

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XVII

ZESZYT 1

---

1966

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVII, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1966

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1981 + 159 egz.

Ark. wyd. 6,5 ark. druk. 5<sup>3</sup>/<sub>4</sub>+1 wkł.

Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100

Zamówienie 798/65

Rękopis dostarczono 26. X. 1965 r.

Podpisano do druku 31. I. 1966r.

Druk ukończono w lutym 1966 r.

Cena zł 15.—

T-14

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



W. A. Little

## Nadprzewodnictwo w temperaturze pokojowej\*

Badania teoretyczne wskazują na to, że możliwe jest zsyntetyzowanie substancji organicznych, które, podobnie jak niektóre metale w niskich temperaturach, przewodzą prąd elektryczny bez tarcia. Na razie nie udało się tego stwierdzić doświadczalnie.

Kilka lat temu w Massachusetts Institute of Technology przeprowadzono doświadczenie, które pokazało, że istnieje możliwość zbudowania systemu pozostającego w wiecznym ruchu. W niewielkim pierścieniu metalowym wzbudzono prąd elektryczny. Następnie pierścień odłożono. Po roku okazało się, że prąd w pierścieniu krążył nadal; co więcej, okazało się, że napięcie prądu w ciągu tego czasu praktycznie nie uległo zmianie! Chociaż fizycy instynktownie wzbraniają się przed pojęciem wiecznego ruchu i wolą eufemistycznie nazywać takie prądy „prądami trwałymi“, nie można nie przyznać, że są to prądy zadziwiająco trwałe.

Tajemnica tego niezwyklego zjawiska polega oczywiście na tym, że metal jest utrzymywany w bardzo niskiej temperaturze; chodzi tu o temperatury różniące się o kilka stopni od zera bezwzględnego ( $-273^{\circ}\text{C}$ ). Poniżej charakterystycznej „temperatury przejścia“ wiele metali spontanicznie przechodzi w tak zwany stan nadprzewodzący; w tym stanie strumień elektronów może poruszać się wewnątrz metalu nie napotykając z jego strony na żaden opór typu tarcia. Ponieważ tarcie stanowi przeszkodę, która uniemożliwia zbudowanie maszyn wiecznie poruszających się, to w tym przypadku, kiedy ono całkowicie nie występuje, wzbudzony w jakimś momencie prąd płynie nieograniczenie długo bez doprowadzania energii z zewnątrz. Tym samym zostaje obalone tradycyjne przekonanie o niemożliwości wiecznego ruchu.

W rzeczywistości zjawisko nadprzewodnictwa wcale nie jest rzadkością. Od momentu jego odkrycia przez holenderskiego fizyka Heike Kamerlingh-Onnesa już ponad 50 lat temu, stwierdzono, że duża liczba różnych metali i kilkaset ich stopów wykazuje własności nadprzewodzące<sup>1</sup>. Jak można się

\* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Scientific American*, 212, 21 (1965). Reprinted with permission. Copyright © 1965 by *Scientific American*, Inc. All rights reserved.

<sup>1</sup> Znane są nadprzewodniki, których jeden albo nawet żaden ze składników nie wykazuje własności nadprzewodzących (przyp. tłum.).

spodziewać, techniczne zastosowanie maszyn wiecznie poruszających się, opartych na zjawisku nadprzewodnictwa, byłoby w zasadzie nieograniczone. Przekazywanie energii bez strat, niezwykle silne elektromagnesy, bardzo efektywne silniki elektryczne, wzmacniacze, przyspieszacze cząstek, a nawet maszyny liczące — wszystko to stanowi tylko niewielką część tych ważnych zastosowań, które już zrealizowano w ostatnim pięćdziesięcioleciu w oparciu o zjawisko nadprzewodnictwa. Jednakże podstawowym niedostatkim wszystkich tych urządzeń jest konieczność stosowania bardzo niskich temperatur, niezbędnych do wywołania zjawiska nadprzewodnictwa; skomplikowana i masywna aparatura zabezpieczająca utrzymanie się temperatury koniecznej do podtrzymania stanu nadprzewodzącego metali powoduje, że urządzenia takie są w większości nieekonomiczne. Nadzieja, że będzie można z czasem ominąć konieczność wytwarzania bardzo niskich temperatur przez odkrycie nadprzewodników z wysokimi temperaturami przejścia doprowadziła do zbadania wielu stopów różnych nadprzewodników<sup>2</sup>. Chociaż w trakcie tych poszukiwań odkryto wiele nowych stopów nadprzewodzących, perspektywa znalezienia metalu nadprzewodzącego z wysoką temperaturą przejścia nie jest optymistyczna. Najwyższa temperatura przejścia, jaką dotychczas udało się zaobserwować, wynosi jedynie<sup>3</sup> 18,2° K; temperatura ta leży jeszcze znacznie poniżej zakresu temperatur, które można osiągnąć za pomocą prostych urządzeń chłodniczych. Ponadto, w rezultacie tych prac otrzymano wiele danych statystycznych wskazujących na to, że jest niezmiernie mało prawdopodobne znalezienie kiedykolwiek stopu, którego temperatura przejścia leżałaby znacznie powyżej 20° K.

Ale co można powiedzieć o możliwości odkrycia jakiejś innej substancji — być może w postaci niemetalicznej, która okazałaby się nadprzewodnikiem przy wyższych temperaturach? Aktualna sytuacja jest niezwykle sprzyjająca dla teoretycznego rozważenia takiej możliwości, ponieważ w ostatnich latach osiągnięto duży postęp w zrozumieniu natury stanu nadprzewodzącego. Ja zainteresowałem się w szczególności możliwością syntezy takiej substancji organicznej, która imitowałaby podstawowe własności metalu nadprzewodzącego. Z moich obliczeń wynika, że niektóre cząsteczki organiczne powinny być zdolne do pozostawania w stanie nadprzewodzącym w temperaturach rzędu temperatury pokojowej (około 300° K), a może nawet i wyższych! Aby wyjaśnić tok rozumowania, które doprowadziło do takiej przepowiedni, muszę najpierw przedyskutować niektóre przesłanki teoretyczne, na których rozumowanie to się opiera.

Zrozumienie prawdziwej natury nadprzewodnictwa okazało się jednym z najtrudniejszych problemów fizyki teoretycznej naszego stulecia. Decydujący krok został uczyniony w roku 1957, kiedy została opublikowana wyczerpująca mikroskopowa teoria Johna Bardeena, L. N. Coopera i J. R. Schrieffera.

<sup>2</sup> Patrz uwaga zamieszczona powyżej (przyp. tłum.).

<sup>3</sup> Temperaturę tę posiada stop Nb<sub>3</sub>Sn z niewielką domieszką innych substancji. Czysty stop Nb<sub>3</sub>Sn poddany odpowiedniej obróbce cieplnej posiada temperaturę przejścia około 18° K (przyp. tłum.).

pracujących wówczas na Uniwersytecie w Illinois. Teoria ta, znana obecnie powszechnie jako teoria *BCS*, potrafiła nie tylko objaśnić praktycznie wszystkie dane doświadczalne zebrane w ciągu ostatnich pięćdziesięciu lat, ale także trafnie przepowiedziała wiele nowych zjawisk związanych z nadprzewodnictwem.

Podobnie jak i większość teorii naukowych, teoria *BCS* nie spadła z nieba, ale została zbudowana na solidnej bazie teoretycznej, opartej na dotychczasowych badaniach. W szczególności na niektóre istotne momenty teorii *BCS* wskazywał już wiele lat temu fizyk teoretyk Fritz London, który z powodzeniem rozwinął makroskopową teorię nadprzewodnictwa już w 1950 roku<sup>4</sup>. London zwrócił właśnie wtedy uwagę na niezwykle uporządkowaną naturę stanu nadprzewodzącego i wyłowil intuicyjnie kilka istotnych kryteriów, które powinna spełniać prawidłowa teoria mikroskopowa. Zrozumiał on, że każda próbka określonego nadprzewodnika posiada charakterystyczną dla niej własność, i że w stanie nadprzewodzącym ta własność pozostaje niezmienna bez względu na cieplne lub jakieś inne oddziaływanie zewnętrzne. Był on również zaskoczony niezwykle trwałością stanu nadprzewodzącego; ta osobliwość stanu nadprzewodzącego jest bardzo wyraźnie podkreślona w teorii *BCS*.

Możliwe, że właśnie dzięki temu, że Londonowi udało się w najogólniejszych zarysach odczuć teorię mikroskopową, mógł on wysunąć ideę, że zjawisko nadprzewodnictwa może mieć istotne znaczenie nie tylko w ograniczonym zakresie fizyki niskich temperatur, ale również w innych dziedzinach nauki. London wysunął wniosek, że istnienie stanu nadprzewodzącego w niektórych dużych cząsteczkach organicznych typu proteiny mogłoby pomóc w objaśnieniu pewnych niezwyklej własności tych cząsteczek. Niestety London zmarł na kilka lat przed pojawieniem się teorii *BCS* i nie mógł rozwinąć lub sprawdzić swoich idei w świetle tej nowej teorii. Chociaż inne jego prace wywarły duży wpływ na wielu ludzi pracujących w tej dziedzinie, sugestie, o których wspomnieliśmy, w ciągu dziesięciu lat po jego śmierci nie wzbudziły większego zainteresowania.

Moje zainteresowanie się możliwością biologicznego nadprzewodnictwa powstało pięć lat temu, kiedy pracowałem w Stanford University nad zupełnie skromnym zagadnieniem przekazywania ciepła metalicznym nadprzewodnikom. Podobnie jak London, byłem zdumiony niezwyklej trwałością stanu nadprzewodzącego, wydedukowałem, że jeśli przyroda pragnie zachować zgromadzoną informację, np. w genetycznym kodzie jakiegoś gatunku od niszczącego działania ciepła lub innych wpływów zewnętrznych, to zjawisko nadprzewodnictwa zupełnie dobrze nadawałoby się do tego celu. Mając na względzie niezwyklej pomysłowość przyrody w takich przypadkach, pomyślałem, że warto by wyjaśnić, czy stan nadprzewodzący nie może się pojawiać w dużej cząsteczce

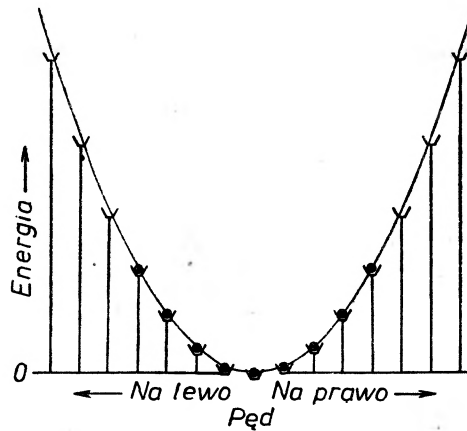
<sup>4</sup> Fenomenologiczna teoria nadprzewodnictwa F. Londona i H. Londona pojawiła się już w roku 1935; w roku 1950 ukazała się książka F. Londona pt.: *Superfluids*, Wiley & Sons, Inc., New York, 1950, którą prawdopodobnie ma na myśli autor. We wstępie do pierwszego tomu tej książki jest rzeczywiście wzmianka o możliwości stanu nadprzewodzącego w niektórych cząsteczkach organicznych (przyp. tłum.).

organicznej zbudowanej wzdłuż podstawowych łańcuchów genetycznej cząsteczki kwasu dezoksyrybonukleinowego (*DNA*).

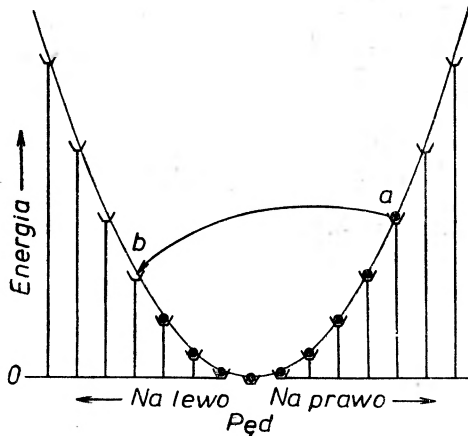
W świetle wymagań, które stawia teoria *BCS*, jedna cząsteczka tego ogólnego typu wygląda szczególnie obiecująco. Jej struktura jest, przypadkowo, całkiem podobna do tej, którą prawdopodobnie miał na myśli London; pozwala to przypuszczać, że w swych rozważaniach poszedł on w tym kierunku znacznie dalej, niż to wynika z jego opublikowanej pracy. Szczegółowe wyliczenia własności nadprzewodzących hipotetycznej cząsteczki pokazują, że powinna ona być nadprzewodząca w temperaturze pokojowej, a nawet w temperaturach znacznie wyższych. Ten wynik, chociaż jest konieczny, jeśli zjawisko nadprzewodnictwa miałyby być nośnikiem jakiejś funkcji biologicznej, okazał się nieoczekiwaną premią. Dalsze badania pokazały, że istnieje dosyć proste objaśnienie takiej niezwykle wysokiej temperatury przejścia. Jednakże zanim zajmiemy się opisem, jak taka cząsteczka może przewodzić prąd nadprzewodzący, musimy zastanowić się nad mechanizmem przepływu prądu elektrycznego w zwykłym przewodniku i metalowym nadprzewodniku.

W normalnym, nie nadprzewodzącym metalu, każdy atom traci niektóre spośród swoich zewnętrznych, słabiej związanych z nim elektronów; te oderwane od atomu elektrony mogą swobodnie poruszać się w całym metalu. Ruch tych „swobodnych“ elektronów podlega pewnym ograniczeniom: żądania mechaniki kwantowej nakładają warunek polegający na tym, że dozwolone są jedynie niektóre stany energetyczne elektronów, czyli pewne ich prędkości. Drugie ograniczenie określa charakter rozmieszczenia elektronów w tych stanach. To ograniczenie wynika z zasady Pauliego (nazwa tej zasady pochodzi od jej odkrywcy Wolfganga Pauliego), która głosi, że w każdym z dozwolonych stanów w danej chwili może znajdować się tylko jeden elektron. Elektrony mogą w sposób dowolny przetasowywać się, byle tylko były spełnione dwa wymienione ograniczenia. Najbardziej stabilnym rozkładem energii elektronów jest taki rozkład, w którym wszystkie niższe stany energetyczne są zajęte elektronami, a wszystkie wyższe są puste. Dla każdego stanu, odpowiadającego elektronowi poruszającemu się w lewo, istnieje inny stan o tej samej energii, odpowiadający elektronowi poruszającemu się w prawo. Tak więc w najniższym stanie energetycznym istnieje taka sama liczba elektronów poruszających się w lewo, jak liczba elektronów poruszających się w prawo i całkowity rozkład elektronów jest symetryczny (rys. 1). W takim stanie równowagi średnia prędkość elektronów w dowolnym kierunku jest równa zero i w rezultacie żaden prąd w metalu nie płynie.

Jeśli w metalu wzbudza się prąd, to jest to równoznaczne stwierdzeniu, że wszystkie elektrony zmusza się do ruchu w jednym kierunku, powiedzmy w prawo i w ten sposób do prędkości ruchu chaotycznego każdego elektronu dodaje się prędkość ruchu uporządkowanego. Dlatego wzrasta prędkość elektronów poruszających się w prawo, a więc wzrasta również ich energia, natomiast prędkość i energia elektronów poruszających się w lewo zostanie zmniejszona. Taki asymetryczny rozkład elektronów będzie miał nieco większą średnią



Rys. 1. W normalnym przewodniku „swobodne“ elektrony (ciemne kulki) mogą przemieszczać się w dowolny sposób, byle były spełnione dwa warunki ograniczające: 1) dozwolone są tylko pewne wartości prędkości, czyli pewne stany energetyczne; 2) w każdym dozwolonym stanie w danym momencie może się znajdować tylko jeden elektron. W najbardziej stabilnym rozkładzie energetycznym wszystkie niższe stany energetyczne są zajęte przez elektrony, a wszystkie wyższe stany są puste. Żaden prąd nie płynie, ponieważ zarówno w lewo, jak i w prawo porusza się taka sama liczba elektronów

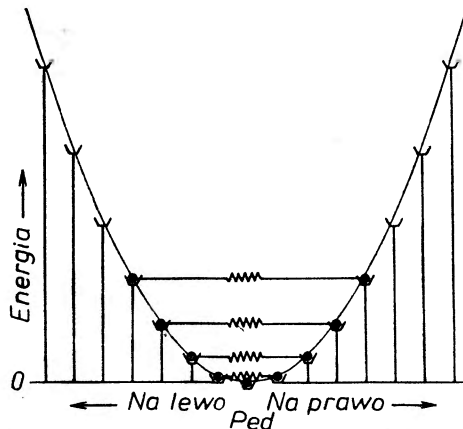


Rys. 2. W normalnym przewodniku pojawia się prąd elektryczny, jeśli wszystkie dozwolone stany energetyczne przesuwają się w jednym kierunku (w tym wypadku w prawo); teraz w prawo porusza się więcej elektronów niż w lewo. Prąd zanika, gdy elektron *a*, energicznie poruszający się w prawo, zderza się z jakimś defektem metalu i jest odrzucony do tyłu (strzałka); może on teraz zająć jeden ze swobodnych stanów (*b*), odpowiadających elektronowi, poruszającemu się nieco wolniej w lewo

energię w porównaniu z wyjściowym rozkładem symetrycznym dzięki dodatkowej energii kinetycznej, związanej z uporządkowanym ruchem elektronów (rys. 2). Jednakże w zwykłym metalu asymetryczny rozkład nie może utrzymywać się długo, jeśli nie będzie on podtrzymywany czynnikami zewnętrznymi. Dzieje się tak dlatego, że elektron poruszający się szybko w prawo w końcu zderzy się z jakimś defektem metalu i zostanie odrzucony w kierunku prze-

ciwnym. Znaczy to, że zapełni on jeden ze stanów swobodnych, odpowiadających elektronowi poruszającemu się wolniej w lewo. Stany na lewo posiadają nieco mniejszą energię, ponieważ prędkość elektronów w tym kierunku jest mniejsza i dlatego elektrony będą wybierały raczej te stany. W ten sposób stan asymetryczny, warunkujący istnienie prądu, będzie szybko przekształcał się przechodząc w rozkład symetryczny o niższej energii, w wyniku czego prąd zaniknie.

W nadprzewodniku nie występuje taki zanik asymetrycznego rozkładu elektronów, ponieważ w tym przypadku istnieje przyciąganie się elektronów, które powoduje łączenie się ich w pary. Każdy elektron w nadprzewodniku



Rys. 3. W nadprzewodniku przyciąganie „swobodnych“ elektronów powoduje połączenie się ich w pary (patrz także rys. 5). Elektrony połączone w pary nie mogą swobodnie poruszać się wewnątrz metalu, ponieważ okazuje się, że aby elektrony były połączone ze sobą, konieczne jest, aby pęd środka masy każdej pary był taki sam, jak u większości innych par. Kiedy w metalu nie płynie żaden prąd, wówczas pęd środka masy każdej pary jest równy zeru

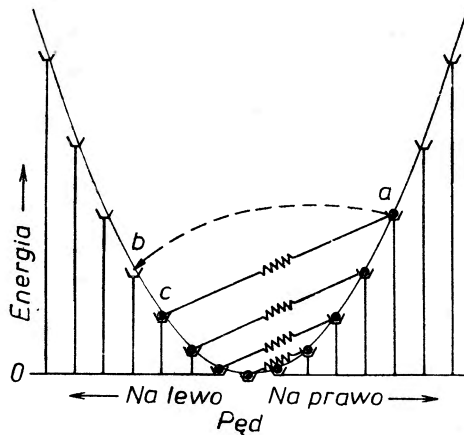
posiada swojego partnera, z którym tworzy parę. Elektrony połączone w pary nie mogą swobodnie poruszać się wewnątrz metalu; okazało się, że aby elektrony mogły połączyć się ze sobą, pęd środka masy każdej pary powinien być taki sam jak i pęd środka masy większości innych par (rys. 3). Teraz, jeśli elektron poruszający się energicznie w prawo zderzy się z defektem sieci i zostanie przerzucony do stanu odpowiadającego ruchowi w lewo z mniejszą prędkością, to elektron ten nie będzie miał partnera, a jego poprzedni partner także pozostanie w odosobnieniu. Te dwa rozłączone elektrony nie mogłyby już utworzyć ze sobą pary, ponieważ ich środek masy nie posiadałby wtedy wymaganego pędu. Tak więc, jeśli utrata energii na rozerwanie pary nie równoważy się zmniejszeniem energii kinetycznej w rezultacie zderzenia, rozerwanie pary nie nastąpi. Asymetryczny rozkład utrzyma się i prąd będzie krążył nadal (rys. 4). Według teorii *BCS* to właśnie jest przyczyną, że prąd elektryczny w nadprzewodzącym pierścieniu może płynąć nieograniczenie długo.

Oczywiście, że przytoczone rozważania dają tylko częściową odpowiedź na pytanie, dlaczego niektóre materiały nieoczekiwanie przechodzą w stan



nadprzewodzący w pewnej charakterystycznej temperaturze. Dlaczego na przykład elektrony miałyby przyciągać się nawzajem, podczas gdy wiadomo, że posiadają one jednakowe ładunki i w związku z tym powinny się raczej odpychać. Z jakiego powodu powinna zachodzić jakaś korelacja między środkami masy różnych par? Są to już bardziej subtelne zagadnienia, na które trudno udzielić prostej odpowiedzi. Jednakże może nas naprowadzić na właściwą drogę posłużenie się pewną analogią.

Proszę sobie wyobrazić cienką, sprężystą błonę naciągniętą na zwykły bęben. Kładziemy na błonę dwie ciężkie kulki. Jak kulki będą się poruszać, jeśli będziemy stopniowo nachylać bęben to w jedną to w drugą stronę? Oczywiście na skutek ciężaru kulki sprężysta błona nieco się wygnie i, jeśli kulki zbliżą się nawzajem dostatecznie blisko, wówczas jedna z nich stoczy się w zagłębienie

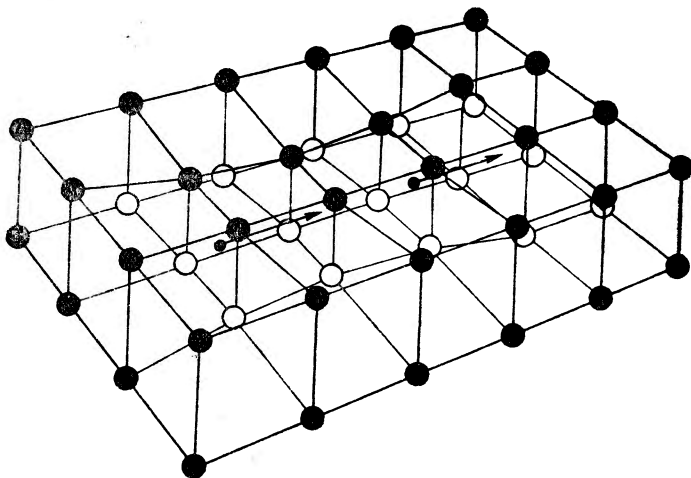


Rys. 4. „Nieznikający prąd“ płynie w nadprzewodniku wtedy, gdy liczba elektronów, poruszających się w prawo jest większa niż liczba elektronów, poruszających się w lewo. Prąd nie zanika, ponieważ jeśli elektron z położenia *a* zostanie zmuszony do przeskoku w położenie *b*, wówczas obydwaj elektrony — ten, który przeskoczył z *a* i elektron w położeniu *b* — pozostaną bez partnera. Obydwa te pojedyncze elektrony nie mogą już tworzyć pary, ponieważ ich środek masy nie będzie miał wymaganej wartości pędu. W rezultacie, z reguły, pary elektronowe nie będą rozbijane

wytworzone przez drugą; wygląda to zupełnie jak wzajemne przyciągnięcie się kulek. Jeśli teraz pochylamy bęben w jedną stronę, to kulki poruszają się po błonie już razem, jako para: każda z nich porusza się w zagłębieniu wytworzonym przez drugą kulkę. Jeśli jednak pochylimy bęben bardziej energicznie, wówczas oddziaływanie może okazać się w końcu tak silne, że kulki oddzielą się od siebie i zaczną poruszać się mniej lub bardziej niezależnie.

