmanna dotyczące zagadnienia dyspersji jądrowej. W rozdziale tym przedstawione są również krótko reguły wyboru i proces strippingu. W końcowym rozdziale książki naszkicowana jest na 21 stronach teoria rozpadu  $\beta$ . Cenne są przypisy, które autor umieścił na końcu książki. W przypisach tych podaje on m. in. wyniki rachunku Feshbacha i Schwingera. Rachunek ten daje rozwiązanie za-

gadnienia stanu podstawowego deuteronu dla potencjału Yukawy z uwzględnieniem oddziaływania tensorowego. Również są przytoczone w przypisach rozważania Wignera dotyczące problemu odwrócenia czasu w równaniu Schrödingera.

Oczywiście, jak autor zastrzega się w przedmowie, wybór i przedstawienie materiału nosi na sobie piętno indywidualnych upodobań autora. Książkę cechuje staranny dobór materiału, danych liczbowych, wykresów. Widać w niej ponadto dążenie do przedstawienia rzeczy tylko najbardziej istotnych i najlepiej uzasadniających argumentację fizyczną. Niestety druk wzorów zawiera szereg błędów, które nie są całkowicie uwzględnione w erratach.

Tłumaczenie tekstu natomiast wypadło poprawnie.

Ryszard Kołodziejski

D. W. DieriaGIN — **Co to jest tarcie**. Szkice o naturze tarcia. Monografie popularno-naukowe — Technika. PWN, Warszawa 1956, str. 334, cena zł 11,40.

Książka — *Co to jest tarcie* — ukazała się w języku rosyjskim w 1952 roku. Jej autor należy do czołowych badaczy z tej dziedziny, jest członkiem Akademii Nauk ZSRR i kierownikiem jej specjalnego laboratorium sił powierzchniowych. Zwrócił on na siebie uwagę pracą ogłoszoną w r. 1934 w „Zeitschrift für Physik”, Bd. 88, s. 661—675, pt. *Molekulartheorie der Äusseren Reibung* — DieriaGIN B. in Moskau. W r. 1955 ukazała się w „Naturze” bardzo pochlebna recenzja pracy DieriaGINa pt. *Problemy adhezji*, ogłoszonej w 1954 r. w „Więstniku Akademii Nauk ZSRR.”

Dotychczasowe poglądy na istotę sił powodujących adhezję zostały zapożyczony z dziedzin pokrewnych bez ich głębszej analizy. Przyjmowano, że siły te mają charakter molekularny. Tymczasem przeprowadzone przez DieriaGINa i jego współpracowników pomiary pracy potrzebnej do oderwania od podłoża przyklepionej do niego błony wykazały, że praca ta jest znacznie większa niż obliczona przy uwzględnieniu działania tylko sił molekularnych. Wychodząc z obserwacji zjawisk ubocznych, towarzyszących odrywaniu błon od podłoża, jak trzask i błysk, DieriaGIN wysuwa teorię, że siły powodujące adhezję są natury elektrycznej.

Książka *Co to jest tarcie* ma za zadanie wypełnić lukę w wiadomościach, jaka istnieje w dziedzinie tarcia i zjawisk pokrewnych wśród inteligentnego ogółu a nawet inżynierów, techników, fizyków i chemików, ponieważ powszechnie wiadomo, że wiadomości te nie wykraczają dziś bardzo często poza ich zakres wyniesiony ze szkoły średniej. Książka powstała z inicjatywy zmarłego niedawno prezesa Akademii Nauk ZSRR — S. Wawilowa, który przeprowadził z autorem liczne dyskusje na ten temat i zaproponował również tytuł tego dziełka. Obejmuje ono w przekładzie polskim przedmowę do str. 15, wiadomości wstępne str. 17—39, tarcie wewnętrzne str. 39—134 i tarcie zewnętrzne str. 135—334 i przedstawia niejako *in research and development* badania szkoły radzieckiej.