Ale co to ma wspólnego z nadprzewodnictwem? Dodatkowo naładowane jony metalu, powstałe po oddzieleniu się od atomów zewnętrznych elektronów, nie są umocowane sztywno w węzłach sieci krystalicznej, lecz mogą wykonywać drgania sprężyste dookoła tych węzłów. Kiedy jeden z elektronów „swobodnych“ porusza się pomiędzy dodatnio naładowanymi jonami, jony te w czasie mijania ich będą przyciągane do ujemnie naładowanego elektronu. To powoduje de-

formację sieci i „kurczenie się” jej w sąsiedztwie elektronu (rys. 5). Oczywiście, drugi elektron jest przyciągany do obszaru z nadmiarem ładunku dodatniego, powstałego w wyniku większej gęstości jonów w miejscu, gdzie sieć skurczyła się; tym samym elektron ten jest pośrednio przyciągany do pierwszego elektronu. Sytuacja jest zupełnie analogiczna do tej, jaka ma miejsce, gdy jedna z kulek jest przyciągana przez drugą dzięki zagłębieniu, jakie powstało w sprężystej błonie bębna. W tych przypadkach kurczenie się sieci i wygięcie błony bębna odgrywają analogiczną rolę.



Rys. 5. Elektronowe pary w nadprzewodzącym metalu tworzą się dzięki mechanizmowi przedstawionemu na tym rysunku. Gdy ujemnie naładowany elektron porusza się przez nieco sprężystą sieć dodatnio naładowanych jonów, przyciąga on jony i powoduje tym samym „kurczenie się” sieci wokół niego. Jest rzeczą zrozumiałą, że drugi elektron jest przyciągany przez nadmiar ładunku dodatniego, który powstał dzięki większej gęstości jonów w skurczonym obszarze sieci krystalicznej i przez to jest pośrednio przyciągany do pierwszego elektronu. Ponieważ jony poruszają się znacznie wolniej od elektronów, dlatego skurczony obszar przesuwa się na znacznej odległości za pierwszym elektronem i drugi elektron może podążać za pierwszym na tej bezpiecznej odległości

Siły przyciągania w metalu, wywołane przez ten mechanizm, mogą okazać się na tyle duże, że dwa elektrony zostają trwale połączone ze sobą. Jednak takie powiązanie może wystąpić tylko w tym przypadku, gdy temperatura jest dostatecznie niska, ponieważ w wyższej temperaturze wzbudzenie cieplne elektronów będzie zmierzało do rozbicia par elektronowych, podobnie jak energiczne pochylenie bębna może rozłączyć parę kulek.

Warto uważniej przyjrzeć się szczegółom tego procesu. Wyobraźmy sobie, że pierwszy elektron porusza się po korytarzu utworzonym z dodatnich jonów. Zasięg oddziaływania elektronowo-jonowego jest całkiem mały, dlatego elektron przechodząc obok jonów będzie przekazywał każdemu jonowi krótki, gwałtowny impuls. Ten impuls powoduje ruch jonu w tym kierunku, w którym poruszał się elektron; jednakże jony poruszają się znacznie wolniej od elektronów i elektron, który spowodował ruch jonu, do tego czasu, gdy jon przesuwa się tak daleko, aby „poczuł” oddziaływanie sprężyste swoich sąsiadów, będzie już na



znaczej odległości od niego. W rezultacie obszar, gdzie sieć skurczyła się, przesuwa się w pewnej odległości od pierwszego elektronu i drugi elektron może podążać na pewnej bezpiecznej odległości od pierwszego.

Pomiędzy dwoma elektronami jest jeszcze dość miejsca dla ruchu wielu innych elektronów. Jaki wpływ mogą mieć te elektrony na nasz model teoretyczny? Jeśli ruch tych elektronów jest całkiem chaotyczny i zupełnie niezwiązany z ruchem pierwszego elektronu, będą one okazywały znaczny wpływ na uporządkowany proces, opisany powyżej. Elektrony te będą także powodowały kurczenie się sieci w pobliżu siebie i rozciąganie jej w innych miejscach. Jeśli w wyniku ruchu dużej liczby tych chaotycznych elektronów sieć będzie rozciągnięta tam, gdzie powinna być skurczona i będzie skurczona tam, gdzie powinna być rozciągnięta, wówczas nie zostanie prawie nic z tego skurzonego obszaru, który został utworzony przez pierwszy elektron, aby drugi elektron mógł za nim podążać. Można powiedzieć, że ślad zostanie szybko zatarty i para zostanie rozbита. Z drugiej strony, jeśli ruch wszystkich pozostałych elektronów jest tak skoordynowany, że każdy elektron unika zderzeń i manewruje w ściśle pożądanym sposobie, wówczas każdy elektron może w pełni korzystać z przyciągania swojego partnera i wiele par może współistnieć równocześnie.

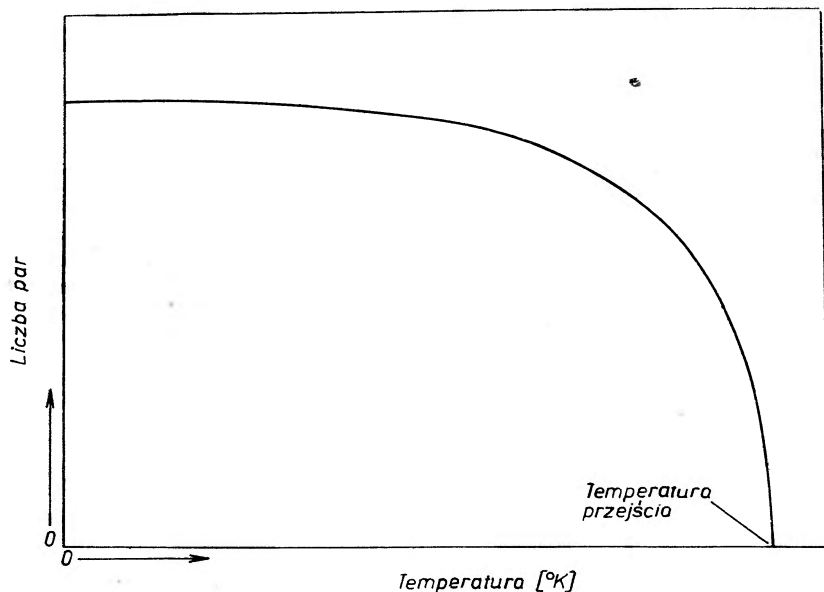
Okazuje się, że warunkiem koniecznym, aby wszystkie pary były w tym sensie wzajemnie skoordynowane, jest warunek równości pędów ich środków mas. W dostatecznie niskich temperaturach ten wysoce skoordynowany stan elektronów występuje spontanicznie, ponieważ zysk energii każdej pary przewyższa straty związane z utratą wolności przez oddzielne cząstki. Kiedy jednak temperatura podnosi się, wzbudzenia cieplne stają się w końcu dostatecznie duże, aby rozerwać niektóre pary. Powstające przy tym nieskoordynowane, niezwiązane elektrony stają się dla par elektronowych niszczącą plagą. Psują one mechanizm przyciągania między elektronami i tym samym osłabiają siły wiązania między pozostałymi parami. To z kolei powoduje, że więcej par zostaje rozerwanych. Kiedy temperatura podniesie się jeszcze wyżej, niszczenie par przybiera charakter katastrofalny; powyżej pewnej określonej temperatury już ani jedna para nie może w ogóle istnieć (rys. 6).

Jest całkowicie jasne, że stan nadprzewodzący charakteryzuje się wysokim stopniem uporządkowania wewnętrznego. Stan ten istnieje tylko poniżej temperatury, w której niszczenie par elektronowych przybiera charakter katastrofalny. Temperatura, w której to następuje nazywa się temperaturą przejścia nadprzewodzącego.

Z powyższego rozważania nie trudno wywnioskować, jakie kryteria muszą być spełnione, aby cząsteczka organiczna mogła istnieć w stanie nadprzewodzącym. Cząsteczka taka, ogólnie rzecz biorąc, powinna zawierać te same zasadnicze składniki, które charakteryzują nadprzewodzący metal. Konieczny jest ośrodek, w którym mogą poruszać się elektrony i coś w rodzaju sprężystej, naładowanej elektrycznie struktury, która odgrywałaby rolę sieci jonowej.

Wyobraźmy sobie długą cząsteczkę, zbudowaną z łańcucha atomów węgla, które tworzą to, co będę nazywał „kregosłupem“. Z każdej strony kregosłupa

odstają na zewnątrz boczne łańcuchy molekularne, podobnie jak żebra w klatce piersiowej człowieka. Jak już wspomniałem, taką strukturę podsuwa genetyczna molekula *DNA*; atomy węgla są zastąpione ciągiem cukrowo-fosforanowym *DNA*, a boczne łańcuchy grupami zasadowymi. Jeśli łańcuch węglowy jest sprzężony, to znaczy występują w nim na przemian wiązania pojedyncze i podwójne, wówczas będzie się zachowywał zupełnie podobnie jak metal: elektrony będą mogły poruszać się swobodnie z jednego końca kręgosłupa na drugi. Wydaje się, że dla bocznych łańcuchów nadaje się całkiem cząsteczką

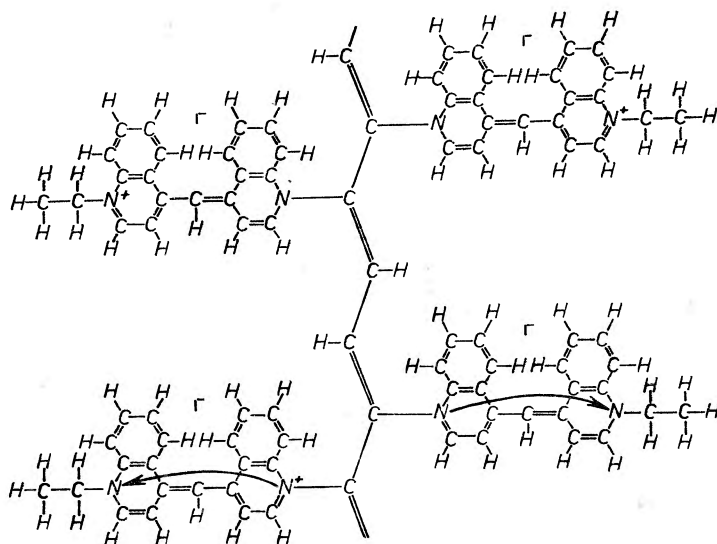


Rys. 6. Katastrofalne rozbiecie par elektronowych w nadprzewodniku zachodzi przy zbliżeniu się do temperatury przejścia nadprzewodzącego od strony niższej temperatury. Choć pary zaczynają rozłączać się powoli, to jednak pojedyncze elektrony powstałe z rozbitych par wywierają wpływ na pozostałe pary, zmuszając je do rozłączania się i tym samym bardzo szybko przyspieszają proces rozbijania par. Powyżej temperatury przejścia pary elektronowe nie mogą istnieć

typu jodku dwuetylocjaniny, barwnika zazwyczaj używanego w aktywowanych emulsjach fotograficznych. Cząsteczka ta łatwo polaryzuje się; elektrony mogą w niej łatwo przesuwac się z jednego miejsca, położonego w pobliżu końca cząsteczki, na drugi koniec (rys. 7). W polu elektrycznym ładunki łatwo przechodzą z jednego końca cząsteczki na drugi i cząsteczka staje się spolaryzowana.

Rozważmy teraz ruch elektronu wzdłuż kręgosłupa takiej cząsteczki. Kiedy elektron przechodzi obok łańcucha bocznego, wytworzone przez niego pole elektryczne polaryzuje cząsteczkę łańcucha bocznego i indukuje ładunek dodatni na końcu cząsteczki stykającym się z kręgosłupem. Dzięki dużej prędkości elektronu w kręgosłupie obszar o maksymalnej wartości wzbudzonego ładunku dodatniego w łańcuchach bocznych pozostanie nieco w tyle za tym elektronem. Drugi elektron jest przyciągany do obszaru o zwiększonym ładunku

dodatnim i dlatego jest pośrednio przyciągany przez pierwszy elektron (rys. 8). Jest to dokładnie takie samo rozumowanie, jakiego użyliśmy przy opisie nadprzewodzącego metalu i jest rzeczą oczywistą, że i w tym przypadku doprowadza ono do tego samego zjawiska nadprzewodnictwa. Kiedy jednak zostały przeprowadzone szczegółowe wyliczenia w oparciu o teorię *BCS* dla cząsteczki organicznej, to okazało się, że teoretyczna temperatura przejścia jest niezwykle wysoka; typowa temperatura przejścia wynosi około 2000°K. Temperatura ta jest oczywiście o wiele wyższa niż temperatura przejścia u jakiegokolwiek ze znanych nadprzewodników i, jeśli mamy mieć do tej liczby zaufanie, powinna ona opierać się na dostatecznie pewnych podstawach fizycznych. Okazuje się, że tak jest rzeczywiście.



Rys. 7. Hipotetyczna cząsteczka nadprzewodząca jest zbudowana dookoła „kręgosłupa” składającego się z atomów węgla, połączonych na przemian wiązaniami pojedynczymi i podwójnymi. Wzdłuż kręgosłupa periodycznie rozmieszczone są łańcuchy boczne, skierowane na zewnątrz, utworzone ze zwykłego barwnika — jodku dwuetylocjaniny. Cząsteczki bocznych łańcuchów łatwo polaryzują się, oznacza to, że elektron może swobodnie przemieszczać się od atomu azotu, znajdującego się w pobliżu jednego końca cząsteczki, do drugiego atomu azotu, znajdującego się w pobliżu drugiego końca cząsteczki. Tłustymi literami są oznaczone atomy azotu, które zawierają rezonujące elektrony w dwóch możliwych stanach polaryzacji. Elektrony mogą poruszać się swobodnie także i wzdłuż samego kręgosłupa

Powróćmy do opisu mechanizmu przyciągania między swobodnymi elektronami w zwykłym nadprzewodniku. Kiedy elektron przechodzi w pobliżu jonu, przekazuje mu krótki, gwałtowny impuls i podąża dalej. Ten impuls udziela każdemu jonowi pewną ilość energii kinetycznej, która powoduje, że jon zaczyna się poruszać. Ruch jego trwa tak długo, dopóki sprężyste siły ze strony sąsiadów nie zatrzymają go. Wówczas energia kinetyczna jonu przechodzi całkowicie w energię potencjalną. Można pokazać w elementarny sposób, że maksymalna odległość, na jaką jon może się przesunąć jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z jego masy. Jeśli jony są ciężkie,

przesunięcie jest nieznaczne, jeśli jony są lekkie, przesunięcie jest duże. Im większe przesunięcie, tym większa jest deformacja sieci i, w rezultacie, tym większy jest nadmiar ładunku dodatniego w skurczonym obszarze. Ponieważ drugi elektron jest przyciągany przez ten obszar i w wyniku tego związany jest z pierwszym elektronem, powinniśmy oczekiwać, że siła wiązania zależy także od masy jonów, z których jest zbudowana sieć. Z tych samych rozważań wynika, że temperatura przejścia, która jest określona przez energię wiązania, powinna być odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z masy



Rys. 8. Pary elektronowe poruszają się wzdłuż kregosłupa hipotetycznej nadprzewodzącej cząsteczki za pomocą mechanizmu przyciągania, podobnego do mechanizmu przyciągania w nadprzewodzącym metalu. Kiedy elektron przechodzi obok bocznego łańcucha, jego pole elektryczne polaryzuje cząsteczkę łańcucha bocznego i indukuje dodatni ładunek na tym końcu cząsteczki, który znajduje się bliżej kregosłupa. Drugi elektron jest przyciągany do tego obszaru ładunku dodatniego i tym samym pośrednio przyciągany do pierwszego elektronu

jonu. A właśnie tak jest w rzeczywistości. Doświadczenia przeprowadzone na próbkach zawierających różne izotopy danego nadprzewodzącego pierwiastka wykazały, że w większości przypadków temperatura przejścia zależy od masy izotopu dokładnie w taki właśnie sposób. Taka zależność jest znana jako efekt izotopowy<sup>5</sup>. Jego odkrycie na początku roku 1950 dało nam ważny klucz do zrozumienia zjawiska nadprzewodnictwa.

<sup>5</sup> Efekt izotopowy zaobserwowano dotychczas u Hg, Zn, Cd, Sn, Tl, Pb, natomiast stwierdzono, że u Re i Os efekt izotopowy nie występuje. Wynika stąd, że prawdopodobnie mogą istnieć również inne mechanizmy powstawania stanu nadprzewodzącego, niż mechanizm oparty na oddziaływaniu elektronowo-fononowym (przyp. tłum.).

Efekt izotopowy odgrywa również istotną rolę przy objaśnieniu ogromnie wysokiej temperatury przejścia naszych hipotetycznych nadprzewodzących cząsteczek. W takich cząsteczkach zastąpiliśmy jony metalu polaryzującymi się cząsteczkami bocznych łańcuchów. Pod wpływem pola elektrycznego elektronu w kręgosłupie boczne łańcuchy, same jako takie nie przesuwają się, ale jeden elektron wewnątrz każdego łańcucha bocznego przesuwa się i dzięki temu wywołuje polaryzację. Zamiast jonu, jak to było w przypadku metalu, przemieszczającym się obiektem jest teraz elektron, którego masa wynosi tylko jedną stutysięczną część masy typowego jonu. Temperatura przejścia w tym przypadku powinna być, zgodnie z podstawową formułą efektu izotopowego, większa od temperatury przejścia typowego nadprzewodnika metalowego w przybliżeniu tyle razy, ile wynosi pierwiastek kwadratowy ze 100 000 (to jest 316 pomnożone przez  $6^\circ\text{K}$ , co z grubsza biorąc daje  $2000^\circ\text{K}$ ). Ta liczba prawie dokładnie zgadza się z liczbą otrzymywaną przez nas we wcześniejszych, niezależnych wyliczeniach. Oczywiście, wysoka temperatura przejścia jest wynikiem przyciągania, którego pośrednikiem jest niezwykle lekka cząstka — elektron zamiast jonu.

Z teoretycznego punktu widzenia jest rzeczą konieczną, aby elektron poruszał się w kręgosłupie typu łańcucha, jeśli ruch jonów i elektronów ma być w jakimś sensie analogiczny. Prawdopodobnie to właśnie jest powodem, że żaden metal nie zalicza się do tej kategorii nadprzewodników i że dotąd nie wykryto ani jednego nadprzewodnika z wysoką temperaturą przejścia.

Jeśli dopuścić możliwość występowania nadprzewodnictwa w temperaturze pokojowej w cząsteczce tego typu, wówczas przed nami otwiera się cały nowy świat nauki i techniki. Istotnie, rozważania na temat wykorzystania takich nadprzewodników będzie się czytać raczej jak powieść fantystyczno-naukową niż jak poważne naukowe projekty. Oczywiście problemy chemiczne i, być może, problemy technologiczne syntezy i produkcji takich materiałów są ogromne. Ale pomyślmy nad tym, czego żądamy? Przecież domagamy się syntezy cząsteczki według ścisłej, prawie inżynierskiej specyfikacji. Takiego zadania nigdy nie stawiano dotychczas przed chemią organiczną. Tym niemniej wielu chemików przeczuwa, że zadanie to może być rozwiązane i że po upływie jakiegoś rozsądnego okresu czasu niektóre cząsteczki takiego typu będą niewątpliwie zsyntetyzowane. Można żywić nadzieję, że kiedy taki dzień nastąpi, nasze rozszerzenie teorii *BCS* przetrwa ogniową próbę.

Założmy, ze względu na przedstawioną hipotezę, że otrzymaliśmy do dyspozycji plastyczny materiał, który jest nadprzewodnikiem w temperaturze pokojowej. Jak można by go wykorzystać? Oczywiście zastosowania, o których mówiliśmy na początku artykułu przychodzą natychmiast na myśl, ale jeszcze bardziej niezwykle perspektywy otwierają się w związku z diamagnetyzmem nadprzewodnika lub jego nieprzenikalnością dla pola magnetycznego. Dzięki wysoce skoordynowanemu ruchowi elektronów pole magnetyczne nie może wnikać do wnętrza nadprzewodnika. Tę własność można zademonstrować umieszczając magnes w postaci sztabki nad warstwą nadprzewodzącego metalu.

Magnes swobodnie pływa nad warstwą nadprzewodnika, podtrzymywany całkowicie przez własne pole magnetyczne. Pole magnetyczne nie może wnikać do nadprzewodnika i w ten sposób wytwarza poduszkę, na której spoczywa magnes. Nie trudno wyobrazić sobie statek przyszłości, wykorzystujący tę samą zasadę dla przewozu pasażerów i ładunków ponad „jezdnią“ z warstwy nadprzewodnika, poruszający się jak latający dywan bez tarcia i bez zużywania się jego części. Możemy nawet wyobrazić sobie jazdę na magnetycznych nartach po nadprzewodzących stokach i skoki narciarskie — wiele fantastycznych projektów można by zrealizować.

Czy można oczekiwać czegoś ciekawego z biologicznego punktu widzenia? Jeśli okaże się możliwe zsyntetyzowanie nadprzewodzącej cząsteczki, to wydaje mi się, że przyroda odkryła ten fakt na pewno całe wieki wcześniej. Tak więc można oczekiwać, że otrzymamy cząsteczkę takiego typu, który odgrywa w przyrodzie pewną wyjątkową rolę, ale możemy tylko zgadywać na czym ta rola polega. Ruch elektronów wewnątrz naszej hipotetycznej cząsteczki, w najwyższym stopniu skoordynowany, łączy różne jej części w sposób bardzo specyficzny. W wyniku tej łączności reakcja jednej części cząsteczki może wywierać określone działanie na zdolność do reakcji innych grup w jakiejś części całej cząsteczki, nawet oddalonej. Czyż takie oddziaływanie na dużych odległościach nie może wyjaśnić niektórych bardzo skomplikowanych własności biologicznych cząsteczek? W naszej cząsteczce konkretna wartość wspólnego dla wszystkich par pędu środka mas posiada bardzo interesującą własność: nadaje ona cząsteczce unikalną, najbardziej stosowną, trójwymiarową, wygiętą strukturę. Unikalna i bardzo skomplikowana forma całej cząsteczki jest bezpośrednio związana z każdym możliwym znaczeniem tego pędu.

Czy te formy strukturalne nie są związane z makroskopową organizacją żywych układów? Obecnie nie jesteśmy przekonani o słuszności tej hipotezy, ale jej konsekwencje są niezwykle pociągające. Zgodnie z naszym modelem istnieje bardzo silne, specyficzne przyciąganie między dwoma cząsteczkami, których pary elektronowe posiadają jednakowe pędy, natomiast między cząsteczkami, których pary posiadają różne pędy, takiego przyciągania nie ma. Czy ta okoliczność nie posiada jakiegoś związku z niezwykle dużą selektywnością i specyfiką określonych reakcji biochemicznych? Również i tutaj nie znamy prawidłowej odpowiedzi, ale idea sama w sobie jest bardzo ponętna. I kiedy człowiek zaczyna rozmyślać nad wszystkimi tymi możliwościami, wówczas odwieczne marzenie ludzkości o wiecznym ruchu prostego urządzenia mechanicznego wydaje się wyblakłe i bezbarwne.

W ostatnich latach ukazały się w *Postęпах Fizyki* następujące artykuły poświęcone zagadnieniom związanym z nadprzewodnictwem:

H. A. Boorse, Niektóre aspekty doświadczalne nadprzewodnictwa. *Postępy Fizyki* 12, Nr 1, 19 (1961).

L. N. Cooper, Teoria nadprzewodnictwa, *Postępy Fizyki*, 12, Nr 2, 155 (1961).

D. Pines, Nadprzewodnictwo w układzie periodycznym pierwiastków, *Postępy Fizyki*, 12, Nr 5, 491 (1961).



R. H. Kropschot i V. Arp, Magnesy nadprzewodzące, *Postępy Fizyki*, 15, Nr 5, 491 (1964).

A. Grohman, Magnes nadprzewodzący na 101 kOe, *Postępy Fizyki*, 15, Nr 5, 559 (1964).

D. M. Ginsberg, Podstawy doświadczalne teorii BCS, *Postępy Fizyki*, 16, Nr 1, 3 (1965) (przyp. tłum.).

*Tłumaczył Antoni Grohman*

**Superconductivity at Room Temperature**

Translated from *Scientific American*, 212, 21 (1965).

L. W. Kiełdysz

## Nadprzewodnictwo w układach niemetalicznych\*

W ostatnich latach znowu wzrosło gwałtownie zainteresowanie zjawiskiem nadprzewodnictwa. Można to objaśnić w dużym stopniu tym, że po zbudowaniu w roku 1957 mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa przez Bardeena, Coopera i Schrieffera (*BCS*) [1], Bogolubowa [2], Gorkowa [3] i innych pojawiła się możliwość, przynajmniej pryncypialna, bardziej świadomego poszukiwania nadprzewodników o takich lub innych zadanych własnościach.

Do niedawna obserwowano nadprzewodnictwo tylko u metali i to w bardzo niskich temperaturach, nie przekraczających  $20^{\circ}\text{K}$ . W dodatku stan nadprzewodzący zanika zazwyczaj już w stosunkowo słabym polu magnetycznym (rzędu  $10^2$ — $10^3$  Oe) i dlatego prądy przenoszone przez taki nadprzewodnik także nie mogą być duże. Te wszystkie okoliczności w sposób istotny ograniczają możliwość wykorzystania nadprzewodnictwa i dlatego jest rzeczą zrozumiałą, że w chwili obecnej jednym z centralnych zagadnień teorii nadprzewodnictwa jest pytanie, czy można żywić nadzieję, że uda się otrzymać taką substancję, w której stan nadprzewodzący istniałby w znacznie wyższych temperaturach i w silniejszych polach magnetycznych.

Podstawowym wynikiem teorii *BCS*<sup>1</sup> jest stwierdzenie, że w układzie fermionów, znajdującym się w dostatecznie niskiej temperaturze, dowolnie małe przyciąganie między cząstkami doprowadza do radykalnej zmiany stanu. Cząstki (w dalszym ciągu będziemy brali pod uwagę elektrony) łączą się w pary w taki sposób, że wszystkie pary znajdują się w tym samym stanie, tzn. posiadają jednakowy sumaryczny pęd. W stanie równowagi, tzn. w nieobecności prądu, pędy wszystkich par są równe zeru. Wynika stąd, że łączą się elektrony o równych co do wielkości, ale przeciwnie skierowanych pędach. Innymi słowy, pary elektronowe, posiadające własności bozonów, tworzą kondensat Bosego, który zachowuje się jak naładowana elektrycznie, nadpłynna ciecz. Istotne jest przy tym to, że łączenie się elektronów w pary jest efektem kolektywnym: stan związany dwóch elektronów powstaje tylko w tym przypadku, gdy duża

\* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Uspiechi Fizycznych Nauk*, 86, 327 (1965), dokonane za zgodą Wydawcy.

<sup>1</sup> Artykuły na temat teorii Bardeena, Coopera i Schrieffera zostały wydrukowane w *Postęпах Fizyki*, 12, Nr 2, 155 (1961); 16, 3 (1965).



liczba innych par znajduje się w tym samym stanie, a energia wiązania każdej pary rośnie wraz z liczbą par. Dlatego każdej zmianie pędu pary, związanej z jej usunięciem z kondensatu, powinno towarzyszyć jej rozerwanie, na co potrzeba znacznej energii. Właśnie ta ostatnia okoliczność powoduje niezwykłą trwałość prądu nadprzewodzącego. W temperaturze zera bezwzględnej, gdy wszystkie elektrony w pobliżu powierzchni Fermiego tworzą pary, energia wiązania każdej pary  $\Delta$  jest określona szerokością przedziału energetycznego elektronów  $\varepsilon_0$ , w której przyciągające oddziaływanie jest efektywne, gęstością stanów energetycznych na jednostkę energii w pobliżu powierzchni Fermiego  $N$  i średnią wielkością energii przyciągania dwóch elektronów  $V$ :

$$\Delta_0 = 2\varepsilon_0 e^{-\frac{1}{NV}}. \quad (1)$$

Wraz ze wzrostem temperatury  $T$  ruch cieplny powoduje rozerwanie części par, tak, że ich liczba w kondensacie zmniejsza się. Równocześnie, jak wspomniano wyżej, zmniejsza się także energia wiązania w każdej parze  $\Delta(T)$ . W pewnej temperaturze krytycznej  $T_k$ , rzędu  $\Delta_0/k$  ( $k$  — stała Boltzmana),  $\Delta(T_k)$  przyjmuje wartość zero, tzn. stan nadprzewodzący znika.

Energia wiązania  $\Delta$  określa również krytyczną wielkość pola magnetycznego  $H_k$ , w którym stan nadprzewodzący zostaje zniesiony. Jest to związane z faktem, że w obecności pola magnetycznego powstaje w nadprzewodniku prąd nadprzewodzący, którego pole magnetyczne całkowicie kompensuje pole zewnętrzne w całej objętości nadprzewodnika. Ten efekt wypychania pola magnetycznego z nadprzewodnika (tak zwany efekt Meissnera) jest jedną z najbardziej charakterystycznych cech zjawiska nadprzewodnictwa. Energia kompensującego pola magnetycznego na jednostkę objętości nadprzewodnika wynosi  $H^2/8\pi$ , gdzie  $H$  jest natężeniem pola zewnętrznego. Jest rzeczą zrozumiałą, że w dostatecznie silnym polu, gdy energia ta stanie się większa niż związany z łąčeniem się w pary ubytek energii przy przejściu od stanu normalnego do nadprzewodzącego, istnienie fazy nadprzewodzącej będzie termodynamicznie niewygodne i nastąpi jej zniszczenie. Energia, wydzielająca się przy powstawaniu jednej pary jest równa  $2\Delta$ , a w powstawaniu par uczestniczą głównie elektrony w wąskim przedziale energii rzędu  $\Delta$ , w pobliżu powierzchni Fermiego. Liczba takich elektronów jest rzędu  $N\Delta$ , a całkowity ubytek energii przy przejściu do stanu nadprzewodzącego — rzędu  $N\Delta^2$ . Przyrównując tę energię do energii krytycznego pola magnetycznego  $H_k^2/8\pi$ , otrzymamy:

$$H_k \sim \sqrt{N}\Delta. \quad (2)$$

Jest rzeczą wątpliwą, aby gęstość stanów w pobliżu powierzchni Fermiego  $N$  mogła być u jakichś substancji o wiele większa, niż u typowych nadprzewodników metalowych. Dlatego można by osiągnąć podwyższenie pola krytycznego  $H_k$  przez znalezienie takich substancji, które posiadają dużą energię wiązania  $\Delta$ , tj. wysoką temperaturę krytyczną. Pytanie tylko, czy można znaleźć takie substancje?

Jednak zagadnienie zwiększenia krytycznego pola magnetycznego, do którego może jeszcze istnieć stan nadprzewodzący, znalazło nieco nieoczekiwane rozwiązanie w roku 1961, kiedy stwierdzono, że niektóre stopy ( $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ,  $\text{NbZr}$ ) pozostają w stanie nadprzewodzącym w polach o natężeniach sięgających do  $10^5$  Oe [4]. Takie własności niektórych nadprzewodników przepowiedział Abrikosow [5] na podstawie półfenomenologicznej teorii nadprzewodnictwa, zaproponowanej przez Ginzburga i Landaua [6]. Abrikosow pokazał, że u niektórych stopów w polach wyższych niż  $H_k$  może powstawać tzw. stan mieszany, charakteryzujący się tym, że pole magnetyczne wnika do wnętrza nadprzewodnika w postaci cienkich nici, które przesywają próbkę na wskroś. Pomiedzy tymi niemi materiał pozostaje w stanie nadprzewodzącym i jest oczywiste, że aby opór całej próbki był równy zero, wystarczy, aby chociaż nieduża część objętości próbki była nadprzewodząca. Z drugiej strony, w takiej sytuacji istnienie stanu nadprzewodzącego nie jest już tak niewygodne termodynamicznie jak poprzednio, ponieważ pole magnetyczne jest teraz wypychane z nadprzewodnika tylko częściowo. Obecnie otrzymano już stopy, które zachowują swoje własności nadprzewodzące w polach o natężeniach bliskich 200 kOe. To odkrycie miało niezmiernie duże znaczenie dla wykorzystania zjawiska nadprzewodnictwa w badaniach fizycznych i w technice, a w szczególności w technice wytwarzania silnych pól magnetycznych. Magnesy zbudowane w oparciu o nadprzewodnikowe solenoidy już obecnie znalazły szerokie zastosowania<sup>2</sup>.

Wydaje się, że perspektywy dalszego wykorzystania nadprzewodników w technice byłyby prawie nieograniczone, gdyby nie ta smutna okoliczność, że we wszystkich znanych do dnia dzisiejszego przypadkach stan nadprzewodzący występuje tylko w bardzo niskich i dlatego trudno dostępnych temperaturach. Dlatego problem przyszłości nadprzewodnictwa jest związany w pierwszym rzędzie z zagadnieniem podwyższenia temperatur krytycznych, o ile jest to w ogóle możliwe.

Wysokość temperatury krytycznej  $T_k$ , związana z energią utworzenia pary  $\Delta$ , jest określona w zasadzie, jak widać ze wzoru (1), oddziaływaniem przyciągającym  $V$ , które doprowadza do łączenia się elektronów w pary. W metalach to przyciąganie, zgodnie z ideą Fröhlicha, pojawia się w wyniku oddziaływania elektronów z drganiami sieci krystalicznej — fononami. Wymiana fononów między dwoma elektronami doprowadza do ich wzajemnego przyciągania. To oddziaływanie jest efektywne dla elektronów, które posiadają energię w wąskim przedziale o szerokości  $\varepsilon_0 \sim kT_D$ , w pobliżu powierzchni Fermiego.  $T_D$  — jest to tak zwana temperatura Debye'a, której rząd wielkości odpowiada maksymalnej energii fononów. Samo oddziaływanie elektronowo-fononowe w metalach jest zwykle dość słabe, tzn.  $NV \ll 1$ , i są pewne przesłanki teoretyczne, z których wynika, że w zasadzie nie może ono być silne [7]: w przypadku silnego oddziaływania sieć krystaliczna staje się nietrwała,

<sup>2</sup> Por. R. H. Kropschot i V. Arp, Magnesy nadprzewodzące, *Postępy Fizyki*, 15, Nr 5, 491 (1964) (przyp. tłum.).

tzn. przechodzi w jakąś inną modyfikację. Biorąc pod uwagę, że temperatury Debye'a dla typowych metali są stosunkowo niskie — rzędu 100—200°K, widzimy na podstawie wzoru (1), że temperatury krytyczne w takich warunkach powinny być bardzo niskie — powinny leżeć znacznie poniżej 100°K, co w rzeczywistości obserwujemy. Dlatego powstaje pytanie, czy nadprzewodnictwo nie może powstawać również w wyniku jakiegoś innego, silniejszego oddziaływania i czy nie należy szukać takiej możliwości w innych materiałach, nie należących do klasy zwykłych i dobrze przebadanych metali, albo w metalach, ale w niezwykłych warunkach.

W ostatnich latach pojawiło się na ten temat szereg prac teoretycznych, wśród których największe zainteresowanie wzbudziła praca Little'a [8] o możliwości stanu nadprzewodzącego w długich molekułach organicznych. Przyciąganie między elektronami, zaproponowane w tej pracy ma naturę kulombowską i dlatego jest związane z energiami rzędu 1 eV, co odpowiada temperaturom rzędu tysięcy stopni. Energia ta jest większa o dwa rzędy od energii charakterystycznej dla oddziaływania związanego z fononami. Schematyczny model rozpatrywany przez Little'a jest przedstawiony na rys. 7 i 8 poprzedniego artykułu [9]. Mamy tam długi, jednowymiarowy łańcuch atomów, wzdłuż którego swobodnie przemieszczają się elektrony, tj. występuje w nim przewodnictwo metaliczne. Po bokach łańcucha znajdują się odgałęzienia boczne, które, jak zakłada się, mogą się łatwo polaryzować. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej oznacza to, że u molekuł, które stanowią odgałęzienia boczne, istnieje przynajmniej jeden niski poziom wzbudzony (o energii wzbudzenia 1—2 eV), posiadający duży moment dipolowy. W takim modelu swobodny elektron centralnego łańcucha, poruszając się w pobliżu jednego z odgałęzień bocznych, polaryzuje go tak, że na bliższym końcu odgałęzienia indukuje się znaczny ładunek dodatni. Ładunek ten przyciąga do siebie inne elektrony centralnego łańcucha, w wyniku czego pojawia się efektywne przyciąganie elektronów do tego elektronu, który wywołał pierwotną polaryzację odgałęzienia. Według oszacowań Little'a przyciąganie to może okazać się silniejsze od bezpośredniego odpychania kulombowskiego, które działa pomiędzy elektronami w łańcuchu centralnym i wypadkowe oddziaływanie między nimi będzie miało charakter przyciągający ze średnią energią oddziaływania między sąsiednimi elektronami  $\approx 1,5$ —2 eV. Rozpatrując dalej otrzymany w ten sposób układ za pomocą metod teorii BCS autor dochodzi do wniosku, że powinien w tym układzie pojawić się stan nadprzewodzący. W tym przypadku rolę  $\epsilon_0$  we wzorze (1) — efektywnego zakresu energii, w którym oddziaływanie doprowadza do powstania par, odgrywa energia wzbudzenia tego poziomu bocznego odgałęzienia, który posiada duży moment dipolowy. Uważa się, że energia ta, jak wspomniano wyżej, jest rzędu 2 eV, co powoduje, że temperatura krytyczna przejścia nadprzewodzącego jest bliska 2000°K. Jeśli wynik ten byłby prawdziwy, stanowiłby on fenomenalne osiągnięcie i dlatego jest rzeczą zrozumiałą, że praca Little'a wzbudziła powszechne zainteresowanie. Nie mówiąc już o możliwych zastosowaniach technicznych, obecność w molekułach

organicznych stanu nadprzewodzącego z jego wyjątkowo wysokim stopniem uporządkowania mogłaby, jak wskazuje autor, mieć fundamentalne znaczenie dla szeregu procesów biologicznych.

Praca Little'a wywołała jednak szereg uwag krytycznych zarówno o charakterze zasadniczym, jak i odnośnie do wartości przekonywującej wyciągniętych wniosków. Wyjściowy model wydaje się sam w sobie rozsądny, ponieważ przewodnictwo metaliczne w niektórych molekułach organicznych prawdopodobnie istnieje rzeczywiście [10], a przykłady molekuł, które wykazują dużą polaryzowalność i mogłyby odegrać rolę odgałęzień bocznych, są bezpośrednio wymienione w pracy Little'a [8]. Co więcej, ciekawym dodatkowym wynikiem tej pracy jest twierdzenie, że przejście do stanu nadprzewodzącego może nastąpić także i w tym przypadku, gdy molekula w stanie wyjściowym nie wykazuje przewodnictwa metalicznego, pod warunkiem, że energia utworzenia pary  $\Delta$  przewyższa pierwotną energię wiązania elektronów w centralnym łańcuchu.

Zasadniczy sprzeciw jest jednak związany z tym, że rezultat Little'a przeczy znanemu twierdzeniu, które głosi, że w jednowymiarowym układzie jest niemożliwe przejście fazowe do stanu uporządkowanego [11]. Z fizycznego punktu widzenia jest to związane z tym, że w jednowymiarowym łańcuchu atomów każdy atom jest związany z drugim tylko poprzez swoich najbliższych sąsiadów. Dlatego przypadkowe, dostatecznie duże fluktuacyjne przesunięcie w jednym punkcie od razu doprowadza do naruszenia korelacji między atomami znajdującymi się z lewej i prawej strony od tego punktu. W przypadku dwu- i trójwymiarowym sytuacja jest oczywiście odmienna, ponieważ łączność korelacyjna pomiędzy dwoma określonymi atomami, znajdującymi się w pewnej odległości jeden od drugiego, zachodzi nie tylko poprzez atomy leżące na prostej, łączącej obydwie atomy, lecz również poprzez dużą ilość innych atomów, leżących w sąsiedztwie tej najkrótszej drogi. Dlatego dla całkowitego zniszczenia korelacji między dwoma oddalonymi od siebie atomami potrzebna byłaby znaczna fluktuacja na całej płaszczyźnie między tymi dwoma atomami, co jest bardzo mało prawdopodobne. Natomiast w układzie jednowymiarowym fluktuacje okazują się tak duże, że niszczą stan uporządkowany.

Ścisłe biorąc, to rozważanie nie dotyczy bezpośrednio modelu Little'a, ponieważ opiera się ono na założeniu, że mamy do czynienia z siłami krótkiego zasięgu, wiążącymi tylko najbliższych sąsiadów. Jednakże szeroko rozprze-strzeniony jest pogląd, że ten wynik ma charakter bardziej ogólny i przejścia fazowe do stanu uporządkowanego w łańcuchu jednowymiarowym są w ogóle niemożliwe. Ferrel [12] rozważył to zagadnienie specjalnie w zastosowaniu do modelu Little'a. Pokazał on, że wahania gęstości elektronów, które mają miejsce także w nadprzewodniku trójwymiarowym, ale odgrywają tam niewielką rolę, w jednowymiarowym przypadku doprowadzają do zniszczenia stanu nadprzewodzącego już przy dowolnie niskich temperaturach. Innymi słowy, już drgania zerowe gęstości elektronów całkowicie niszczą uporządkowanie elektronów, charakteryzujące stan nadprzewodzący. Trzeba przyznać,



że ten wynik również nie jest całkowicie przekonywający, ponieważ charakter widma i nawet samo istnienie drgań gęstości elektronów w modelu Little'a nie jest ustalone dostatecznie pewnie. Ponadto, jak zwrócili uwagę autorzy pracy [13], wniosek Ferrela odnosi się jedynie do nieskończonego łańcucha liniowego, a w makromolekule, zbudowanej z dużej, ale skończonej liczby ogniw, wahania gęstości elektronów mogą doprowadzić jedynie do istotnego obniżenia temperatury krytycznej. Zakładając, że centralny łańcuch w modelu Little'a składa się z  $10^5$  atomów, otrzymali oni, że wahania gęstości elektronów zmniejszają w przybliżeniu o rząd wielkości energię wiązania par  $\Delta$ .

W związku z zagadnieniem dotyczącym możliwości przejścia nadprzewodzącego w układzie jednowymiarowym, ciekawy jest także wynik Luttingera [14], który rozpatrzył pewien bardzo schematyczny przykład jednowymiarowego układu elektronów, znacznie różniący się od modelu, którym posługiwał się Little. Luttinger pokazał, że rozpatrzenie takiego układu metodami teorii *BCS* doprowadza do wniosku, że istnieje w nim stan nadprzewodzący. Ten model dopuszcza jednocześnie możliwość dokładnego rozwiązania, które pokazuje, że stan podstawowy układu nie jest nadprzewodzący.

Sprzeciwu innego rodzaju są związane z nie dość poprawnym rozważeniem w modelu Little'a samego oddziaływania polaryzacyjnego między elektronami, odgrywającego w tej teorii rolę podstawową. Przeprowadzone przez Little'a oszacowania są oparte na teorii zaburzeń, podczas gdy energia oddziaływania elektronu ze spolaryzowanym odgałęzieniem bocznym okazuje się znacznie większa niż energia wzbudzenia tego poziomu, który związany jest z powstaniem momentu dipolowego. Jest rzeczą jasną, że ta okoliczność powinna doprowadzić do znacznego przesunięcia tych poziomów i kardynalnej przebudowy odgałęzienia bocznego, a być może i całej molekuly. Dlatego wyliczenia Little'a pokazują, że zaproponowany przez niego model molekuly jest prawdopodobnie niestabilny i powinien spontanicznie przebudowywać się do jakiegoś innego stanu. Nie jest przy tym zupełnie widoczne, że ten nowy stan będzie nadprzewodzący, a nie dielektryczny. Z nieco innego punktu widzenia można powiedzieć, że przyciąganie wykorzystane przez Little'a jest wynikiem tego, że jego model doprowadza do powstania ujemnej przenikalności dielektrycznej. Stabilność takiego układu, w którym ładunki jednoimienne (nie tylko elektrony w łańcuchu centralnym) przyciągają się nawzajem, wymaga szczególnego rozpatrzenia.

Tak więc, jak się zdaje, nie można uważać, że wyniki pracy Little'a zostały udowodnione w jakiś przekonywający sposób. Jednakże idee, które legły u podstaw tej pracy i zagadnienia, które powstają przy jej analizie, budzą wyjątkowe zainteresowanie i na tym na pewno polega podstawowa wartość tej pracy. W szczególności nie jest wykluczona możliwość powstania nadprzewodnictwa w wyniku silnego przyciągania kulombowskiego w układach nie jednowymiarowych, lecz posiadających ujemną przenikalność dielektryczną. Układy, w których przenikalność dielektryczna jest ujemna, przynajmniej w jakimś zakresie częstości, są znane i szeroko rozpowszechnione, a mogą być

także sporządzone w sposób sztuczny. Na ciekawą możliwość powstawania dodatkowego przyciągania między elektronami wskazali Wąsowski i Swirski [15].

Zasadnicza wątpliwość dotycząca możliwości istnienia nadprzewodnictwa w modelu Little'a jest, jak wspomniano wyżej, związana z faktem, że model ten jest jednowymiarowy. Dlatego szczególne zainteresowanie budzi zaproponowane nieco wcześniej przez Ginzburga i Kirżnica [16] nadprzewodnictwo powierzchniowe, tj. nadprzewodnictwo po powierzchni ciała stałego. Chodzi o to, że na powierzchni kryształu, jak to pokazał po raz pierwszy Tamm [17], mogą powstawać dodatkowe stany elektronowe, szybko zanikające wewnątrz kryształu. Elektrony znajdujące się na takich poziomach mogą jednak przemieszczać się po powierzchni. Autorzy pracy [16] pokazali, że w przypadku przyciągania między elektronami może również w takim układzie powstać stan nadprzewodzący. Formalnie, również w takim dwuwymiarowym modelu fluktuacje okazują się nieskończonymi. Jednakże rozbieżność ich jest bardzo słaba, logarytmiczna, i dlatego dla dowolnego ciała o skończonych rozmiarach jest ona zupełnie nieistotna. Ciekawe, że nadprzewodnictwo na poziomach powierzchniowych mogłoby istnieć w zasadzie i w tym przypadku, gdy w całej objętości materiał jest dielektrykiem.

Oddziaływanie elektronów w tym przypadku także może być bardzo specyficzne. Może ono powstawać na przykład w wyniku oddziaływania elektronów z powierzchniowymi falami Rayleigha.