Pewien wybitny fizyk angielski wyraził się, że tarcie to *a very messy business* — bardzo zagmatwana sprawa. DieriaGIN wyjaśnia, że u podstaw tego zjawiska znajdują się szczególnego rodzaju oddziaływania cząsteczkowe, zachodzące w bardzo cienkiej warstewce przypowierzchniowej i to w sposób skomplikowany zależnie od jej składu i budowy. Nie zwracali niegdyś na to uwagi mechanicy, zajmujący się tarcie. Potrzebna była do tego współpraca fizyków i chemików, których badania opierały się na współczesnych zdobyciach nauki o zjawiskach powierzchniowych. Ale według DieriaGINa i oni nie posunęli sprawy zbyt daleko, ponieważ inte-

resowali się tymi zjawiskami tylko od strony jakościowej, nie posługując się metodami mechaniki i fizyki teoretycznej. Szkoła radziecka zespoliła badania doświadczalne z teoretycznymi i książka ta przedstawia właśnie wyniki prac zarówno owej szkoły, jak i wcześniejszych rosyjskich badaczy.

Na wstępie autor przeprowadza analizę charakterystycznych cech tarcia i podaje określenia tarcia zewnętrznego i wewnętrznego. Pierwsze, zwane w języku polskim krótko tarcie, występuje przy ruchu względnym dwu stykających się ze sobą ciał stałych, drugie zaś przy przemieszczaniu się części tego samego ciała. To drugie w praktyce ma miejsce najczęściej wtedy, gdy mamy do czynienia z tarcie hydrodynamicznym, zwanym też płynnym albo mokrym, kiedy pomiędzy powierzchniami trącymi znajduje się warstwa cieczy lub gazu. Pojęcie tarcia wewnętrznego stosuje autor do płynów i przedstawia szereg poglądowych obrazów na rozkład i gradient prędkości cieczy znajdującej się między dwiema poruszającymi się równolegle do siebie płytkami. Zjawiska powstawania ciepła przy odkształceniach ciał stałych radzi wyjaśniać za pomocą relaksacji, tj. rozpraszania się energii wskutek zmian naprężeń wewnętrznych, które to zagadnienia nie wchodzą w zakres tej książki.

W tarcu zewnętrznym odróżniamy tarcie kinetyczne i statyczne oraz kilka jego odmian zależnie od geometrycznego obrazu przemieszczenia względnego powierzchni trących. Może to być tarcie ślizgowe np. sań po śniegu, tarcie toczone przy toczeniu się np. walca po płaszczyźnie i tarcie wiertne, np. ostrza świdra lub osi wirującego bąka o podstawę. Są one szczegółowo w książce omówione.

Część druga książki zawiera rozważania na temat tarcia w cieczach. W sposób poglądowy zostało podane jego podstawowe prawo.

Następnie jest opisany ruch ciała stałego w ośrodku lepkiem, podane prawo Stokesa i jego zastosowania, np. praktyczny sposób rozdzielania proszków według wielkości ziaren na podstawie różnych czasów opadania w ośrodku lepkiem, a dalej inne praktyczne zastosowania, np. przy opylaniu zasiewów proszkami niszczącymi szkodniki

Dalsze ustępy książki poświęcone są problemom przepływu cieczy przez rury, ruchów laminarnych i burzliwych oraz metod wyznaczania lepkości cieczy i wykorzystaniu jej w niektórych technologicznych procesach, jak np. w maszynowym wyrobieniu szkła taflowego, czy przy nanoszeniu emulsji fotograficznej na taśmę filmową.

Szczegółowo omówiony jest mechanizm tarcia wewnętrznego gazów, dalej wiele doświadczeń szkoły radzieckiej nad przepływem rozrzedzonego gazu przez ciała porowate oraz zbudowane na podstawie tego zjawiska przyrządy do mierzenia powierzchni ciał porowatych i proszków; wreszcie, w oparciu o analogię pomiędzy gazami a cieczami, podstawowe prace fizyków radzieckich z dziedziny lepkości cieczy. Do tego samego zagadnienia podszedł w inny sposób wybitny teoretyk radziecki J. Frenkiel. Oparł się on na analogiach pomiędzy cieczami a ciałem stałym. Pod względem wielu właściwości jak gęstość, siły wzajemnego przyciągania się, ruch drgający cząsteczek, ciecze są bliższe ciału stałemu aniżeli gazom. Według Frenkiela każda cząsteczka cieczy wieździe podwójną egzystencję osiadło-koczowniczą. Wykonuje ona ruch drgający dookoła swego położenia równowagi albo też przechodzi przeskokiem z jednego położenia w drugie. Opierając się na takich założeniach Frenkiel przedstawia oryginalnie mechanizm lepkości cieczy i dochodzi do wzoru wyrażającego zależność pomiędzy lepkością  $\eta$  a bezwzględną temperaturą cieczy