Ginzburg pokazał również, że dla zwiększenia przyciągania między elektronami można wykorzystać mechanizm Little'a, wprowadzając do kryształu silnie polaryzujące się atomy domieszkowe, co także w tym modelu może doprowadzić do znacznego podwyższenia temperatury krytycznej.

Różne możliwości otwiera także badanie nadprzewodnictwa w półprzewodnikach, gdzie w bardzo dużych granicach mogą się zmieniać koncentracje elektronów, a także charakter oddziaływania elektronów z fononami i samych elektronów między sobą. W odróżnieniu od poprzednich przypadków, rozpatrzonych powyżej i przepowiedzianych na razie czysto teoretycznie, nadprzewodnictwo w szeregu półprzewodników zostało już stwierdzone doświadczalnie. Teoretycznie zostało ono po raz pierwszy rozpatrzone przez Gurewicza, Łarkina i Firsowa [18], a później przez Cohena [19]. Pierwsze wyniki doświadczalne otrzymano przy badaniu GeTe [20] i tytanianu strontu  $\text{SrTiO}_3$  [21]<sup>3</sup>. Ostatni związek wzbudza szczególne zainteresowanie i dlatego omówimy go nieco szczegółowiej. Chodzi o to, że tytanian strontu jest pod wieloma względami podobny do tytanianu baru — typowego ferroelektryka [22]. Jakkolwiek w samym tytanianie strontu nie występuje przejście ferroelektryczne, jest on bardzo „bliski“ takiemu przejściu. Jego przenikalność dielektryczna w niskich temperaturach osiąga ogromne wartości ( $\sim 10^3$ — $10^4$ ). Dlatego wzajemne od-

<sup>3</sup> Ostatnio zaobserwowano [23] również nadprzewodnictwo u Ge i Si pod ciśnieniem  $\sim 1,2 \cdot 10^5$  atm. Dla Ge  $T_k = (4,8 \div 5,4)^\circ\text{K}$ ; dla Si  $T_k = (7,1 \div 7,2)^\circ\text{K}$  (przyp. tłum.).

pychanie kulombowskie elektronów — podstawowy czynnik, który przeszkadza pojawieniu się nadprzewodnictwa, w tej substancji praktycznie nie istnieje. Z mikroskopowego punktu widzenia przejście ferroelektryczne, zgodnie z obecnym punktem widzenia, powstaje dzięki temu, że częstość jednego z tak zwanych drgań optycznych sieci zdąża do zera. Oznacza to, że zdąża do zera quasi-sprężysta siła, przeszkadzająca odpowiedniemu rodzajowi deformacji i sieć kryształu staje się niestabilna, tzn. przebudowuje się. Ale z drugiej strony, z teorii dyspersji fal elektromagnetycznych w kryształach wiadomo, że częstości drgań optycznych odpowiadają liniom pochłaniania w kryształach, a pewien zakres częstości, leżący powyżej tej częstości charakterystycznej, stanowi dziedzinę anomalnej dyspersji, tj. przenikalność dielektryczna jest w tym zakresie ujemna. Dlatego, jeśli ten zakres częstości wnosi istotny wkład do oddziaływania między elektronami, to oddziaływanie to będzie przyciągające. W istocie taki mechanizm przyciągania jest analogiczny do tego, który rozpatruje Little, ale w jego modelu ujemna stała dielektryczna jest uwarunkowana polaryzowalnością elektronową, a tutaj — polaryzowalnością sieci jonowej. Dlatego jest rzeczą istotną, że w tytaniu strontu w niskiej temperaturze jedna z częstości drgań optycznych okazuje się bardzo niska, tj. nisko leży zakres anomalnej dyspersji. Być może, tym można objaśnić fakt, że jak donoszą autorzy pracy [21] nadprzewodnictwo w  $\text{SrTiO}_3$  pojawia się już przy bardzo małych koncentracjach elektronów  $\sim 10^{17}$ .

Na zakończenie podkreślmy jeszcze raz, że osiągnięte dziś zrozumienie natury zjawiska nadprzewodnictwa pozwoliło znacznie rozszerzyć krąg substancji, w których to zjawisko może istnieć i zrodziło nadzieję, że można będzie otrzymać nadprzewodniki znacznie różniące się swymi własnościami od zwykłych metali. Liczba takich możliwości, jak widzieliśmy, jest bardzo duża, i trudno sądzić, że wszystkie one okażą się bezowocne. Jednakże podstawowe pytanie, czy można znaleźć nadprzewodnik o dostatecznie wysokiej temperaturze krytycznej (choćaby rzędu  $100^\circ\text{K}$ ), na razie pozostaje jeszcze otwarte.

*Tłumaczył Antoni Grohman*

#### Superconductivity in the nonmetallic systems

Translated from *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **83**, 327 (1965).

#### Literatura

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1957).
- [2] N. N. Bogolubow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 58, 73 (1958).
- [3] L. N. Gorkow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 735 (1958).
- [4] J. E. Kunzler, E. Buchler, F. S. Hsu, J. H. Wernick, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 89 (1961); J. E. Kunzler, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 501 (1961).

- [5] A. A. Abrikosow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **32**, 1442 (1957).
- [6] W. L. Ginzburg, L. D. Landau, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **20**, 1064 (1950).
- [7] A. B. Migdał, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 1438 (1958).
- [8] W. A. Little, *Phys. Rev.*, **A134**, 1416 (1964).
- [9] W. A. Little, *Sci. Amer.*, **212**, 21 (1965). Tłumaczenie w tym samym numerze *Postępów Fizyki*.
- [10] K. G. Kepler, *J. Chem. Phys.*, **39**, 3528 (1963).
- [11] L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Fizyka statystyczna*, PWN, **19**.
- [12] R. A. Ferrel, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 300 (1964).
- [13] R. E. Dewamec, G. W. Lehman, T. Wolfram, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 749 (1964).
- [14] J. M. Luttinger, *Journ. Math. Phys.*, **4** (1963).
- [15] S. W. Wąsowski, M. S. Świrski, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **47**, 1354 (1964).
- [16] W. L. Ginzburg, D. A. Kirżnic, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **46**, 397 (1964).
- [17] I. E. Tamm, *Phys. Zs. Sowjetunion*, **1**, 733 (1932).
- [18] W. L. Gurewicz, A. I. Łarkin, J. A. Firsow, *Fiz. Twiord. Tielea*, **4**, 185 (1962).
- [19] M. L. Cohen, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 240 (1964).
- [20] R. A. Hein, J. W. Gibson, R. Maselsky, R. C. Miller, J. K. Hulm, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 320 (1964).
- [21] J. F. Schooley, W. R. Hosler, M. L. Cohen, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 474 (1964).
- [22] B. M. Wuł, *Dokł. Akad. Nauk SSSR*, **4**, 139 (1945).
- [23] W. Buckel i J. Wittig, *Phys. Letters*, **17**, 187 (1965).



*Bożena Seroczyńska-Wojas*

Katedra Fizyki Ogólnej „B”  
Politechniki Warszawskiej

## Przegląd fizycznych własności niektórych nowych półprzewodników z grupy III—V.

### Wstęp

Postęp w rozwoju dziedziny półprzewodników obejmuje zasadnicze trzy kierunki:

1. Badania podstawowe w fizyce półprzewodników. Dotyczą one głównie problemów transportu nośników oraz pasmowej struktury energetycznej półprzewodników. Badania te opierają się w dużej mierze na pomiarach takich własności fizycznych półprzewodników jak: stała Halla i przewodność w funkcji temperatury, magnetoopór, siła termoelektryczna, współczynnik absorpcji optycznej oraz termo- i fotoelektryczna praca wyjścia. Duże znaczenie mają również rentgenowskie badania krystalograficznej struktury materiałów.

2. Drugi kierunek dotyczy zagadnień o charakterze technicznym związanych z nowymi konstrukcjami i ulepszaniem sprzętu półprzewodnikowego. Prace koncentrują się wokół:

a) uzyskiwania bardzo dobrej powtarzalności i stabilności parametrów elektrycznych pracujących elementów,

b) dostosowania sprzętu do wzrastających wymagań technicznych, jak np. do pracy przy bardzo dużych gęstościach prądu oraz częstotliwościach rzędu gigaherców,

c) budowy przyrządów półprzewodnikowych nowego typu (np. triody półprzewodnikowo-dielektryczne).

3. Trzeci kierunek obejmuje wszelkie prace z dziedziny technologii materiałów półprzewodnikowych, a więc: otrzymywanie materiałów o wysokiej czystości, problemy monokryształizacji, technologia wytwarzania cienkich warstw, technologia kontaktów itp., a także prace nad otrzymywaniem coraz to nowych materiałów półprzewodnikowych. Ten na końcu wymieniony dział prac rozwinął się w niedawnych latach i legitymuje się obfitym plonem.

Niniejszy artykuł ma na celu zebranie i porównanie wielu rozproszonych informacji dotyczących tzw. „nowych materiałów“, do których zaliczają się między innymi poniżej opisane związki. Związki te tworzą najliczniejszą grupę

wśród nowych materiałów półprzewodnikowych. Pierwsze dane o ich własnościach podał Welker w 1952 r. [1]. Krystalizują one w układzie regularnym, zaś wytrzymałość mechaniczną mają mniejszą niż Ge, chociaż dorównują mu twardością. Spośród tej grupy związków najlepiej dotychczas zbadany został InSb.

### Antymonek indowy

W literaturze podawane są różne sposoby otrzymywania InSb. Najprostszy z nich, podany przez Siergiejewą i Struma [2], polega na bezpośredniej syntezie wziętych w stechiometrycznym stosunku składników. Synteza następuje przez stopienie In i Sb w próżniowej ampule kwarcowej, umieszczonej w pionowym piecu oporowym. Otrzymany w ten sposób InSb był polikrystaliczny, ze znacznymi zanieczyszczeniami. Znanych jest kilka metod oczyszczania otrzymanego produktu. Na przykład Harman [3] stosował metodę topienia strefowego pod obniżonym ciśnieniem wodoru. W innych publikacjach [4, 5] opisywane są metody oczyszczania w próżni i usuwania domieszek akceptorowych. Najwydajniejsza, jak się wydaje, jest aparatura zastosowana przez Winogradową i współpracowników [6], gdzie topienie strefowe wykonano w specjalnych piecach oporowych z dodatkowymi urządzeniami, które umożliwiły otrzymanie materiału o dużej czystości i koncentracji nośników prądu  $2,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

W Polsce pierwsze prace nad technologią InSb prowadzono w 1957 r. w Instytucie Fizyki PAN. Na większą skalę zaczęto produkować ten związek w Pracowni Metali Czystych PIE w Warszawie [7]. Do syntezy InSb używano materiałów wyjściowych o zawartości zanieczyszczeń mniejszej niż  $10^{-4} \%$ . Składniki, odważone w stosunku stechiometrycznym i umieszczone w łódce grafitowej, zatapiało w ampule kwarcowej napelnionej wodorem o ciśnieniu 300—400 mm Hg. Zawartość ampuly ogrzewano w piecu wodorowym do temperatury wyższej niż temperatura topnienia InSb, która wynosi  $524^\circ\text{C}$ . Po syntezie stosowano oczyszczanie strefowe z mechanicznym mieszanym stopionej. Otrzymany InSb miał gruboziarnistą strukturę polikrystaliczną. Koncentracje nośników w próbkach pochodzących z opisanego wytopu były w temperaturze  $297^\circ\text{K}$  nie mniejsze niż  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . W pracy zbiorowej [8] przedstawiającej wyniki badań szeregu autorów podano, że w większości wypadków nie można było uzyskać dla InSb koncentracji zanieczyszczeń aktywnych elektrycznie, mniejszej niż  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Większość danych literaturowych podkreśla następujące charakterystyczne cechy InSb:

1) łatwość uzyskiwania monokryształów o czystościach o rząd wyższych niż dla innych związków tego typu,

2) ciekawe własności fizyczne jak: bardzo wysoka ruchliwość elektronów dochodząca do  $500000 \text{ cm}^2/\text{V sek}$ , bardzo mała masa efektywna elektronów w pasmie przewodnictwa i (co się z powyższym wiąże) nietypowa pasmowa struktura energetyczna.

Punkt 2 wymaga nieco szerszego omówienia. Gdy zastosujemy statystykę Fermiego-Diraca prawdopodobieństwo obsadzenia stanów energetycznych w półprzewodniku wyraża się wzorem Fermiego:

$$W_F = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}},$$

gdzie  $E$  jest poziomem, dla którego obliczamy prawdopodobieństwo obsadzenia,  $T$  — temperaturą bezwzględną, a  $E_F$  poziomem Fermiego, czyli najwyższym poziomem energetycznym, na którym mogłyby znajdować się elektrony w temperaturze  $0^\circ\text{K}$ .

Funkcja Fermiego zbliża się do funkcji rozkładu Maxwella-Boltzmana, jeśli w jej mianowniku można zaniedbać jedność. Półprzewodniki o dużej koncentracji nośników, do których należy stosować prawa statystyczne Fermiego, nazywamy półprzewodnikami zdegenerowanymi. Prowadzi to do utworzenia następującego warunku degeneracji półprzewodnika: jeśli  $\exp\left(\frac{E_0 - E_F}{kT}\right) \gg 1$  półprzewodnik jest niezdegenerowany, jeśli  $\exp\left(\frac{E_0 - E_F}{kT}\right) \ll 1$  półprzewodnik jest zdegenerowany.  $E_0$  jest poziomem energetycznym określającym dno pasma przewodnictwa lub szczyt pasma walencyjnego. Zatem za początek degeneracji należy uważać warunek  $\exp\left(\frac{E_0 - E_F}{kT}\right) = 1$ , co odpowiada sytuacji, w której poziom Fermiego pokrywa się z dnem pasma przewodnictwa (degeneracja gazu elektronowego), lub ze szczytem pasma walencyjnego (degeneracja gazu dziurowego). W literaturze [9] wprowadzone jest również pojęcie ostrej degeneracji, która powstaje gdy  $\exp\frac{E_0 - E_F}{kT} \geq 4$ . Z warunku degeneracji można wyprowadzić wzór na koncentrację nośników, przy której w danym półprzewodniku zaczyna występować stan zdegenerowania. Mianowicie:

$$n_{dg} = 2 \left( \frac{2m^*kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

gdzie  $n_{dg}$  — krytyczna koncentracja zwana koncentracją degeneracji,  $m^*$  — masa efektywna nośników ( $m_e^*$  — masa efektywna elektronów,  $m_d^*$  — masa efektywna dziur).

Wprowadzenie pojęcia masy efektywnej elektronu lub dziury umożliwia przekształcenie równań wyprowadzonych dla elektronów swobodnych w równania dotyczące nośników znajdujących się w polu kryształu. Przekształcenie to polega na podstawieniu do równań masy efektywnej zamiast rzeczywistej. Dla półprzewodników o prostej budowie pasmowej masa efektywna związana jest z funkcją  $E = f(k)$  następującą zależnością:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left( \frac{d^2 E}{dk^2} \right)}$$

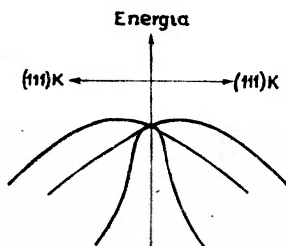
W pasmie o parabolicznej zależności  $E$  od  $k$ , masa efektywna nośników jest stała. Jak widać ze wzoru na  $n_{\text{dg}}$  im mniejsza jest  $m^*$  tym mniejsza koncentracja jest potrzebna do tego, aby wystąpił stan zdegenerowania elektronów lub dziur. Obliczono [10], że w InSb typu  $n$  w temperaturze  $300^\circ\text{K}$  koncentracja degeneracji wynosi  $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ta względnie niewysoka wartość, jak również mała wartość przerwy pasmowej jest związana z anomaliami występującymi w pasmie przewodnictwa InSb. Mianowicie, gdy koncentracja wolnych elektronów zaczyna przekraczać podane  $n_{\text{dg}}$  powstaje ściśle wypełnienie elektronami poziomów kwantowych pasma przewodnictwa, licząc w górę od jego dna. Wysokość energetyczna zapelnienia rośnie ze wzrostem koncentracji i może osiągać znaczne wartości. Np. wg Bursteina dla  $n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  wysokość zapelnienia wynosi około 1 eV. Efektem zapelnienia dolnych poziomów pasma przewodnictwa próbuje się tłumaczyć zaobserwowane przez Tanenbauma i Briggsa [11] zjawisko przesuwania się krawędzi absorpcji optycznej w stronę krótszych fal ze wzrostem koncentracji nośników badanej próbki. Na podstawie pomiarów masy efektywnej InSb metodą rezonansu cyklotronowego wysunięto przypuszczenia, że pasmo przewodnictwa jest podwójnie zdegenerowane i osiąga minimum przy wartości wektora falowego  $k = 0$ .

Roberts i Quarrington [12] wykazali, że przerwa pasmowa InSb zmierzona metodami optycznymi jest silnie zależna od temperatury i dąży do wartości 0,23 eV gdy  $T \rightarrow 0^\circ\text{K}$ . Inne dane [8] podają tę wartość jako 0,25 eV.

Kane w swym obszernym artykule [13] zbadał teoretycznie wzajemne oddziaływanie w InSb pasma walencyjnego i przewodnictwa, uwzględniając również wpływ dalszych pasm jako efekt perturbacyjny. Wykazał on, że zależność energii  $E$  od  $k$  w pasmie przewodnictwa odbiega znacznie od kształtu parabolicznego już dla wartości energii mniejszych od szerokości przerwy pasmowej. Ta nieparaboliczna struktura pasma przewodnictwa jest związana z występowaniem ostrej degeneracji nawet w niezbyt wysokich temperaturach przy koncentracji nośników rzędu  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

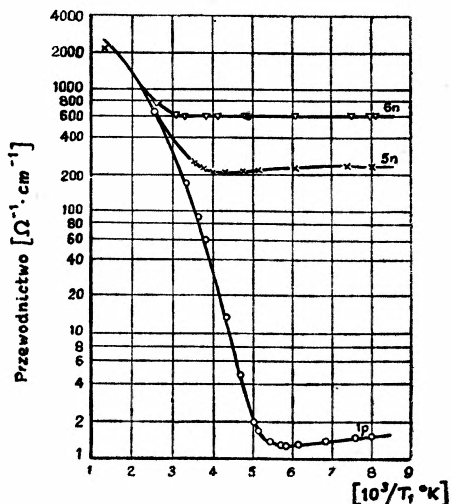
Jeśli chodzi o pasmo walencyjne InSb kilku badaczy [8, 13] uważa, że jest ono swą strukturą dość zbliżone do pasma walencyjnego germanu, lecz o energiach bardziej proporcjonalnych do  $k$  niż do  $k^2$  w sąsiedztwie wartości  $k = 0$ , zaś z przewagą wyrażen zawierających  $k^2$  dla większych wartości  $k$ , co również jest częściowo związane z istnieniem małej przerwy pasmowej i znacznym wzajemnym oddziaływaniem z pasmem przewodnictwa. Według Kane pasmo walencyjne rozdziela się na trzy podwójnie zdegenerowane pasma, przy czym dwukrotna degeneracja każdego z nich jest związana z degeneracją spinu. Różne krzywizny kształtu tych pasm powodują występowanie dziur o małych masach efektywnych (tzw. lekkie dziury) oraz dziur o dużych masach efektywnych (ciężkie dziury). W strukturze pasma walencyjnego InSb występuje więc pasmo lekkich dziur oraz pasmo ciężkich dziur (rys. 1). Procentowy udział lekkich dziur jest nieznaczny, a ich masa wg Kane może być z grubsza oszacowana na  $0,015 m_0$ . Natomiast zawarte w tablicy II wartości (0,18—0,20)  $m_0$  przedstawiają masy ciężkich dziur. Warto zwrócić uwagę na otrzymaną przez

Dresselhaussa w temperaturze ciekłego helu wartość  $1,2 m_0$ . Jest to wielkość rzadko spotykana w literaturze dla innych związków i świadcząca o możliwości istnienia „superciężkich“ dziur w pasmie walencyjnym InSb.



Rys. 1. Przypuszczalna struktura pasma walencyjnego antymonku indowego wg Kane'a

Rysunki 2 i 3 przedstawiają zależność stałej Halla  $R$  i przewodności  $\sigma$  od temperatury. W temperaturze  $300^\circ\text{K}$  zbadane próbki InSb znajdują się jeszcze w obszarze przewodnictwa domieszkowego przy pewnym udziale samoistnego.