$$\eta = A \exp(-U/kT).$$

$A$  jest to stała doświadczalna,  $k$  — stała Boltzmanna,  $U$  — praca na wyrwanie cząstecz-



ki cieczy z położenia równowagi i doprowadzenie jej do takiego nowego położenia, z którego może samorzutnie przejść w inne położenie równowagi.

Część trzecia książki jest poświęcona tarcu zewnętrznemu i smarowaniu. W cieczach i gazach, wyjaśnia autor, przy niejednakowej prędkości przepływu sąsiednich warstw powstaje tarcie wewnętrzne, którego charakterystyczną cechą jest ciągła, bez skoków, zmiana prędkości od warstwy do warstwy. Inaczej przedstawia się zjawisko tarcia przy przesuwaniu się po sobie dwóch ciał stałych. W tym wypadku mamy do czynienia z nagłym skokiem prędkości w miejscach styku. Tarcie zależy wówczas wybitnie od stanu powierzchni, a nie od tego co się dzieje w głębi ciała. Dlatego uzasadniona jest dla takiego rodzaju tarcia nazwa tarcie zewnętrzne. Często za takie tarcie uważa się tarcie względem siebie elementów maszyn, mimo że istnieje pomiędzy nimi warstwa smaru. Mamy tutaj do czynienia z tarcie wewnętrzne. Pierwszy zwrócił na to uwagę inżynier rosyjski N. Pietrow i podał matematycznie zwartą, hydrodynamiczną teorię smarowania. Jako inżynier zajął się on tarcie występującym pomiędzy obracającym się czopem a łożyskiem, jak to np. ma miejsce w łożyskach wagonowych, czyli maźnicach. Pomiedzy czopem a łożyskiem jest zawsze luka wypełniona smarem, zwana szczeliną smarową. Gdy w niej znajduje się lepki olej, wówczas tarcie, które należy pokonać przy obracaniu się czopa w nieruchomym łożysku, sprowadza się do tarcia wewnętrznego w warstewce smaru. Ta warstwa jest ponadto siedliskiem siły nośnej, unosi czop i oddziela go od łożyska. N. Pietrow przeprowadził szczegółowe rozważania matematyczne dla charakterystycznego wypadku, gdy ós czopa jest przesunięta względem osi łożyska. Wówczas szerokość szczeliny smarowej nie jest jednakowa, wskutek czego prędkość przemieszczania się smaru jest różna, z czym wiąże się różnica ciśnień, która podtrzymuje nacisk wywierany przez czop. Teorię smarowania hydrodynamicznego rozwinął po N. Pietrowie w 1886 r. O. Reynolds, rozważania zaś matematyczne Pietrowa uprościł w dwóch pracach opublikowanych w 1904 r. i w 1921 r. A. Sommerfeld.

Drugim zagadnieniem przedstawionym w tej części książki jest tarcie suche. Szczególną uwagę poświęca autor tarcu statycznemu i wprowadza wysuniętą niegdyś jeszcze przez Couloba, a potem zarzuconą przez jego następców koncepcję zależności tego tarcia od czasu trwania zetknięcia się ciała spoczywającego z podstawą. Przy jej pomocy wyjaśnia „skoki” występujące przy tarcu, tzn. zjawiska dowodzące, że tarcie nie jest procesem ciągłym lecz przerywanym. W ten sposób próbuje obalić teorię Bowdena wyjaśniającą tarcie adhezyj stykających się ze sobą ciał. Jednak to stanowisko Dieriągina znalazło przeciwników nawet wśród fizyków radzieckich, między nimi wybitnego znawcy ciała stałego W. Kuźniecowa, a teoria Bowdena znajduje w świecie coraz więcej doświadczalnych potwierdzeń i to nie tylko dla metali.