Rys. 2. Zależność przewodnictwa od temperatury dla próbek antymonku indowego

W tablicach I i III zgromadzono znalezione w literaturze informacje dotyczące badań zjawiska Halla, ruchliwości oraz własności magnetycznych InSb. Odnosnie do tych ostatnich dostępny materiał jest dość skąpy, jednak i tutaj zanotowano kilka ciekawych, ale niezupełnie jasnych wyników. Brak jest np. wytłumaczenia zjawiska ujemnego podłużnego magnetooporu w temperaturze  $4,2^\circ\text{K}$  w InSb typu  $n$ . Nie jest dostatecznie wyjaśniony efekt wzrostu  $m_e^*$  elektronów przewodnictwa przy wzroście natężenia pola magnetycznego w doświadczeniach z rezonansem cyklotronowym. Być może jest to uzależnione od zmniejszającej się ze wzrostem energii, krzywizny pasma przewodnictwa. Ponadto stwierdzono znaczną zależność stałej Halla od  $H$  dla silnych pól

Tablica I  
Zestawienie charakterystycznych wielkości fizycznych dla różnych próbek InSb

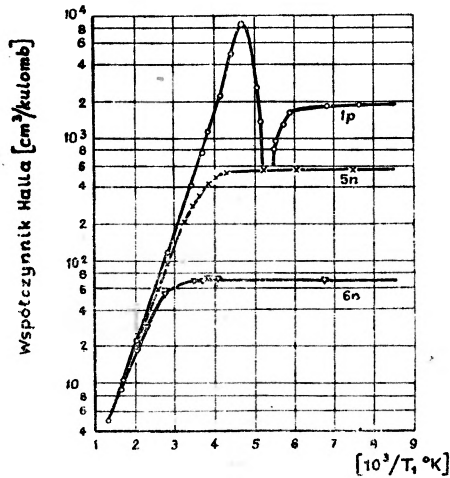
Autor, rok	Typ próbek	$T$ °K	$\sigma$ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$	Koncentracje $\text{cm}^{-3}$	$\mu_e$ $\text{cm}^2/\text{Vsek}$	$\mu_a$ $\text{cm}^2/\text{Vsek}$	$b = \mu_e/\mu_a$	$\Delta E$ eV	$\Delta E$ don. eV	$\Delta E$ akc. eV
Madelung i Weiss 1954 [14]	$p$	$\leq 77$	$1,5 \div 38$	$n_a = 4 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17}$		$234 \div 1200$	$\rightarrow \infty$ (założenie)	0,27		
Hrostowski i inni 1955 [15]	$n$	300		$N_D - N_A = 7,7 \cdot 10^{14} \div 7,2 \cdot 10^{15}$	$60 \cdot 10^3 \div 65 \cdot 10^3$			0,26 0,29		
	$p$			$N_A - N_D = 1,5 \cdot 10^{15}$		4000	$\sim 50 \div 80$			0,007
	$p$	78		$N_A = 10^{15}$		do 10000				
			2		$N_D = 10^{13}$					$\sim 10^{-3}$
Burstein 1954 [10]	$n$	300		$n_e = 5 \cdot 10^{18}$				0,40		
Harman i inni 1955—1957 [16, 17, 18]	$n$	78		$N_D = 10^{14}$	do 500 000					
Pataj 1961 [7]	$n$	297	$191 \div 250$	$n_e = (2,35 \div 2,60) \cdot 10^{16}$	$49900 \div 64000$					

Tablica II

Zestawienie wielkości mas efektywnych nośników w InSb dla różnych temperatur

Autor, rok	$T^{\circ}$ K	Zredukowana masa efektywna elektronu $m_{e.z.}^* = m_e^*/m_0$	Zredukowana masa efektywna dziury $m_{d.z.}^* = m_d^*/m_0$	Zredukowana masa efektywna elektronu $m_{e.z.}^*$ (dla dna pasma przewodnictwa)	Zredukowana masa efektywna dziury $m_{d.z.}^*$ (dla szczytu pasma walencyjnego)	Metoda badawcza
Tanenbaum i Maita 1953 [19]	100 ÷ 400	0,030	0,2			na drodze teoretycznej
Burstein 1954 [10]	300			0,03	0,20	z pomiarów krawędzi absorpcji optycznej
Weiss 1956 [20]	333	0,037	0,18			z pomiarów siły termoelektrycznej
Ehrenrich 1957 [21]	200 ÷ 500	0,013				
Hrostowski i inni 1955 [15]	2 ÷ 78	0,015	0,17			z ruchliwości Halla
Dresselhaus i inni 1955 [22]	temperatura ciekłego helu			0,013	0,18 1,2	z pomiarów rezonansu cyklotronowego
Boile i Braisfold 1957 [23]	temperatura ciekłego helu			0,0155		
Spitzer i Fan 1957 [24]				0,025 ( $n_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) 0,001 ( $n_e = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )	0,20	ze stałych optycznych
Kane 1957 [13]	temperatura pokojowa				0,015 (lekkie dziury) 0,18 (ciężkie dziury)	na drodze teoretycznej





Rys. 3. Zależność współczynnika Halla od odwrotności temperatury dla próbek antymonku indowego

Tablica III

Zestawienie wartości magnetooporu w InSb dla różnych temperatur i natężeń pola

Autor, rok	Typ próbek	$T$ [°K]	$H$ [k Gs]	Przyrost magnetooporu podłużnego* $\Delta \rho / \rho_0$	Przyrost magnetooporu poprzecznego* $\Delta \rho / \rho_0$
Pearson i Tanenbaum 1953 [25]		300	13	$\approx 0$	1,3
Weiss 1953 [26]	$p$	78 300	7,5	$\approx 0$	0,04 0,45
	$n$	78 300	7,5	$\approx 0$	0,45 0,3
Broom 1957—1958 [27, 28]	$n$	4,2	2	0	0,01
		$(N_D = 6 \cdot 10^{15})$	6,5	4	0,14
			7,5	-1,5	0,175

\*  $\Delta \rho = \rho_H - \rho_0$ ;  $\rho_0$  — magnetoopór przy zerowym polu magnetycznym.

magnetycznych. Zależność ta występuje najwyraźniej w obszarze przewodnictwa samoistnego InSb, a słabiej dla obszaru domieszkowego. Ciekawe te własności rokują nadzieję różnorodnych zastosowań technicznych InSb. Duża zmiana magnetooporu przy niewielkiej zmianie  $H$  występująca w niskich temperaturach mogłaby być wykorzystana do automatycznej regulacji natężenia prądu i zastosowana w stabilizatorach bądź precyzyjnych kompensatorach. Zmiana magnetooporu w funkcji temperatury (liniowa w pewnym zakresie



temperatur) mogłaby znaleźć zastosowanie przy konstrukcji termostatów. Skądinąd zależność  $R(H)$  jest niekorzystna dla niektórych zastosowań InSb. Mianowicie chodzi tu o wykorzystanie tego materiału do produkcji czujników Halla, czyli tzw. hallotronów. Nazwą hallotronów objęte są wszystkie przyrządy, w których zastosowano efekt Halla do celów technicznych. Zastosowań tych jest bardzo wiele, a najważniejsze spośród nich to: mierniki natężenia pola magnetycznego, mierniki natężenia prądu, mierniki mocy elektrycznej, precyzyjne mierniki odległości oraz elementy w maszynach liczących (np. układy mnożące bądź dzielące).

Gausotronami nazywa się te przyrządy, w których wykorzystano zjawisko zmiany magnetooporności półprzewodnika w funkcji natężenia pola magnetycznego do celów miernictwa elektrycznego. Współczynnik sprawności hallotyonu wyraża się wzorem:

$$\eta = k/J(\mu H)^2,$$

gdzie  $k$  — stała,  $\mu$  — ruchliwość nośników, a  $J$  — współczynnik związany z rozplywem prądu w płytce między elektrodami Halla. Ze względu na bardzo wysokie  $\mu$ , sprawność hallotyonu wykonanego z InSb jest duża w porównaniu z innymi materiałami, co ilustruje tablica IV. Jednakże znaczna zależność współczynnika Halla od  $H$  przeszkadza w szerokim stosowaniu tego materiału do produkcji hallotronów.

Z punktu widzenia stabilności hallotyonu zarówno w funkcji natężenia pola magnetycznego, jak i temperatury, lepszym materiałem do tego celu jest InAs.

Tablica IV

Porównanie współczynników sprawności hallotronów wykonanych z różnych półprzewodników

Materiały lite	$\frac{\mu e}{\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}}$	Sprawność hallotyonu $\eta$ (%)
Ge ( $\rho = 1 \Omega\text{cm}$ )	3550	0,011
Si ( $\rho = 1 \Omega\text{cm}$ )	1200	0,0012
InSb	42000	1,50
InAs	21000	0,375
InAs <sub>0,6</sub> P <sub>0,4</sub>	7000	0,044
InAs <sub>0,8</sub> P <sub>0,2</sub>	11100	0,11
HgSe (naparowywane)	4000	0,0135
HgTe (naparowywane)	6200	0,033

## Arsenek indowy

Otrzymywanie czystego InAs przedstawia duże trudności technologiczne. Synteza nie może nastąpić przez bezpośrednie stapianie składników w zwykłym piecu oporowym, gdyż w punkcie topnienia InAs ( $940^{\circ}\text{C}$ ) ciśnienie par arsenu wynosi kilkadziesiąt atmosfer. Stosuje się więc najczęściej metodę absorpcji par arsenu w stopionym indzie. Oczyszczanie materiałów wyjściowych nie jest również technologicznie doskonałe. Chodzi głównie tu o As, który zawiera dość znaczne domieszki S i Se nieusuwalne przy strefowym czyszczeniu. Stąd otrzymywany po strefowym czyszczeniu związek jest typu  $n$ , głównie dzięki zawartości siarki w arsenie. Istnieją sugestie, że związek ten ma strukturę energetyczną oraz niektóre własności fizyczne podobne do InSb. Ruchliwości elektronów i dziur w temperaturze pokojowej są duże, lecz mniejsze niż w InSb. Harman wraz z współpracownikami [29] podają jako maksymalne zaobserwowane wartości:  $\mu_e = 30000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$  oraz  $\mu_d = 240 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$ .

W Przemysłowym Instytucie Elektroniki w Warszawie otrzymywano InAs metodą częściowego topienia pod określonym ciśnieniem par lotnego składnika [30]. Do syntezy używano arsenu i indu o czystościach spektralnych. Koncentracje nośników prądu otrzymanych próbek wahały się w temperaturze pokojowej w granicach  $4,7 \cdot 10^{16}$ — $7,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , zaś ruchliwości ich zawierały się od  $1,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$  do  $2,45 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$ .

Przerwę pasmową oszacowano: a) z pomiarów przewodnictwa w zakresie samoistnym jako  $0,42 \text{ eV}$  oraz b) z pomiarów absorpcji optycznej —  $0,43 \text{ eV}$ . Położenie krawędzi absorpcji optycznej nie zależy prawie od koncentracji domieszek, co świadczyłoby jednak o pewnej różnicy w strukturze pasmowej InAs względem InSb. Masa efektywna elektronu w InAs jest większa niż w InSb, w obszarze temperatur  $293$ — $400^{\circ}\text{K}$  zawiera się w granicach  $(0,05$ — $0,064) m_0$ . Nieznane są dokładnie energie jonizacji donorów i akceptorów w InAs. Związek ten rokuje pewne możliwości zastosowania do hallotronów, zaś o innych jego zastosowaniach niewiele jeszcze można powiedzieć.

## Fosforek indu

Następny związek z grupy III—V, fosforek indu, posiada dość znaczną przerwę pasmową  $134 \text{ eV}$  oraz niewielkie ruchliwości elektronów i dziur. Nie jest on dotychczas atrakcyjny pod względem możliwości zastosowań w technice. O wiele ciekawszymi własnościami charakteryzują się układy roztworów stałych InAs i InP typu  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ . Weiss [31] na podstawie pomiarów stałej Halla i przewodnictwa wyciągnął następujące wnioski:

1. Przerwy energetyczne układów  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$  zmieniają się liniowo ze zmianą składu.
2. Ruchliwości elektronów i dziur zmieniają się ze zmianą składu w sposób ciągły.

3. Zależność ruchliwości od temperatury w wysokich temperaturach jest niezależna od składu.

Ciekawe te własności stwarzają możliwość wytwarzania związków o precyzyjnie kontrolowanych parametrach oraz sugerują, że struktury pasmowe InAs i Inp są podobne.

### Arsenek galu

Najzwyczajszą metodą otrzymywania tego związku jest sublimacja arsenu do galu w temperaturze topnienia GaAs ( $1238^{\circ}\text{C}$ ). Można otrzymywać również kryształy GaAs ze stopu zawierającego nadmiar jednego ze składników przez zmianę prężności par arsenu nad stopioną mieszaniną. Oporność oraz inne własności elektryczne otrzymanych próbek są związane z obecnością domieszek i odstępstw od stechiometrii. Jednakże nie opracowano metody kontroli stopnia czystości kryształów GaAs. Koncentracja czynnych elektrycznie domieszek wynosi ok.  $10^{17}\text{ cm}^{-3}$  nawet po wielokrotnym oczyszczaniu strefowym.

Kołm i inni [32] badali absorpcję podczerwieni GaAs z domieszkami Si, Ge, Sn i Pb, a z krawędzi absorpcji oznaczali zmiany szerokości przerwy energetycznej zależnie od rodzaju domieszki. Okazało się, że obecność Ge zmniejsza przerwę energetyczną o  $0,02\text{ eV}$ , podczas gdy Si, Sn i Pb powiększają ją o  $0,01\text{ eV}$ — $0,02\text{ eV}$ . Z pomiarów  $R$  i  $\sigma$  w funkcji temperatury oznaczono termiczne wartości przerwy w GaAs w temperaturze  $0^{\circ}\text{K}$ . Welker [33] podał wartość ok.  $1,4\text{ eV}$ , zaś z późniejszych pomiarów Whelana i Wheatleya [34] otrzymano  $1,58 \pm 0,05\text{ eV}$ .

Edmond i inni [35] badali domieszkowe pasmo akceptorów w próbkach typu  $p$  i spostrzegli następujące zjawiska:

1) występowanie maksimum na krzywej  $R = f(T)$  w niskich temperaturach i przesuwanie się tego maksimum ze wzrostem koncentracji domieszek w kierunku wyższych temperatur,

2) szybki spadek ruchliwości nośników w próbkach ze wzrostem temperatury.

Autorzy ci [35] zmierzili siłę termoelektryczną w GaAs typu  $p$ , z wartości której wyznaczyli efektywną masę dziur jako  $0,50 m_0$ .

W 1962 r. trzy niezależnie pracujące grupy badaczy uzyskały efekt laserowy w złączach  $p$ - $n$  wykonanych z GaAs—GaP. Półprzewodnikowy laser wykonany z GaAs ma kształt monokrystalicznej płytki o wymiarach  $1\text{ mm}$ . Złącze  $p$ - $n$  stanowi płaszczyznę przechodzącą przez środek próbki i prostopadłą do jej przedniej i tylnej ścianki. Wytworzono je przez dyfuzję cynku będącego domieszką akceptorową do kryształu GaAs. Całkowita powierzchnia złącza wynosi około  $10^{-4}\text{ cm}^2$ . Promieniowanie laserowe wysyłane przez taki kryształ pobudzany mikrosekundowymi impulsami pola elektrycznego nazywa się promieniowaniem rekombinacyjnym, gdyż powstaje ono na skutek rekombinacji elektronów z dziurami. Częstotliwość promieniowania rekombinacyjnego zależy od energii powstającej przy rekombinacji elektronu i dziury. Energia ta jest w przybliżeniu równa szerokości przerwy energetycznej  $\Delta E$ . Eksperyment-

talne badania efektu laserowego w GaAs wykazały, że położenie maksimum energii zależy od koncentracji nośników domieszkowych w kryształach oraz prądu płynącego przez kryształ.

Prowadzone są badania nad uzyskaniem wymuszonej emisji promieniowania w innych nowych półprzewodnikach. W jedynej dotychczasowej monografii na temat laserów [36] wyrażona jest opinia, że materiałami odpowiednimi do budowy laserów ze złączem *p-n* są: InP, GaSb, InAs oraz InSb.

### Antymonek galu

GaSb jest łatwy do otrzymania przez stopienie składników i wyciągnięcie kryształu ze stopionej mieszaniny. Jednakże oczyszczanie go metodą strefową daje słabe wyniki i nawet po wielokrotnym oczyszczaniu związek jest typu *p* z minimalną koncentracją dziur ok.  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

GaSb jest mało zbadany, a dotychczasowe obserwacje nie wykryły szczególnie ciekawych własności. Termiczna przerwa pasmowa otrzymana z pomiarów współczynnika Halla wynosi 0,8 eV w 0°K. Maksymalne ruchliwości elektronów i dziur w temperaturze pokojowej wynoszą odpowiednio: 4000 oraz  $850 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$ .

Long wykazał [37], że w przeciwieństwie do innych zbadanych związków grupy III—V ruchliwość elektronów w GaSb jest niezależna od ciśnienia.

### Antymonek glinu

AlSb jest jednym z obszernej zbadanych związków grupy III—V. Były próby zastosowania tego materiału do produkcji diod mocy i baterii słonecznych ze względu na występowanie fotoprzewodnictwa w widzialnym obszarze widma (stosunkowo szeroka przerwa pasmowa — 1,6 eV).

Ponadto ma on inne zalety jak:

- 1) łatwość otrzymywania monokryształów przez wyciąganie.
- 2) niezbyt wysoka temperatura topnienia: 1060° C,
- 3) niewysoka cena używanych materiałów wyjściowych.

Jednak poważnym mankamentem tego związku jest jego łatwe utlenianie powierzchniowe, które utrudnia obróbkę monokryształów o wysokiej czystości. Próbki polikrystaliczne i zanieczyszczone monokryształy rozsypują się pod wpływem warunków atmosferycznych. Ruchliwość dziur i elektronów w stosunkowo czystych próbkach jest tego samego rzędu i zawiera się w granicach 200—450  $\text{cm}^2/\text{Vsek}$ . Ciekawą cechą jest bardzo duża efektywna masa elektronów 1,8  $m_0$  wyznaczona przez Sasaki [38] z pomiarów termoelektrycznych. Istnieją sugestie, że jest ona spowodowana skomplikowaną strukturą dolnej części pasma przewodnictwa.

Autorka składa serdeczne podziękowanie Panu Profesorowi dr S. Szczeniowskiemu za przeczytanie maszynopisu artykułu i cenne uwagi.

## A Review of the Physical Properties of Some New Semiconductors of the Groups III—V

*Abstract:* This paper contains a comparative collection of the physical properties of some interesting semiconductors of the III—V groups and their application in technology. The data have been gathered from articles published in scientific periodicals and several monographies.

## Literatura

- [1] H. Welker, *Z. Naturforsch.*, **7a**, 744 (1952).
- [2] W. M. Siergiejewa i E. L. Strum, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **27**, 2698 (1957).
- [3] T. Harman, *J. Electrochem. Soc.*, **103**, 128 (1956).
- [4] K. F. Hulme i J. B. Mullin, *J. Electron. Contr.*, **3**, 160 (1957).
- [5] K. F. Hulme, *J. Electron. Contr.*, **5**, 397 (1957).
- [6] K. I. Winogradowa i inni, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **27**, 1976 (1957).
- [7] K. Pataj, *Prace P.I.E.*, **1**, 42 (1962).
- [8] N. B. Hannay, *Semiconductors*, New York 1959.
- [9] J. Kolodziejczyk, *Acta Phys. Polon.*, **20**, 289 (1961).
- [10] E. Burstein, *Phys. Rev.*, **93**, 632 (1954).
- [11] H. Tanenbaum, H. Briggs, *Phys. Rev.*, **91**, 1561 (1953).
- [12] V. Roberts i J. Quarrington, *J. Electronics*, **1**, 152 (1955).
- [13] E. O. J. Kane, *Phys. Chem. Solids*, **1**, 249 (1957).
- [14] O. Madelung, H. Weiss, *Z. Naturforsch.*, **9a**, 527 (1954).
- [15] H. Hrostowski i inni, *Phys. Rev.*, **100**, 1672 (1955).
- [16] T. Harman i inni, *Phys. Rev.*, **98**, 1532 (1955).
- [17] T. Harman i inni, *Phys. Rev.*, **104**, 1562 (1956).
- [18] T. Harman, *Washington Meeting Electrochem. Society*, 1957.
- [19] M. Tanenbaum, J. Maita, *Phys. Rev.*, **91**, 1009 (1953).
- [20] H. Weiss, *Z. Naturforsch.*, **11a**, 131 (1956).
- [21] H. J. Ehrnreich, *Phys. Chem. Solids*, **2**, 131 (1957).
- [22] G. Dresselhas i inni, *Phys. Rev.*, **98**, 556 (1955).
- [23] W. Boyle i A. Breiksford, *Phys. Rev.*, **107**, 903 (1957).
- [24] W. Spitzer i H. Fan, *Phys. Rev.*, **106**, 882 (1957).
- [25] G. Pearson i M. Tanenbaum, *Phys. Rev.*, **90**, 153 (1953).
- [26] H. Weiss, *Z. Naturforsch.*, **8a**, 463 (1953).
- [27] R. F. Broom, *SERL Technical Journal*, **7**, 148 (1957).
- [28] R. F. Broom, *Proc. Phys.*, **71**, 471 (1958).
- [29] T. Harman i inni, *Phys. Rev.*, **104**, 1562 (1956).
- [30] K. Pataj, *Prace PIE*, **2**, 143 (1964).
- [31] H. Weiss, *Z. Naturforsch.*, **12a**, 80 (1957).
- [32] C. Kolm i inni, *Phys. Rev.*, **108**, 965 (1957).
- [33] H. Welker, *J. Electronics*, **1**, 181 (1955).
- [34] J. Whelan, G. Wheatley, *J. Phys. Chem. Solids*, **6**, 169 (1958).
- [35] J. Edmond i inni, *SERL Techn. Journal*, **6**, 123 (1956).
- [36] B. A. Lengyel, *Lasers*, New York—London 1962.
- [37] D. Long, *Phys. Rev.*, **101**, 1256 (1956).
- [38] W. Sasaki i inni, *Phys. Soc. Japan*, **9**, 650 (1954).

*Franciszek Kaczmarek*

Uniwersytet Adama Mickiewicza  
Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Poznań

## Podwójny rezonans elektronowo-jądrowy

### 1. Wstęp

Metoda podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego (skrót: *ENDOR* = *Electron Nuclear Double Resonance*) zapoczątkowana i rozwinięta głównie przez Fehera [1—3] polega na równoczesnym wytworzeniu w substancji paramagnetycznej obu rezonansów magnetycznych, elektronowego i jądrowego. W stałym polu magnetycznym o natężeniu około 3 kOe rezonans jądrowy zachodzi wówczas, gdy zmienne pole magnetyczne posiada częstotliwość kilkudziesięciu MHz, natomiast rezonans elektronowy — gdy częstotliwość zmian pola wynosi około  $10^{10}$  Hz (pasmo mikrofalowe  $X$ ).

Częstotliwość rezonansowa jest oczywiście zależna od natężenia pola magnetycznego, w którym znajduje się nieskompensowany elektron paramagnetyka. Pole to jest sumą pola zewnętrznego oraz pola lokalnego. Pole lokalne, pochodzące od sąsiednich elementarnych dipoli magnetycznych, zależy od symetrii układu krystalograficznego paramagnetyka oraz od wielkości dipoli magnetycznych. Pole to nie musi być jednakowe dla wszystkich nieskompensowanych elektronów. W przypadku różnych pól lokalnych częstotliwość rezonansowa jest różna dla różnych grup elektronów (*spin packets*). Przy ustalonej częstotliwości  $\omega$  rezonują zatem tylko te grupy elektronów, dla których spełniony jest warunek rezonansu. Inne grupy spinów pozostają w zasadzie niezakłócone. Jeżeli w różnych częściach próbki paramagnetycznej panują różne pola lokalne, wtedy sygnał absorpcyjny elektronowego rezonansu paramagnetycznego (*ERP*)<sup>1</sup> przedstawia bardzo rozmytą krzywą rezonansową, której szerokość połowkowa wynosi setki oerstedów, jak na przykład dla zabarwionego kryształu fluorku litu.

Załóżmy, że przedmiotem obserwacji jest sygnał *ERP* przy ustalonym zewnętrznym polu magnetycznym oraz stałej częstotliwości drgań pola mikrofalowego. Załóżmy ponadto, że osiągnięty został stan nasycenia. Stan ten polega na wyrównaniu obsadzenia obu poziomów energetycznych elektronu, górnego

<sup>1</sup> Obszerny artykuł J. Stankowskiego na temat elektronowego rezonansu paramagnetycznego ukazał się w *Postęпах Fizyki* 16, 325 (1965).



i dolnego, i występuje wówczas, gdy dostarczona do paramagnetyka energia pola mikrofalowego jest dostatecznie duża. Nasylenie powoduje znaczne zmniejszenie sygnału absorpcyjnego. Ponieważ stan nasycenia osiąga tylko określona grupa spinów spełniająca warunki rezonansu, w krzywej absorpcyjnej pojawia się w punkcie odpowiadającym częstości  $\omega$ , tzw. dziura oznaczająca zmniejszenie sygnału *ERP*. Załóżmy dalej, że przyłożone zostało dodatkowe pole zmienne  $H_{rf}$  o częstości radiowej, prostopadle do stałego pola magnetycznego  $H_0$  oraz prostopadle do pola mikrofalowego  $H_1$ . Niech pole  $H_{rf}$  spełnia warunki rezonansu dla jednakowych spinów jądrowych z najbliższych otoczeń nieskompensowanych elektronów tworzących tę samą grupę spinową. Przejścia kwantowe spinów jądrowych wskutek sprzężenia ze spinami elektronowymi mogą spowodować przejścia spinów elektronowych w niższe stany energetyczne, a więc zmniejszać istniejący uprzednio stan nasycenia. Zjawisko to prowadzi w efekcie do wzrostu obserwowanego sygnału *ERP*. W przypadku pełnego nasycenia w zjawisku *ERP*, tzn. gdy liczba spinów w położeniu antyrównoległym do stałego pola  $H_0$  równa się liczbie spinów w położeniu równoległym, sygnał absorpcyjny *ERP* znika całkowicie. Zasada podwójnego rezonansu polega więc na obserwacji wzrostu sygnałów *ERP* wywołanych rezonansem jądrowym. Zmieniając częstość drgań pola o częstości radiowej z odpowiednią prędkością (tzw. *sweep*<sup>2</sup> pola) można obserwować kolejno rezonanse grup jednakowych spinów jądrowych otaczających nieskompensowany elektron. Umożliwia to z kolei obliczanie stałych oddziaływania wzajemnego typu spin-jądrowo, czyli tzw. stałych struktury nadsubtelnej. Zdolność rozdzielczą metody *ENDOR* jest o kilka rzędów wielkości większa od zdolności rozdzielczej w zjawisku prostego rezonansu paramagnetycznego elektronowego.