Powszechnie znane są dwa podstawowe prawa tarcia, sformułowane w r. 1669 przez francuskiego inżyniera Amontonsa i podawane często pod tym nazwiskiem, a mianowicie prawo proporcjonalności siły tarcia  $F$  do siły normalnej  $N$  przyciskającej ciało ślizgające się do podstawy oraz niezależności siły tarcia od wielkości powierzchni trącej. Prawo pierwsze daje podstawę do określenia i wyznaczenia współczynników tarcia:

$$F = \mu N$$

Dieriągin wprowadza dwu-członowe wyrażenie na siłę tarcia. Obok zewnętrznej siły normalnej  $N$  uwzględnia jeszcze siły wzajemnego przyciągania się molekuł warstw przypowierzchniowych stykających się ze sobą ciał, które to siły można uważać jako

równoważne dodatkowemu obciążeniu  $N_0$  i wtedy na siłę tarcia otrzymuje się wyrażenie

$$F = \mu(N + N_0).$$

Fizycy radzieccy podkreślają, że wzór powyższy został potwierdzony doświadczeniem przy ślizganiu się parafiny po szkłe, a ponadto że pozwala on zrozumieć zjawiska zachodzące przy bardzo cienkich warstwach smarów. Dla tarcia suchego uwydatniającego się zużyciem i ścieralnością powierzchni teoria ta nie posiada jednak bezpośredniego znaczenia.

DieriaGIN rozważa zastosowania prawa Amontonsa do praktyki, między innymi omawia rolę drgań frykcyjnych przy oddzielaniu ziarna od łusek, przy wibracyjnym układaniu betonu, przy osadzaniu rur i pali w gruntach przez wprawianie ich w ruch drgający o częstości kilkudziesięciu drgań na sekundę.

Rozdziały końcowe są poświęcone smarowaniu granicznemu, gdy grubość warstwy smaru wynosi kilka molekuł, które pozostają na powierzchni dzięki działaniu sił międzycząsteczkowych. Takie warstwy tworzą się często w maszynach, których elementy pozostają pod dużym ciśnieniem. Smar znajdujący się pomiędzy nimi zostaje wówczas wyciśnięty a pozostająca warstewka smaru posiada grubość nieraz równą zaledwie średnicy jednej molekule. Taka warstewka posiada szczególnie właściwości fizyczne i chemiczne, odznacza się doskonałą wytrzymałością na ciśnienie, a w wypadku cząsteczek polarnych osie dipoli ustawiają się prostopadle do powierzchni podstawy, tworząc tzw. szczotkę molekularną, która zapobiega bezpośredniemu stykaniu się metali ze sobą i zmniejsza skutek tego tarcia.

Pierwszy zwrócił na to uwagę fizyko-chemik angielski W. Hardy w 1920 r. DieriaGIN podaje bogate i bardzo subtelne doświadczenia własne i szkoły radzieckiej nad budową tych warstwek, nad sposobem ich przylegania do podłoża, aż po ostatnie badania akademika Rebindera nad wpływem substancji powierzchniowo-aktywnych na tarcie i inne właściwości mechaniczne metali.

Większość przedstawionych w tej książce zagadnień zawiera się w problematyce ciała stałego i należy do zagadnień o dużym aspekcie praktycznym. Przeszło 40% energii użytkowanej w maszynach rozprasza się wskutek tarcia. Gdyby się udało te straty zmniejszyć, wówczas stanęłyby do dyspozycji ogromne zapasy energii, a w nowoczesnych silnikach samochodowych i samolotowych zostałyby zaoszczędzone zużywane wskutek tarcia cenne materiały jak antymon, cynk, cyna, mangan, miedź, molibden, ołów, srebro, tungsten, wanad. Odgłosy, jakie w ostatnich czasach dochodzą do nas od praktyków, zdają się wskazywać, jakobyśmy dzięki współczesnym badaniom fizyko-chemicznym weszli na drogę opanowania tego zjawiska, roztoczenia kontroli nad tarcie.

Wiele nowych problemów, nie uwzględnionych w tej książce a wymagających ciągłych badań, wystąpiło w związku z pracą reaktorów jądrowych. Pod wpływem promieniowania gamma i neutronowego zachodzi niebezpieczeństwo wytwarzania się promieniotwórczości w olejach smarowych, wzrostu ich lepkości, oraz zestalania się smarów i w następstwie tego utraty własności smarowych przez jedne i drugie. Pewne obserwacje wykazują, że związki aromatyczne są bardziej wytrzymałe aniżeli inne produkty. Specjalnej troski wymaga smarowanie wewnętrznych ścian wymienników, w których znajduje się płynny sól.