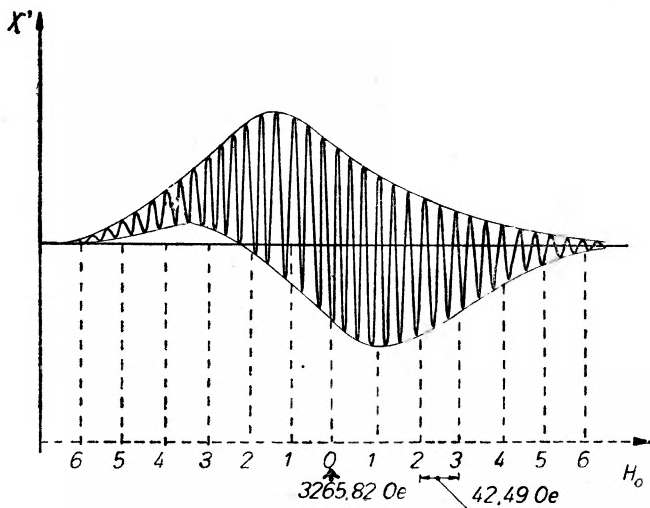
## 2. Struktura nadsubtelna linii w zjawisku *ERP*

Linie absorpcyjne lub dyspersyjne *ERP* wykazują bardzo często strukturę złożoną, wskazującą na obecność w obszarze głównej linii wielu linii pobocznych. Dla przykładu podano na rys. 1 linię dyspersyjną LiF otrzymaną przez Holtona i Bluma [4] za pomocą spektrometru o dużej zdolności rozdzielczej. Występuje w niej 36 wyraźnie dających się odróżnić od siebie linii tzw. struktury nadsubtelnej. Przyczyną istnienia tej struktury jest oddziaływanie wzajemne pomiędzy nieskompensowanym elektronem a jądrami z jego najbliższego otoczenia.

Jako następny przykład weźmy pod uwagę kryształ KCl zawierający tzw. *F*-centra. Centra te będziemy nazywali również *F*-elektronami. W otoczeniu każdego nieskompensowanego elektronu w tym kryształku znajduje się 6 najbliższych jąder potasu, każde o spinie  $I = 3/2$ . Sumaryczny spin tego otoczenia będzie więc wynosił 9. Stąd, w zewnętrznym polu magnetycznym  $H_0$

<sup>2</sup> Wyraz *sweep* oznacza zmianę pola magnetycznego o pewną ustaloną wartość.

rzuty  $I$  na kierunek  $H$  oznaczone symbolem  $M_I$  wynoszą:  $-9, -8 \dots 0, \dots +8, +9$ . Razem mamy tu  $(2I+1)$  rzutów, a więc 19. Struktura linii KCl wskazuje istotnie na istnienie 19 pobocznych linii pojawiających się w obszarze linii głównej. Jeśli nieskompensowany elektron znajduje się w otoczeniu wielu jąder o dużym spinie, wówczas struktura nadsubtelna jest jeszcze bardziej



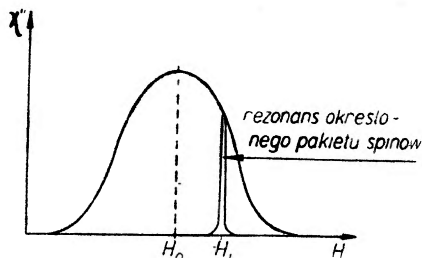
Rys. 1. Linie rezonansowe  $F$ -elektronu w kryształach LiF. Stałe pole magnetyczne  $H_0$  było równoległe do kierunku  $[1,1,1]$ . Średnia odległość między liniami struktury nadsubtelnej wynosi  $14,7 \text{ Oe}$

złożona. Strukturę nadsubtelną linii widmowych bada się za pomocą spektrometrów mikrofalowych o dużej zdolności rozdzielczej oraz dużej czułości. Znacznie lepsze wyniki uzyskuje się jednak za pomocą metody *ENDOR*, która pozwala śledzić strukturę nadsubtelną linii *ERP* niejednorodnie poszerzonych z dokładnością przewyższającą o kilka rzędów dokładność normalnego *ERP*.

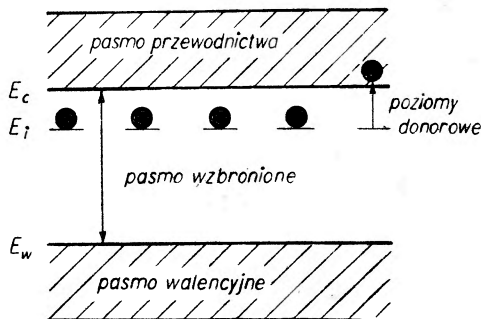
### 3. Model Fehera podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego (*ENDOR*)

W roku 1953 Overhauser [5] zaproponował metodę podwójnego rezonansu do polaryzacji jąder metali. Pomysł Overhausera wykorzystał Feher [1—3] do opracowania oryginalnej metody podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego. Metoda *ENDOR* może znaleźć zastosowanie we wszystkich tych przypadkach, gdy złożone linie *ERP* wykazują niejednorodne poszerzenie. O linii niejednorodnie poszerzonej mówi się wtedy, jeżeli w różnych miejscach badanego paramagnetyka panują różne pola lokalne, a zjawisko rezonansu przy ustalonym polu zewnętrznym zachodzi tylko dla określonej grupy spinów (rys. 2).

Objasnimy teraz metodę *ENDOR* na przykładzie elektronów donorowych w półprzewodniku. Weźmy pod uwagę elektron donorowy w krzemie (rys. 3). Załóżmy, że stałe pole magnetyczne  $H_0$  posiada taką wartość, że odpowiada ona środkowi linii *ERP* elektronów donorowych. Przyłożmy teraz prostopadle do  $H_0$  oraz także prostopadle do pola mikrofalowego sygnał o częstotliwości radiowej. Natężenie pola mikrofalowego zostaje następnie zwiększone do takiej wartości,



Rys. 2. Linia absorpcyjna *ERP* niejednorodnie poszerzona. W polu o natężeniu  $H_1$  rezonuje tylko określony pakiet spinów

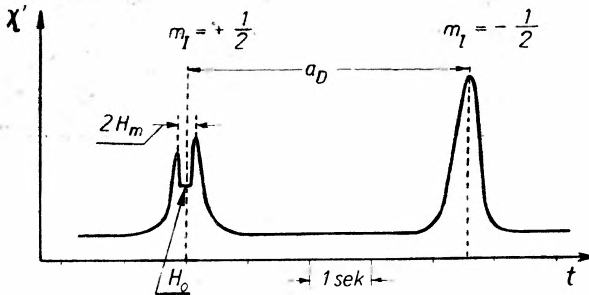


Rys. 3. Schemat struktury energetycznej elektronów donorowych w krzemie.  $E_w$ ,  $E_d$ ,  $E_c$  oznaczają odpowiednio: maksymalną energię elektronu walencyjnego, energię elektronu donorowego i minimalną energię elektronu przewodnictwa

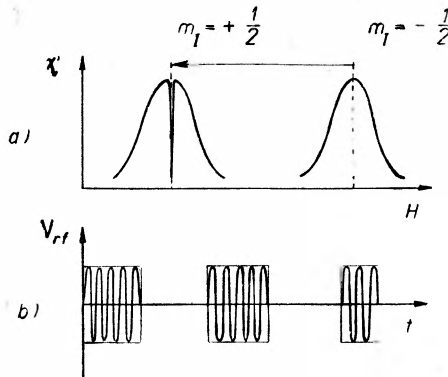
aby w zjawisku *ERP* wystąpił stan nasycenia. Sygnał *ERP* zmniejsza się (rys. 4). Gdyby oba poziomy, górny i dolny, posiadały dokładnie jednakowe obsadzenie, wówczas sygnał *ERP* spadłby do zera. Z rys. 4 widać, że osiągnięty w doświadczeniu Fehera stan nasycenia nie był całkowity. Ponieważ linia rezonansowa *ERP* elektronów donorowych w krzemie jest niejednorodnie poszerzona, zatem inne pakiety spinów pozostają niezakłócone, jak to wyraźnie widać na rys. 4. Pole modulatoryjne dookoła  $H_0$  wynosiło  $H_M \cos \omega_M t$ , przy czym  $\nu = 100$  Hz. W linii rezonansowej została „wypalona” dziura o szerokości  $2H_M \approx 1,5$  Oe. Pakiety spinów wskutek rezonansu jądrowego zostają przetrzucane ze stanu  $m_I = -1/2$  do stanu  $m_I = +1/2$ , czyli określając proces ten bardziej obrazowo, wypełniają dziurę w linii lewej, a więc przyczyniają się do zwiększenia sygnału *ERP*.

Inny sposób pomiaru sygnałów *ENDOR* zaproponował Strandberg [6]. Obrazowo sposób ten można opisać jako proces „wypalania” bardzo wąskiej

dziury w środku linii rezonansowej. W metodzie tej nie stosuje się modulacji stałego pola magnetycznego, lecz modulację pola o częstotliwości radiowej. Natężenie stałego pola magnetycznego  $H_0$ , podobnie jak poprzednio, ustala się w ten sposób, aby odpowiadało ono środkowi linii rezonansowej *ERP*. Pole o częstotliwości radiowej wywołujące *JRP* jest modulowane amplitudowo z czę-



Rys. 4. Ilustracja niejednorodnego poszerzenia linii *ERP* krzemu z domieszką fosforu ( $5 \cdot 10^{16}$  P/cm<sup>3</sup>).  $T = 1,25^\circ\text{K}$ . Środek linii  $m_I = \sqrt{+1/2}$  został nasycony przed zapisem obu linii. W technice *ENDOR* ustala się pole magnetyczne, a następnie dodatkowe pole magnetyczne o częstotliwości radiowej „przerzuca” spiny z położenia  $m_I = \sqrt{-1/2}$  do położenia  $m_I = \sqrt{+1/2}$  wypełniając „wypaloną” nasyceciem dziurę w linii  $m_I = \sqrt{+1/2}$  (Feher [11])



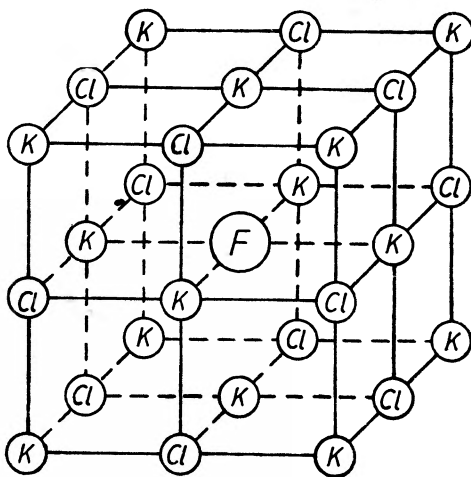
Rys. 5. Metody badania sygnałów *ENDOR* przy pomocy pola magnetycznego o częstotliwości radiowej modulowanego w 100% amplitudowo

stością około 50 Hz (rys. 5). Do tej częstotliwości modulacyjnej przystosowany jest wzmacniacz rezonansowy sygnałów *ENDOR* oraz detektor fazowy, który otrzymuje sygnał referencyjny z generatora modulacyjnego. Z uwagi na to, że pole magnetyczne jest ustalone, w zjawisku rezonansu biorą udział tylko te pakiety spinów, które spełniają warunki rezonansu dla pola  $H_0$ . W metodzie Fehera natomiast rezonowały te pakiety spinów, dla których warunki rezonansowe spełnione były w obszarze pola  $H_0 \pm \Delta H$ , gdzie  $\Delta H$  jest amplitudą pola modulacyjnego. Metoda modulacji pola o częstotliwości radiowej daje większą zdolność rozdzielczą niż metoda modulacji pola magnetycznego.

#### 4. Zastosowanie metody ENDOR

##### 4.1. Badania centrów barwnych w kryształach halogenków potasowca

Centra barwne w kryształach jonowych zostały między innymi bardzo obszernie opisane w artykule Seitza [7] oraz w monografii *Solid State Physics* [8]. Przedstawimy tu metodę ENDOR na przykładzie centrów barwnych typu  $F$  w kryształach KCl. Centra barwne otrzymuje się przez wygrzewanie przezroczystych kryształów KCl w atmosferze par potasu. Potas o temperaturze



Rys. 6.  $F$ -elektron jest to elektron schwytyany w lukę po jonie ujemnym. Na rysunku przedstawiono komórkę elementarną KCl

około  $800^{\circ}\text{C}$  znajduje się w specjalnym piecu poniżej kryształu. Kryształ natomiast posiada temperaturę niższą, wynoszącą około  $400^{\circ}\text{C}$ . Proces wygrzewania, w którym atomy potasu dyfundują do wnętrza kryształu, trwa wiele godzin. Inną metodą otrzymywania centrów barwnych jest bombardowanie kryształu promieniami  $X$  lub  $\beta$ . Kryształ zawierający  $F$ -centra przyjmuje barwę niebieską, której intensywność zależy od ilości centrów barwnych w jednostce objętości. Typowe koncentracje centrów barwnych wahają się dookoła liczby  $10^{18}/\text{cm}^3$ . Obecnie przyjmuje się, że centrum  $F$  stanowi elektron schwytyany w lukę po jonie ujemnym (rys. 6). Liczbę centrów barwnych wyznacza się metodą spektrofotometryczną albo przy pomocy ERP. W najbliższym otoczeniu  $F$ -elektronu znajduje się 6 jąder potasu o spinie  $3/2$ . Stanowią one tzw. pierwszą powłokę jąder otaczającą ten elektron. Następne, dalsze powłoki jąder utworzone są na przemian z jąder chloru i potasu. Oddziaływanie nieskompensowanego elektronu tworzącego centrum  $F$  z jądrami położonymi na dalszych powłokach jest niezmiernie trudne do wykrycia albo też zupełnie niewykrywalne przy pomocy normalnego zjawiska ERP.

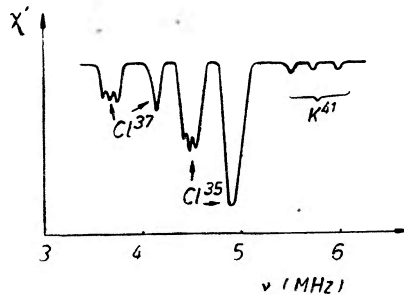
Hamiltonian spinowy zdający sprawę z oddziaływania wzajemnego  $F$ -elektronu z otoczeniem magnetycznych dipoli jąder podany został przez Abragama i Pyrcze'a [9]. Przyjmijmy, że pole krystaliczne jest osiowo symetryczne. Oś symetrii poprowadzona jest w taki sposób, że przechodzi ona przez  $F$ -elektron oraz przez oddziałujące z tym elektronem jądro. Obliczona na podstawie tego hamiltonianu energia przejścia kwantowego w zjawisku *ENDOR* wyraża się następującym wzorem:

$$h\nu_a = \pm g_{N_a} \mu_{N_a} H_0 + \frac{1}{2} [a_a + b_a (3 \cos^2 \Theta - 1)] + Q'_a (3 \cos^2 \Theta - 1) (m_a - \frac{1}{2}), \quad (1)$$

gdzie  $\Theta$  oznacza kąt między wymienioną wyżej osią a kierunkiem pola magnetycznego,  $m$  jest górną wartością dla przejścia  $\Delta m = \pm 1$ , natomiast  $a$ ,  $b$  i  $Q'_a$  stałymi określonymi w następujący sposób:

$$\begin{aligned} a &= \frac{16\pi}{3} \frac{\mu_e \mu_{I_a}}{I_a} |\Psi_a(0)|^2, \\ b &= \frac{\mu_e \mu_{I_a}}{I_a} \left\langle \frac{3 \cos^2 \Theta - 1}{r_{F_a}^3} \right\rangle, \\ Q'_a &= \frac{3eQ_{I_a}}{4I_a(I_a - 1)} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_a. \end{aligned} \quad (2)$$

$\Psi$  jest funkcją falową  $F$ -elektronu. Początek układu współrzędnych, w którym określona jest ta funkcja wybieramy w miejscu, gdzie znajduje się rozpatrywane



Rys. 7. Oddziaływanie  $F$ -elektronu w kryształach KCl z najbliższymi jonami chloru i potasu. Pole magnetyczne było równoległe do kierunku  $[1,0,0]$ . Koncentracja  $F$ -elektronów wynosiła  $2 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ .  $T = 1,2^\circ \text{K}$ .

jądro  $a$ . W ten sposób znajomość stałej struktury nadsubtelnej  $a$  pozwala nam określić wartość funkcji falowej w odległości  $r_{F_a}$  od  $F$ -elektronu.  $Q'_{I_a}$  jest momentem kwadrupolowym jądra, a  $V$  oznacza potencjał pola krystalicznego,  $\mu_e$  i  $\mu_I$  oznaczają odpowiednio momenty magnetyczne elektronu i jądra. Dzieląc obustronnie równanie (1) przez  $h$  otrzymujemy wartości stałych  $a$ ,  $b$  i  $Q'$  w jednostkach częstości.

Wyniki pomiarów Fehera [3] dla kryształu KCl podane są na rys. 7. Kryształ KCl był bombardowany elektronami o energii około 1 MeV. Wy-



tworzona w ten sposób liczba centrów barwnych wynosiła  $2 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ . Próbkę KCl umieszczono we wnętrzu komory rezonansowej oziębionej do temperatury  $1,2^\circ\text{K}$ . Oziębienie kryształu stosuje się w celu powiększenia czasów relaksacji  $F$ -elektronu, a więc dla obniżenia wartości energii mikrofalowej koniecznej do uzyskania stanu nasycenia w zjawisku *ERP*. Pomiaru linii *ENDOR* zostały wykonane za pomocą spektrometru pracującego w pasmie  $X$ . Częstość mikrofalowa wynosiła  $9000\text{ MHz}$ , a stałe pole magnetyczne miało wartość około  $3000\text{ Oe}$ . Na podstawie uzyskanych linii *ENDOR* Feher obliczył następujące wartości stałych  $a$ ,  $b$  i  $Q'$ :

$$a/h = 21,6\text{ MHz}, \quad b/h = 0,95\text{ MHz}, \quad Q'/h = 0,20\text{ MHz}$$

dla jąder  $^{39}\text{K}$ , które stanowią najbliższe otoczenie  $F$ -elektronu, oraz

$$a/h = 7,0\text{ MHz}, \quad b/h = 0,50\text{ MHz}, \quad Q'/h \cong 0$$

dla jąder  $^{35}\text{Cl}$ , stanowiących drugą najbliższą powłokę. Jak widać największą wartość posiada człon struktury nadsubtelnej  $a$ . Wstawiając wartość liczbową  $a$  do równania (2) można obliczyć wartość funkcji falowej  $F$ -elektronu.

Doświadczenie Fehera zostało wkrótce powtórzone przez Seidla i Wolfa [10]. Zjawisko *ENDOR* obserwowano w tym przypadku w KCl o temperaturze pokojowej. Okazało się bowiem, że czas relaksacji typu spin-siatka, który dla zabarwionego kryształu KCl (liczba centrów barwnych:  $10^{18}/\text{cm}^3$ ) wynosi około  $10^{-5}$  sek, w temperaturze pokojowej jest dostatecznie duży, by można było uzyskać stan nasycenia przy użyciu powszechnie stosowanych klistronów o mocy kilkunastu mW.

Przez odpowiednie zorientowanie kryształu KCl względem stałego pola magnetycznego  $H_0$ , można sprowadzić równanie (1) do prostszej postaci. W kryształach o symetrii sześcienniej człon  $(3 \cos^2\theta - 1)$  znika, gdy pole  $H_0$  tworzy kąt około  $35^\circ$  z kierunkiem  $[1,0,0]$ . Równanie (1) ma wtedy następującą postać:

$$h\nu_a = \pm g_{N_a} \mu_{N_a} H_0 + \frac{1}{2} a_a. \quad (1')$$

Seidel i Wolf uzyskali wyniki zgodne z wynikami Fehera. W doświadczeniach tych autorów kryształ KCl barwiony był metodą chemiczną. Otrzymane w ten sposób centra barwne są znacznie trwalsze, niż otrzymane metodą bombardowania elektronami lub naświetleniem promieniami  $X$ .

Przytoczymy tu jeszcze bardzo szczegółowe i dokładne wyniki pomiarów otrzymane przez Holtona i Bluma [4] dotyczące oddziaływania nadsubtelnego  $F$ -elektronu z jądrami otoczenia w różnych kryształach jonowych. Holton i Blum stosowali bardzo czuły spektrometr typu superheterodynowego pracujący w pasmie  $X$ . Stabilizacja częstości drgań klistronu tego spektrometru wynosiła  $2,5 : 10^8$ , czyli dewiacja częstości nie przekraczała  $250\text{ Hz}$ . Wszystkie pomiary wykonano w temperaturze  $1,3^\circ\text{K}$ . Ważniejsze wyniki tych pomiarów podane są w tablicy I.

Tablica I  
Wyniki pomiarów stałych struktury nadsubtelnej linii *ERP*

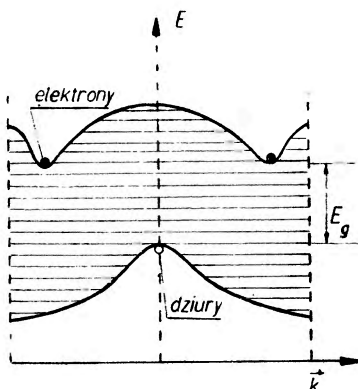
Rodzaj kryształu	Nr powłoki	Kie-runek	Jądro	Odległość [Å]	$a/h$ [MHz]	$b/h$ [MHz]
NaF	1	[1,0,0]	<sup>23</sup> Na	2,31	105,6 ± 0,8	—
	2	[1,1,0]	<sup>19</sup> F	3,28	61,6	—
	3	[1,1,1]	<sup>23</sup> Na	4,02	1,28 ± 0,04	0,68 ± 0,08
	4	[2,0,0]	<sup>19</sup> F	4,62	0,9 ± 0,1	0,63 ± 0,1
	6	[2,1,1]	<sup>19</sup> F	5,66	< 0,94	—
	8	[2,2,0]	<sup>19</sup> F	6,55	0,9 ± 0,04	0,65 ± 0,02
NaCl	1	[1,0,0]	<sup>23</sup> Na	2,81	61,5 ± 0,5	3,1 ± 0,3
	2	[1,1,0]	<sup>35</sup> Cl	3,98	12,5 ± 0,01	0,96 ± 0,01
LiF	1	[1,0,0]	<sup>7</sup> Li	2,01	39,06 ± 0,02	3,20 ± 0,01
	2	[1,1,0]	<sup>19</sup> F	2,85	105,94 ± 0,02	14,96 ± 0,02
	3	[1,1,1]	<sup>7</sup> Li	3,50	0,5 ± 0,01	0,68 ± 0,02
	4	[2,0,0]	<sup>19</sup> F	4,02	0,48 ± 0,01	1,12 ± 0,01
	5	[2,1,0]	<sup>7</sup> Li	4,50	0,27 ± 0,01	0,28 ± 0,01
	6	[2,1,1]	<sup>19</sup> F	4,93	0,88 ± 0,01	0,69 ± 0,01
	8	[2,2,0]	<sup>19</sup> F	5,69	1,34 ± 0,01	0,56 ± 0,01
	LiCl	1	[1,0,0]	<sup>7</sup> Li	2,57	19,1 ± 0,1
2		[1,1,0]	<sup>35</sup> Cl	3,66	11,24 ± 0,15	0,90 ± 0,05
6		[2,1,1]	<sup>35</sup> Cl	6,30	0,2	< 0,03
KCl	1	[1,0,0]	<sup>39</sup> K	3,14	20,6	0,91
	2	[1,1,0]	<sup>35</sup> Cl	4,46	6,9	0,5
KBr	1	[1,0,0]	<sup>39</sup> K	3,29	18,18 ± 0,1	0,77 ± 0,1
	2	[1,1,0]	<sup>81</sup> Br	4,65	42,2 ± 0,2	2,4 ± 0,2

#### 4.2. Badanie funkcji falowych elektronów donorowych w półprzewodnikach

Badania funkcji falowych elektronów donorowych w stanie podstawowym w półprzewodnikach metodą *ENDOR* zapoczątkował Feher [11, 12]. Umożliwiły one określenie stałej struktury nadsubtelnej oddziaływania wzajemnego pomiędzy elektronem donorowym a jądrami krzemu (<sup>29</sup>Si) położonymi w różnych miejscach sieci krystalicznej. Krzem zawierał domieszki fosforu, arsenu lub antymonu. Stężenie atomów domieszek wynosiło około  $5 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ . Feher stosował spektrometr pracujący w pasmie  $X$  ( $\nu \cong 9000$  MHz) i badał zarówno krzywe dyspersyjne, jak i absorpcyjne sygnału *ERP* lub *ENDOR*. Wszystkie pomiary wykonane zostały w temperaturze 1,25°K. Sygnały *ERP* lub *ENDOR* obserwowano w warunkach szybkiego przejścia adiabaticznego. Przejście to określa się w następujący sposób [13]: czas pomiędzy kolejnymi cyklami pola modulacyjnego jest krótki w porównaniu z czasem relaksacji spin-siatka, pakiet spinowy nie zmienia się więc w ciągu tego czasu. Ponadto

zmiana stałego pola magnetycznego (tzw. *sweep* pola) jest na tyle powolna, że namagnesowanie nadąża za polem efektywnym  $H_0 - \omega\gamma + H_1$ . Feher stosował modulację pola magnetycznego z częstotliwością 100 Hz. Amplituda tego pola była mała i wynosiła około 1,5 Oe. Otrzymane krzywe sygnałów *ERP* należy zatem scałkować, aby uzyskać ostateczną postać dyspersji lub absorpcji, bowiem sygnał *ERP* jest proporcjonalny do nachylenia krzywej rezonansowej. Dobroć stosowanej przez Fehera wnęki rezonansowej wynosiła około 5000.