Książka B. W. DieriaGINA — *Co to jest tarcie* — uważać należy za książkę naukową, ale nie posługującą się wyższą matematyką. Nie podaje ona całokształtu wiedzy o tarcie, lecz raczej stan współczesnych nad nim badań fizyków, chemików, i inżynierów radzieckich. Przekład polski prof. Mieczysława Arkusze wskiego

uważać można, tak pod względem języka, jak i wierności tłumaczenia, za wzorowy. Miał on do przewyciężenia liczne trudności, jako że oryginał rosyjski nie zawsze jest jasny, nie rzadko trudny i często budzi pewne wątpliwości. Szata zewnętrzna przekładu polskiego, jakkolwiek skromna, jest bardzo staranna, druk wyraźny, rysunki o wiele lepsze aniżeli w oryginale.

Dzięki temu przekładowi nasza naukowa i techniczna literatura zyskała poważne dziełko. Przydałyby się w obecnej chwili, dla podniesienia ogólnej wiedzy o tarcu i zjawiskach z nim związanych, jeszcze dwa przekłady: małej a pięknej książeczki, wydanej w monografiach na tematy fizykalne firmy Methuen pt. „F. P. Bowden and D. Tabor — *Friction and Lubrication*” — Methuen's Monographs on Physical Subject, London 1956, zawierającej współczesne badania szkoły angielskiej nad tarcem, oraz drugiej książki, będącej obszerniejszą monografią, obejmującą całokształt wiedzy o tarcu aż po rok 1940:

И. В. Крагельский, В. С. Щедров — „Развитие Науки о Трении — Сухое Трение”, Издательство Академии Наук СССР, Москва — 1956.

*Michał Halaunbrenner*

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

Wiceprzewodniczący

Prof. dr LUDWIK NATANSON

Sekretarz

Doc. WANDA HANUSOWA

Skarbnik

Z-ca prof. kand. n. KAZIMIERZ ANTONOWICZ

Członek Zarządu

Prof. dr JERZY RAYSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI

*Głiwice* — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI

*Kraków* — Doc. dr JERZY JANIK

*Lublin* — Doc. dr ARMIN TESKE

*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

*Poznań* — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ

*Szczecin* — Prof. mag inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI

*Toruń* — Prof. dr JERZY RAYSKI

*Warszawa* — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI

*Wrocław* — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

## T R E Ś Ć

	Str.
A. Pais — Działalność naukowa T. D. Lee i C. N. Yanga . . . . .	243
Z. Chyliński, W. Wolter — Zagadnienie modyfikacji wzorów na procesy promieniowania elektromagnetycznego i tworzenia par elektronowych . . . . .	249
I. Adamczewski — Podstawy teoretyczne przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków . . . . .	261
A. Wrzesińska — Mechanizm świecenia fosforów krystalicznych — luminoforów . . . . .	281
K. Antonowicz — Magnetyczny rezonans jądrowy i jego zastosowanie . . . . .	303
<b>NOWOŚCI NAUKOWE</b>	
Pomiar polaryzacji neutrino (R. Sosnowski) . . . . .	327
Reakcja termojądrowa w wyładowaniach dużej mocy (R. Sosnowski) . . . . .	328
<b>NOWA APARATURA</b>	
Wzmacniacz prądu stałego WPS-1 (J. Kaliński) . . . . .	333
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b>	
Konferencja reakcji jądrowych niskich i średnich energii, Moskwa (A. Hrynkiewicz) . . . . .	347
Konferencja spektroskopii jądrowej i reakcji jądrowych, Dubna (J. Żylicz) . . . . .	347
<b>KRONIKA</b> . . . . .	350
<b>RECENZJE</b>	
W. Iwanowska — Radioastronomia (Wł. Zonn) . . . . .	361
R. Sachs — Fizyka teoretyczna jądra atomowego (R. Kołodziejcki) . . . . .	362
B. W. Dieriagin — Co to jest tarcie (M. Halaunbrenner) . . . . .	363