Przypomnijmy tu pokrótce niektóre własności półprzewodników, ze szczególnym uwzględnieniem krzemu zawierającego domieszki atomów piątej grupy (np. P, As, Sb). Rozważmy prosty model półprzewodnika typu *n*. Jego struktura pasmowa przedstawiona jest na rys. 3. Poziomy donorowe leżą w pasmie



Rys. 8. Wykres energii elektronu donorowego w krzemie w zależności od wektora falowego  $\vec{k}$ .  $E_g$  oznacza minimalną różnicę między energią elektronu i energią dziury

wzbronionym i mają energię  $E_i$ . Jeden z nich, dla przykładu, pokazano w stanie zjonizowanym. Proces jonizacji spowodował powstanie jednego elektronu w pasmie przewodnictwa. Każdy atom domieszki powoduje powstanie jednego elektronu donorowego. Przyjmuje się, że elektron ten porusza się w polu ładunków dodatnich [14], w którym stała dielektryczna jest stosunkowo duża i dla krzemu wynosi około 12. Promień orbity tego elektronu jest rzędu kilku przeciętnych promieni atomu, a siły oddziaływania wzajemnego elektronu z atomem donorowym nie są zbyt duże. Zakładając dla jego ruchu model Bohra i uwzględniając masę efektywną elektronu donorowego, otrzymuje się promień tej orbity w krzemie równy 6,4 Å.

W teorii pasmowej półprzewodników energię elektronu donorowego wyraża się jako funkcję wektora falowego  $\vec{k}$ :  $E = E(\vec{k})$ . Masa efektywna elektronu donorowego w krzemie jest wielkością tensorową. Jeżeli tensor ten zostanie poddany procesowi diagonalizacji, wówczas można obliczyć składowe masy efektywne w trzech kierunkach głównych: *x*, *y* i *z*. Masę efektywną oblicza się zwykle za pomocą zjawiska rezonansu cyklotronowego. Zmiana energii elektronu donorowego w krzemie w kierunku [1,0,0] ma postać przedstawioną na rys. 8. Minimum energii nie występuje dla  $k = 0$ , lecz dla pewnej wartości

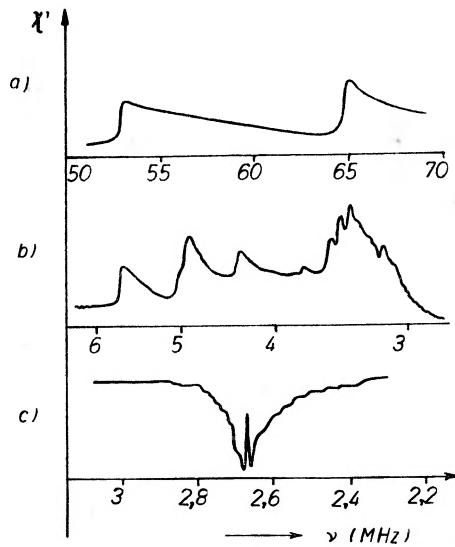
$k = k_0$ . W ogólności obserwuje się sześć takich minimów, po dwa w każdym z kierunków głównych. Z pomiarów sygnałów *ENDOR* elektronów donorowych w krzemie można obliczyć wartość stosunku  $k_0/k_{\max}$ , wartości stałych oddziaływania nadsubtelnego ( $a_D$ ) pomiędzy elektronem a jądrem donorowym oraz jądrami krzemu ( $a_i$ ), a także stałą sprzężenia dipolowego ( $b_i$ ). Stałe te określone są następującymi wzorami:

$$a_D = \frac{16\pi}{3} \frac{\mu_D \mu_e}{I_D} |\Psi(0)|^2,$$

$$a_i = \frac{16}{3} \frac{\mu_{Si} \mu_e}{I_{Si}} |\Psi(\vec{r}_i)|^2,$$

$$b_i = \frac{1}{2} g \mu_B \frac{\mu_{Si}}{I_{Si}} \left\langle \frac{3 \cos^2 \varphi - 1}{(\vec{r} - \vec{r}_i)^3} \right\rangle,$$
(3)

gdzie  $r_i$  oznacza odległość pomiędzy elektronem donorowym a danym jądrem krzemu,  $\mu_B$  — magneton Bohra,  $\mu_D$  i  $\mu_{Si}$  — momenty dipolowe jądra dono-



Rys. 9. Zmiany sygnałów *ERP* (*ENDOR*) elektronów donorowych w krzemie wywołane polem magnetycznym o częstotliwości radiowej.  $T = 1,25^\circ \text{K}$ . Stałe pole magnetyczne wynosiło około 3000 Oe. Rysunek 9a ilustruje oddziaływanie wzajemne elektronu donorowego z jądrem donorowym, 9b — z jądrami  $^{29}\text{Si}$  położonymi w różnych miejscach sieci, ale stanowiących najbliższe otoczenie elektronu donorowego, 9c — z jądrami  $^{29}\text{Si}$  położonymi nieco dalej od tego elektronu

rowego i jąder krzemu. Nie będziemy tutaj opisywali szczegółowo, w jaki sposób, na podstawie odpowiednich sygnałów *ENDOR*, oblicza się wartości tych stałych (patrz Feher [11]). Dla przykładu podamy jedynie zapis kilku linii sygnałów *ENDOR* otrzymanych dla krzemu z domieszką fosforu (rys. 9). Wartości liczbowe niektórych stałych wymienionych wyżej podane są w tab-

licy II. Funkcja falowa  $|\Psi(0)|^2$  obliczona została w miejscu, w którym znajduje się odpowiednie jądro donorowe.

Tablica II

Stałe struktury nadsubtelnej linii *ERP* oraz wartości funkcji falowych dla krzemu z domieszką fosforu

Donor	$a_D$ [MHz]	$ \psi(0) ^2$ [cm <sup>-3</sup> ]
<sup>121</sup> Sb	$186,802 \pm 0,005$	$1,18 \cdot 10^{24}$
<sup>123</sup> Sb	$101,516 \pm 0,004$	$1,18 \cdot 10^{24}$
<sup>31</sup> P	$117,53 \pm 0,02$	$0,43 \cdot 10^{24}$
<sup>76</sup> As	$198,35 \pm 0,02$	$1,73 \cdot 10^{24}$

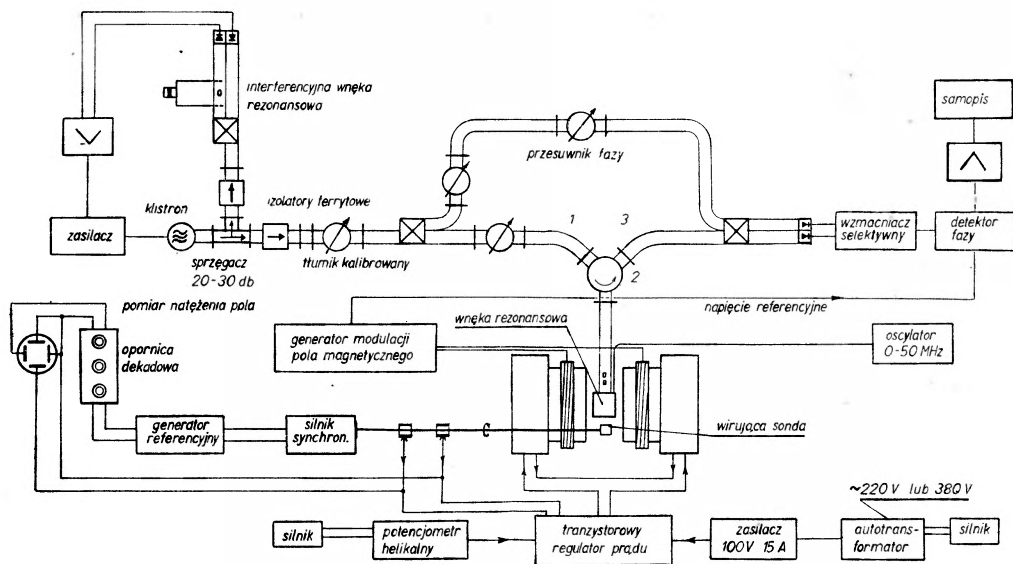
Metoda *ENDOR* jest na tyle czuła, że umożliwia śledzenie oddziaływania nadsubtelnego elektronu donorowego, nie tylko z jego najbliższym otoczeniem, ale również z dalszymi węzłami sieci (jądrami). Z tego powodu liczba linii *ENDOR* jest duża i trudna do rozszyfrowania. W obrębie komórki elementarnej krzemu, której bok wynosi 5,43 Å, stałe struktury nadsubtelnej wahają się od wartości 7,72 MHz (dla arsenu), 5,96 MHz (dla fosforu) i 6,20 MHz (dla antymonu) do wartości odpowiednio równych: 1,6, 2,0 i 1,1 MHz. Feher otrzymał też wartość stosunku  $k_0/k_{\max}$  określającego położenie pierwszego minimum energii elektronu donorowego w przestrzeni  $\vec{k}$ . Wartość ta dla krzemu wyniosła  $0,85 \pm 0,03$ . Warto tu zwrócić uwagę, że stała  $g$  dla elektronów w pasmie przewodnictwa, obliczona w zjawisku *ERP*, wynosi  $1,99875 \pm 0,0001$ . Różnica pomiędzy tym czynnikiem a czynnikiem  $g$  dla elektronu donorowego jest rzędu  $10^{-4}$ .

## 5. Aparatura do badania zjawiska *ENDOR*

Do badania zjawiska *ENDOR* używa się w zasadzie standardowego spektrometru mikrofalowego. Wnękę rezonansową tego spektrometru wykonuje się jednak w taki sposób, aby możliwe było wywołanie w jej wnętrzu dodatkowego pola magnetycznego o częstotliwości radiowej. Spektrometr winien być przystosowany do badania absorpcji względnie dyspersji. Pracuje on w pasmie  $X$  ( $\nu \cong 10^{10}$  Hz) albo w pasmie  $K$  ( $\nu \cong 2 \cdot 10^{10}$  Hz).

Opiszemy tu nieco dokładniej spektrometr mikrofalowy do badania *ENDOR* zbudowany w laboratorium Strandberga [15]. Spektrometr ten pracuje w pasmie  $X$  i może być bardzo łatwo dostosowany zarówno do badania krzywej absorpcyjnej, jak i dyspersyjnej sygnałów *ERP*. Próbką paramagnetyczną znajdującą się we wnętrzu komory rezonansowej zmienia dość znacznie jej dobroć oraz częstotliwość rezonansową. Za zmianę dobroci komory odpowiedzialna jest składowa  $\chi''$  podatności magnetycznej, natomiast przesunięcie częstotliwości rezonansowej powoduje składowa rzeczywista  $\chi'$  podatności magnetycznej.

Obie składowe  $\chi'$  i  $\chi''$  zmieniają współczynnik odbicia mikrofal od wnęki rezonansowej, połączonej poprzez otwór sprzęgający z falowodem spektrometru. Aby można było badać oddzielnie składową  $\chi'$  bądź też składową  $\chi''$ , należy odpowiednio stabilizować częstotliwość drgań klustronu zasilającego cały spektrometr. Możliwe są tu dwa sposoby tej stabilizacji. Pierwszy z nich polega na stabilizacji drgań klustronu względem stałej i bardzo stabilnej częstotliwości drgań własnych wzorcowej wnęki rezonansowej. W drugiej metodzie częstotliwość drgań klustronu zmienia się dokładnie tak samo jak częstotliwość drgań komory rezonansowej,



Rys. 10. Schemat kompletnego spektrometru mikrofalowego do badania ENDOR, zbudowanego przez Strandberga [15]

w której znajduje się próbka paramagnetyczna. W pierwszym przypadku możliwy jest pomiar składowej dyspersyjnej sygnału ERP, w drugim — składowej absorpcyjnej tego sygnału.

Schemat kompletnego spektrometru podany jest na rys. 10. Stałe pole magnetyczne wytworzone jest za pomocą dwóch zwojnic, które złożone są zwykle z kilku oddzielnych segmentów. Prąd elektromagnesu stabilizowany jest za pomocą dużych tranzystorów mocy. Stabilizacja ta odbywa się automatycznie, poprzez ciągłe porównywanie SEM specjalnej, wirującej w polu (z prędkością około 1800 obr/min) sondy z SEM małego generatora referencyjnego. Generator referencyjny umieszczony jest na tej samej osi, co wirująca sonda. Napięcie wytwarzane przez ten generator posiada zatem tę samą częstotliwość, co indukowane napięcie w sondzie, a przez odpowiednie przesunięcie wirnika wytwarza się stała w czasie różnica faz  $180^\circ$  między tymi napięciami. Napięcie generatora dobiera się za pomocą precyzyjnej opornicy dekadowej w taki sposób, aby kompensowało ono dokładnie napięcie wytworzone w sondzie. Wskazania tej opornicy są zatem wprost proporcjonalne do natężenia stałego



pola magnetycznego. Tzw. *sweep* pola magnetycznego dookoła wartości rezonansowej pola wytwarza się za pomocą potencjometru helikalnego (pełen zakres tego potencjometru składa się z dziesięciu obrotów) napędzanego małym motorkiem elektrycznym poprzez odpowiednią przekładnię. Napięcie z tego potencjometru steruje zestaw tranzystorów mocy zasilających zwojnice elektromagnesu. W spektrometrze mikrofalowym stosuje się zwykle modulację pola magnetycznego. Umożliwia to selektywne wzmocnienie sygnałów *ERP* lub *ENDOR* oraz detekcję fazową; detektor fazowy otrzymuje jako napięcie referencyjne część napięcia powodującego modulację pola. Tego rodzaju wzmacniacz i detektor odznaczają się wąską wstęgą przepuszczania i bardzo małymi szumami. Modulacja pola magnetycznego odbywa się za pomocą dwóch dodatkowych cewek umieszczonych na biegunach elektromagnesu albo też bezpośrednio we wnęce rezonansowej; w tym przypadku pole modulacyjne wywołuje odpowiednia pętla z drutu zasilana z generatora niskiej lub wysokiej częstotliwości. Wypadkowe pole magnetyczne działające na paramagnetyk znajdujący się we wnęce rezonansowej wynosi  $H_0 + H_m \sin \omega t$ . Amplitudę pola modulacyjnego dobiera się w ten sposób, aby nie przekraczała ona wartości 1/10 połówkowej szerokości linii rezonansowej. Większe pole modulacyjne powoduje zniekształcenie kształtu tej linii. Częstotliwość pola modulacyjnego wynosi od kilkunastu Hz do kilkunastu MHz, zależnie od typu spektrometru. Pole modulacyjne wysokiej częstotliwości jest korzystne z punktu widzenia czułości diod mikrofalowych. Moc szumów własnych diody jest bowiem odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości przykładanych do niej sygnałów. Ponadto, sygnały o częstotliwości rzędu kilkuset kHz wzmacniają się bardzo prosto za pomocą wąskopasmowych wzmacniaczy rezonansowych. Natomiast wadą pola modulacyjnego wysokiej częstotliwości jest jego utrudniona penetracja do wnętrza metalowej komory rezonansowej spowodowana istnieniem zjawiska naskórkowego. W przypadku gdy komora rezonansowa wykonana jest z kwarcu lub innego dobrego szkła, a ścianki komory pokryte są cienką warstwą srebra, szkodliwe działanie efektu naskórkowego ulega znacznemu zmniejszeniu. Natomiast stosowanie pola modulacyjnego małej częstotliwości wymaga budowy specjalnych wąskopasmowych wzmacniaczy.

### 5.1. Działanie głowicy detekcyjnej spektrometru

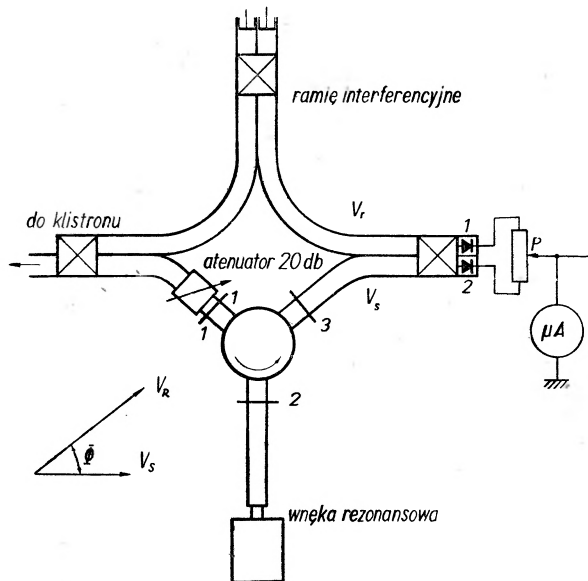
Działanie głowicy detekcyjnej objaśnimy na przykładzie schematu spektrometru przedstawionego na rys. 11. Długość ramienia referencyjnego dobiera się w ten sposób, aby jego dyspersja była równa dyspersji w ramieniu sygnałowym i cyrkulatorze. Aby określić dokładnie stosunki fazowe w ramieniu detektora, przy początkowym strojeniu spektrometru zmniejsza się napięcie w ramieniu sygnałowym do zera. Następnie za pomocą potencjometru *P* doprowadza się do równowagi napięcia z diod 1 i 2 (zerowe wskazanie mikroamperomierza). Po tej czynności otwiera się ramię sygnałowe, które zawiera 20-decybelowy

atenuator. Osłabia on sygnał odbity od wnęki rezonansowej na tyle, że sygnał ten nie powoduje już zmiany punktu pracy diod. Załóżmy, że różnica faz pomiędzy napięciem ramienia referencyjnego i ramienia sygnałowego wynosi  $\Phi$ . Napięcie wypadkowe  $V_1$  na diodzie 1, jako suma wektorowa obu napięć, będzie wynosiło:

$$V_1 = (V_R^2 + V_S^2 + 2V_S V_R \cos \Phi)^{1/2},$$

gdzie  $V_R$  i  $V_S$  oznaczają odpowiednio napięcie referencyjne i napięcie sygnałowe. Tłumienie atenuatora 20-decybelowego powoduje, że  $V_S^2 = 1/100 V_R^2$ . Równanie można więc uprościć do postaci:

$$V_1 = \left\{ V_R \left[ 1 + \frac{V_S(V_S + 2V_R \cos \Phi)}{V_R^2} \right]^2 \right\}^{1/2} \cong V_R \left( 1 + \frac{V_S^2}{2V_R^2} + \frac{V_S}{V_R} \cos \Phi \right).$$



Rys. 11. Uproszczony schemat spektrometru mikrofalowego. W ogólności, różnica faz pomiędzy napięciem ramienia referencyjnego, a napięciem ramienia detektora wynosi  $\Phi$

Ponieważ ramię referencyjne zawiera dwa sprzęgacze 3-decybelowe, z których każdy przesunęła fazę napięcia o  $90^\circ$ , zatem napięcie na diodzie 2 będzie przesunięte w fazie o wartość  $(\pi + \Phi)$  względem napięcia na diodzie 1. A więc:

$$V_2 = V_R \left( 1 + \frac{V_S^2}{2V_R^2} - \frac{V_S}{V_R} \cos \Phi \right).$$

Założmy, że charakterystyka napięciowa diody ma postać:

$$V_{st} = f(V_{rf}),$$

gdzie  $V_{st}$  oznacza napięcie stałe, wytwarzane przez diodę pod wpływem padających na nią mikrofal. Funkcję  $f$  możemy rozwinąć na szereg Taylora:

$$V_{st} = f(V_0) + \left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)_{V_0} V + 1/2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial V^2}\right)_{V_0} V^2 + \dots$$

Napięcie na diodach 1 lub 2 wynosi

$$V_{1,2} \cong f(V_R) \pm \left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)_{V_R} \left(V_S \cos \Phi \pm \frac{V_S^2}{2V_R}\right).$$

Diody były początkowo zrównoważone. Wypadkowe napięcie na potencjometrze  $P$  będzie miało wartość

$$V_{wyj\acute{s}c} = V_1 - V_2 = V_S \cos \Phi \left[ \left(\frac{\partial f_1}{\partial V}\right)_{V_{R_1}} + \left(\frac{\partial f_2}{\partial V}\right)_{V_{R_2}} \right].$$

Jeżeli nie zmienia się mocy mikrofalowej w ramieniu referencyjnym, wówczas

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial V}\right)_{V_{R_1}} + \left(\frac{\partial f_2}{\partial V}\right)_{V_{R_2}} = \text{const}$$

i ostatnie równanie możemy przepisać w prostszej postaci:

$$V_{wyj\acute{s}c} = aV_S \cos \Phi. \quad (4)$$

Równanie to zostało wyprowadzone przez Strandberga [16]. Początkowy punkt pracy diod mikrofalowych można tak ustalić, aby stała  $a$  była możliwie największa. Powoduje to znaczne zwiększenie czułości detektora, którego wskazania, jak to widać z ostatniego równania, są wprost proporcjonalne do stałej  $a$ . Napięcie wyjściowe detektora jest ponadto liniową funkcją napięcia sygnałowego, a więc detektor nie wprowadza zniekształceń nieliniowych.

W spektrometrze odbiciowym mierzy się współczynnik odbicia energii mikrofalowej (lub — dokładniej — jego zmiany) od pomiarowej wnęki rezonansowej, w której znajduje się badany paramagnetyk. Współczynnik ten jest w ogólności wielkością zespoloną. Zapisujemy go w postaci:

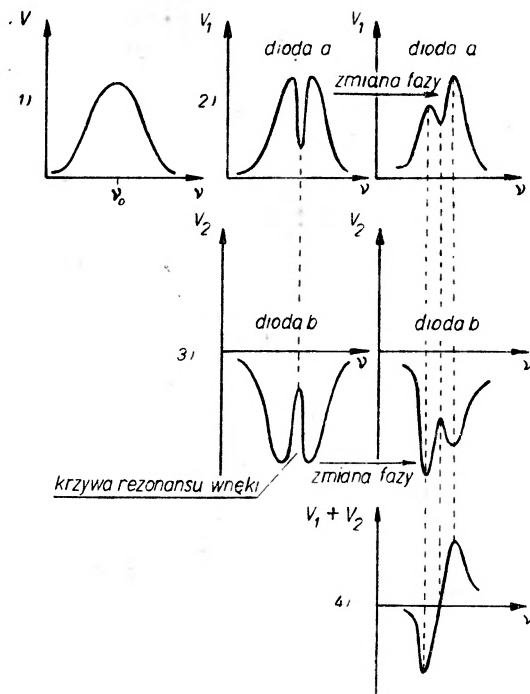
$$\Gamma = re^{i\theta} = r \cos \theta + ir \sin \theta,$$

gdzie  $\theta$  oznacza fazę w pewien sposób określoną w stosunku do wymienionej poprzednio fazy  $\Phi$ . Oznaczmy przez  $V_{si}$  napięcie sygnału skierowanego do wnęki rezonansowej. Wtedy  $r = -V_S/V_{si}$ . Możemy tak dobrać fazę początkową  $\Phi$ , aby była ona równa  $\theta$ . Wówczas wielkość  $V_S \cos \Phi$  z równania (4) jest miarą części rzeczywistej współczynnika odbicia  $\Gamma$ . Z drugiej strony możemy zmienić fazę tak, by w rezonansie było:  $\theta = \Phi - \pi/2$ . W tym przypadku napięcie określone równaniem (4) będzie proporcjonalne do części zespolonej współczynnika odbicia. Jak więc widać, dzięki zastosowaniu odpowiedniego przesuwника fazowego w ramieniu referencyjnym, w ramieniu detektora pojawia się napięcie wypadkowe proporcjonalne bądź do rzeczywistej, bądź też do zespolonej części

współczynnika odbicia. Ponieważ istnieje ścisła relacja pomiędzy zespolonym współczynnikiem odbicia a zespoloną podatnością magnetyczną  $\chi^*$ , zatem układ może służyć do badania zarówno krzywej dyspersyjnej, jak również krzywej absorpcyjnej rezonansu paramagnetycznego.

## 5.2. Działanie dyskryminatora mikrofalowego

Zadaniem dyskryminatora mikrofalowego jest zapewnienie odpowiedniego napięcia dokładnie proporcjonalnego do zmian częstości drgań klustronu względem pewnej wzorcowej częstości drgań (np. względem częstości drgań własnych pewnej wnęki rezonansowej dużej dobroci). Napięcie z dyskryminatora zostaje



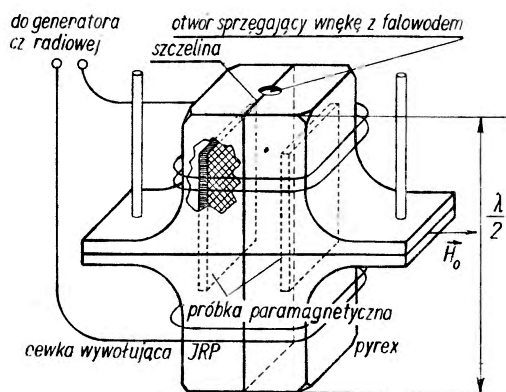
Rys. 12. Obrazy na ekranie oscyloskopu ilustrujące rodzaje drgań klustronu (1), napięcie na diodzie pierwszej (2), napięcie na diodzie drugiej (3), oraz sumę algebraiczną obu tych napięć (4). Klustron jest modulowany napięciem podstawy czasu oscyloskopu. Zmiany kształtu krzywych napięcia dokonuje się przy pomocy wtyczkowych strojników mikrofalowych. Częstość drgań klustronu dobiera się w ten sposób, aby w przybliżeniu środek krzywej ilustrujący jego rodzaj drgań odpowiadał częstości rezonansowej wnęki

wzmocnione i przesłane jako napięcie korygujące do zasilacza klustronu. Jest to tzw. automatyczna regulacja częstości drgań klustronu ( $AFC = \text{Automatic Frequency Control}$ ). Napięcie dyskryminatora powstaje na diodach włączonych do dwóch sprzężonych ze sobą falowodów, przy czym diody te mają przeciwną polarność. Krzywą dyskryminatora o kształcie podobnym do poziomej litery  $S$  otrzymać można za pomocą różnych elementów mikrofalowych. Opiszemy

tutaj jeden z prostych sposobów systemu *AFC*. Schemat połączeń elementów mikrofalowych ilustruje rys. 10. Aby uwidocznić krzywą dyskryminatora na ekranie oscylografu, stosuje się przy jego strojeniu modulację częstości drgań klustronu. Modulacja ta odbywa się za pomocą napięcia podstawy czasu oscylografu przyłożonego do reflektora klustronu. Uzyskuje się wtedy krzywe pokazane na rys. 12. Różnicę faz na diodach 1 i 2 uzyskuje się za pomocą sprzęgacza w bocznej ścianie falowodu (np. sprzęgacz 90-stopniowy) oraz za pomocą wtyczkowych metalowych strojników położonych w pobliżu diod. Właściwy punkt pracy dyskryminatora dobiera się za pomocą widocznego na rys. 11 mikroamperomierza.

### 5.3. Wnęki rezonansowe do badania sygnałów *ENDOR*

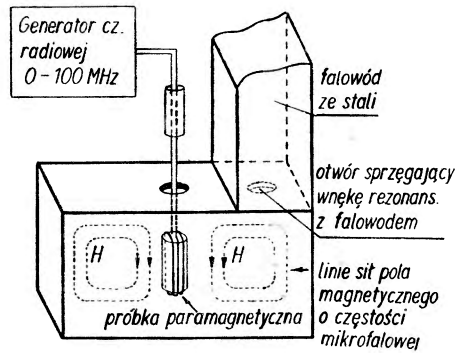
Na rys. 13 przedstawiono kilka wnęk rezonansowych do badania zjawiska *ENDOR* stosowanych przez Fehera [12], Strandberga [15] oraz Lambego i innych [17]. Wnęka na rys. 13 była wykonana z pyrexu i pokryta



Rys. 13. Wnęka rezonansowa do badania zjawiska *ENDOR* ze zwojnicą wywołującą *JRP* położoną na zewnątrz wnęki

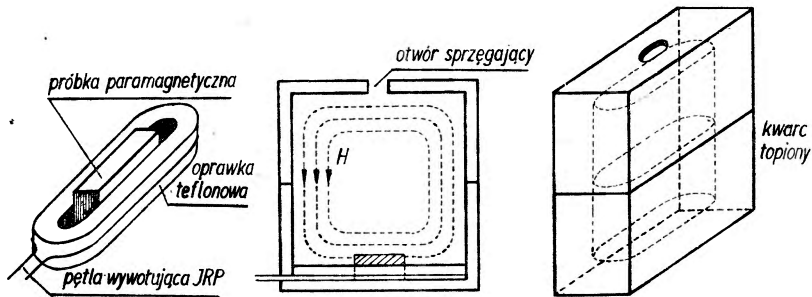
od wewnątrz warstwą srebra. Szczelina w pokryciu srebrnym osłabia prądy wirowe. Komora ta pracowała w rodzaju drgań  $TE_{101}$  i składała się z dwóch części, każdej o długości  $\lambda/4$ . Penetracja pola o częstości radiowej wywołującego *JRP* oraz pola modulacyjnego odbywała się przez odpowiednie szczeliny w warstwie srebra. Dobroć nieobciążonej komory wynosiła około 5000. W czasie pracy w niskich temperaturach wnękę rezonansową wypełniano styropianką, celem zmniejszenia ilości ciekłego helu w komorze, co z kolei zmniejsza ilość pęcherzyków gazowego helu. Gazowanie helu w komorze rezonansowej jest bowiem źródłem niepożądanych szumów spektrometru. Cewka do wywoływania zjawiska *JRP* była nawinięta na zewnątrz komory rezonansowej i składała się tylko z kilku zwojów. Pole magnetyczne o częstości radiowej było prostopadle do pola mikrofalowego. Komora stosowana przez Lambego i innych miała

kształt prostokątny i pracowała w rodzaju drgań  $TE_{012}$ . Pole wywołujące  $JRP$  było wprowadzone za pomocą widocznej na rys. 14 pętli do wnętrza komory rezonansowej. Pętla ta zmniejszała nieco dobroć tej komory. Na rys. 15 przedstawiono komorę rezonansową zaprojektowaną przez Strandberga.



Rys. 14. Wnęka rezonansowa, w której pole o częstotliwości radiowej wywołane jest przez pętłę bezpośrednio oplatającą próbkę paramagnetyczną

Rezonator składał się z dwóch części kwarcowych o wnętrzu kilkakrotnie srebrzonym. W górnej części wnęki znajdował się otwór o średnicy od 3 do 5 mm, który sprzęgał komorę z falowodem spektrometru. Komora pracowała w rodzaju drgań  $TE_{011}$ . Jej dobroć wynosiła 3500. Badana próbka paramagnetyczna umieszczona była na dnie rezonatora w specjalnej oprawce teflonowej, szczelnie dopasowanej do przekroju (nieco eliptycznego) wnęki. W oprawce tej



Rys. 15. Kwarcowa wnęką rezonansowa posrebrzona od strony wewnętrznej. Pętla wywołująca  $JRP$  posiada dokładnie kształt przekroju komory celem uniknięcia sprzężenia pomiędzy polami o częstotliwości radiowej i mikrofalowej

wycięty był rowek, wewnątrz którego znajdował się drut miedziany w kształcie pętli. Kształt tej pętli był dokładnie taki sam jak kształt komory. Powodowało to znaczne zmniejszenie sprzężenia pętli z wnęką mikrofalową. Końcówki pętli wychodziły poprzez odpowiedni otworek w komorze na zewnątrz i były dołączone do generatora mocy o częstotliwości radiowej. Pole o częstotliwości radiowej wywołane prądem płynącym w pętli było prostopadłe do pola mikrofalowego oraz do stałego pola magnetycznego. Natężenie prądu o częstotliwości radiowej w pętli wynosiło od około 0,1 do 2 amperów.

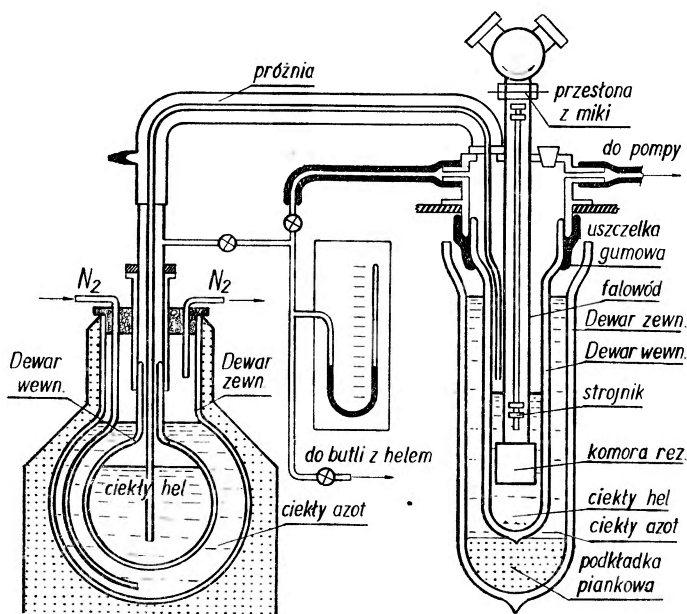


#### 5.4. Oziębianie wnęki rezonansowej do temperatury ciekłego helu

Schemat aparatury służącej do oziębiania komory rezonansowej do temperatury ciekłego helu pokazany jest na rys. 16. Temperatura wrzenia helu pod ciśnieniem normalnym wynosi  $4,2^{\circ}\text{K}$ . Stała dielektryczna ciekłego helu w zakresie temperatury od 1 do  $5^{\circ}\text{K}$  zmienia się w granicach od 1,056 do 1,049. Komora rezonansowa oraz część falowodu doprowadzającego do niej energię mikrofalową winny być całkowicie zanurzone w ciekłym helu. Jeżeli na przykład w chwili rozpoczęcia pomiarów poziom ciekłego helu w dewarze o średnicy około 45 mm wynosi 20 cm, to zanurzona w nim kwarcowa komora rezonansowa (przedstawiona na rys. 15) utrzymuje temperaturę  $4,2^{\circ}\text{K}$  w czasie około trzech godzin. Jest to czas zupełnie wystarczający dla wykonania jednego cyklu pomiarów *ERP* lub *ENDOR*. Proces oziębiania wnęki rezonansowej trwa około 30 minut. Wykonuje się go w następujący sposób. Część metalowego falowodu wraz z komorą rezonansową umieszcza się w dewarze wewnętrznym (rys. 16). Do drugiego, zewnętrznego dewara doprowadza się ciekły azot. Wysokość słupa ciekłego azotu jest znacznie większa niż wysokość słupa helu. Zapewnia to dobrą izolację cieplną ciekłego helu od otoczenia. Dewar wewnętrzny, wraz ze znajdującą się w nim częścią spektrometru, jest próżniowo szczelny i podłączony do pompy rotacyjnej lub do butli z gazowym helum. Przed rozpoczęciem oziębiania pompa rotacyjna usuwa powietrze z obszaru dewara wewnętrznego, który następnie przepłukuje się kilka razy gazowym helum. Zapobiega to powstawaniu szronu na elementach spektrometru w czasie jego oziębiania. Dewary szklane są srebrzone, posiadają one jednak wąskie podłużne paski szkła nieposrebrzonego, przez które kontroluje się wysokość słupów ciekłego azotu lub helu. Dewar do ciekłego azotu zawiera między swoimi ściankami obszar wysokiej próżni, natomiast dewar helowy odpompowuje się zwykle w czasie jego produkcji do ciśnienia zaledwie 1 mm Hg. Pozostawione między ściankami tego dewara powietrze gra bardzo ważną rolę w procesie oziębiania jego wnętrza do temperatury ciekłego helu. Załóżmy, że dewar zewnętrzny wypełniony został całkowicie ciekłym azotem. Powietrze znajdujące się między ściankami dewara wewnętrznego przyczynia się teraz do szybkiej wymiany ciepła pomiędzy dewarami oraz obszarem wewnętrznym, w którym znajduje się oziębiana część spektrometru. Po 20—30 minutach wypełnia się dewar wewnętrzny ciekłym helum za pomocą odpowiedniej rurki zaznaczonej na rys. 16. Ciekły hel wypiera z dewara część helu gazowego; opuszcza on ten dewar przez odpowiedni otwór w górnej części spektrometru albo też jest odpompowany przy pomocy pompy rotacyjnej. Uniknięcie powstania szronu w komorze rezonansowej lub na falowodzie doprowadzającym jest bardzo ważne. Szron zmienia bowiem warunki rezonansu oraz utrudnia mechaniczną regulację strojników mikrofalowych położonych w pobliżu komory. Istnienie ciekłego helu w dewarze wewnętrznym powoduje skroplenie i zestalenie się powietrza między jego ściankami. Powietrze to spełniało rolę wymiennika ciepła, po jego zestaleniu obszar między ściankami Dewara ma dostatecznie dobrą próżnię,

która stanowi teraz izolator cieplny. Jeżeli konieczna jest temperatura niższa niż  $4,2^{\circ}\text{K}$ , wówczas stosuje się intensywne pompowanie par helu z dewara wewnętrznego za pomocą tej samej pompy, która poprzednio służyła do opróżniania tego dewara z powietrza.

W celu zmniejszenia strat cieplnych, komorę rezonansową wykonuje się najczęściej z kwarcu, a falowód doprowadzający ze stali nierdzewnej lub z cienkościennego mosiądzu. Jeżeli falowód wypełni się stopem Wooda, wówczas można zmniejszyć jego ścianki do bardzo małej grubości bez obawy zniekształcenia jego przekroju. Gdy zwierciadło ciekłego helu obniży się do tego stopnia, że obejmie część wewnętrzną komory rezonansowej, wówczas obserwuje się rozstrojenie spektrometru. Rozstrojenie to jest spowodowane zmianą wymiarów geometrycznych komory oraz zmianą stałej dielektrycznej wnętrza komory. Jeżeli np. kwarcowa wnęka rezonansowa (rys. 15) o wymiarach  $24 \times 23 \times 6$  mm pracująca w rodzaju drgań  $TE_{011}$  ma częstość rezonansową w temperaturze pokojowej równą 9122 MHz, to w temperaturze ciekłego helu częstość ta zmniejsza się do wartości 8901 MHz. Zmiana częstości wynosi 221 MHz, a więc około 2,4%.



Rys. 16. Aparatura do oziębiania wnęki rezonansowej do temperatury ciekłego helu. Ciekły hel tłoczony jest do aparatury pod ciśnieniem helu gazowego

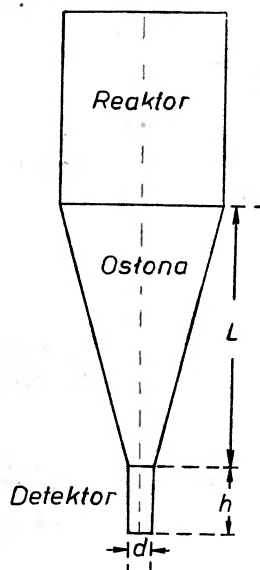
Kontroli położenia zwierciadła helu dokonuje się albo wizualnie przez nieposrebrzoną szczelinę w dewarze (zwierciadło ciekłego helu nie jest jednak łatwo widoczne), albo też przy pomocy rurki-sondy pokazanej na rys. 17. Rurka ta jest rozszerzona w górnej części i zamknięta elastyczną membraną gumową (bardzo dobrze nadaje się do tego celu guma z cienkich rękawic

Bronisław Kuchowicz

Warszawa

## Jak zmierzyć bezpośrednio rozpraszanie neutronu na neutronie

Tytuł brzmi niemal fantastycznie. Pomiar sugerowany w nim może wydawać się wielu fizykom czymś niemożliwym. Wszak te wartości gęstości swobodnych neutronów, które dziś można osiągnąć (około  $10^{10}$  n/cm<sup>3</sup>), nie roszą szans na bezpośrednie wyznaczenie z pomiaru parametrów rozproszenia neutronu na neutronie. Gdyby zaś udało się dokładnie takie parametry wyznaczyć, umożliwiłoby to przede wszystkim bezpośrednie sprawdzenie hipotezy niezależności ładunkowej sił jądrowych [1].



Rys. 1. Układ eksperymentalny

Ciekawy projekt realizacji takiego pomiaru podali Bondarenko, Kowalew i Zołotuchin z Instytutu Fizyko-Energetycznego, podlegającego Państwowemu Komitetowi do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej ZSRR. W notatce niniejszej zamierzam w zasadzie podać krótki szkic ich pomysłu, ogłoszonego w postaci jednego z ostatnich raportów tego Instytutu [2].

Rozpraszanie neutronów na neutronach ma się odbywać w próżni, w której znajduje się źródło, wysyłające  $Q$  neutronów w ciągu impulsu o czasie trwania  $\tau$ . Układ eksperymentalny ma wygląd schematyczny jak na rysunku 1. Detektor osłonięty jest od neutronów bezpośrednich, mogą się więc dostać do niego tylko te neutrony z reaktora, które uległy rozproszeniu na innych neutronach wiązki. Rozmiary próżni winny być dostatecznie duże, tak

by można było nie troszczyć się o rozproszenie neutronów na jądrach zawartych w otaczającej ją ścianie. Można sobie na przykład wyobrazić przeprowadzenie doświadczenia w przestrzeni kosmicznej na wysokości kilkuset kilometrów, dokąd źródło neutronów zostało na krótki przeciąg czasu dostarczone za pomocą rakiety do badań geofizycznych. Źródłem neutronów może być zwykły reaktor impulsowy, detektorem — komora jonizacyjna wypełniona helem-3.

Wyrażenie na liczbę impulsów  $I$ , rejestrowanych przez komorę jonizacyjną w ciągu jednego impulsu neutronowego ze źródła, ma postać następującą:

$$I = \kappa Q^2 \bar{\sigma}_{nn} S \bar{\varepsilon},$$

gdzie oznaczają:

$Q$  — liczbę neutronów wysyłanych przez reaktor w ciągu impulsu,

$\bar{\sigma}_{nn}$  — przekrój czynny dla rozproszenia  $n$ - $n$ , uśredniony po widmie zderzających się neutronów,

$S$  — przekrój komory jonizacyjnej,

$\bar{\varepsilon}$  — wydajność detektora neutronów, uśredniona po widmie padających nań neutronów,

$\kappa$  — współczynnik określający ułamek neutronów, które ulegają wzajemnemu rozproszeniu i trafiają w detektor.

W zasadzie jedynie ten ostatni współczynnik wymaga obliczenia. Zależy on od energetycznego i kąтового rozkładu neutronów z reaktora, od geometrii układu i czasu trwania impulsu neutronowego.

Wielkość tę, którą wyrażamy za pomocą całki wielokrotnej, autorzy pracy [2] obliczali metodą Monte Carlo. Przeanalizowano kilka typów reaktorów. Pozwolę sobie przytoczyć wyniki obliczeń dla reaktora z wodorkiem cyrkonu i reflektorem berylowym. Reaktor ten ma strefę aktywną w postaci walca o rozmiarach 30 cm  $\times$  30 cm. Grubość warstwy reflektora wynosi 10 cm. Paliwem jest  $^{235}\text{U}$  (stopień wzbogacenia 75%). W ciągu impulsu wysyłanych zostaje  $Q = 8,6 \cdot 10^{17}$  neutronów. Jeśli dla układu eksperymentalnego, przedstawionego na rysunku 1 przyjąć rozmiary:  $L = 200$  cm,  $h = 35$  cm,  $d = 3$  cm, wtedy otrzymuje się  $\kappa = 0,66 \cdot 10^{-37}$  (na 1 barn). Komora jonizacyjna wypełniona jest helem-3 pod ciśnieniem 20 at., wtedy  $\bar{\varepsilon} = 0,32$ .

Trzeba pamiętać, że doświadczenia z neutronami o energii do 15 MeV mogą dać tylko informacje o oddziaływaniu między neutronami w stanie  $s$ . Nie znając przekroju czynnego na rozproszenie  $n$ - $n$  w tym stanie przyjęto  $\bar{\sigma}_{nn} = 70$  barn, co jest równe wartości przekroju czynnego oddziaływania  $n$ - $p$ . Jeśli pominąć neutrony opóźnione, to zarejestrowana liczba impulsów  $I$  wyniesie 114. Powyższa liczba nie wydaje się zbyt mała — ważne jest jeszcze tło. Autorzy pracy [2] uwzględnili w swych oszacowaniach cztery jego możliwe źródła: neutrony i kwanty gamma z reaktora (liczba ich zależy od długości  $L$ ), neutrony kosmiczne, jak również cząstki naładowane pochodzenia kosmicznego, tło od rozproszenia neutronów reaktorowych na cząstkach kosmicznych (na wysokości 400—500 km gęstość materii kosmicznej wynosi około  $10^8$  cząstek/cm<sup>3</sup>) oraz tło od rozproszenia neutronów reaktorowych na cząsteczkach powietrza, adsorbowanych przez powierzchnię rakiety i ulatniających się z niej w przestrzeń kosmiczną. Okazało się, że łączne tło ze wszystkich tych źródeł nie przekracza 18%.

W oparciu o przedstawione oszacowania można wnioskować, że można będzie zmierzyć przekrój czynny na rozproszenie  $n$ - $n$  z dokładnością rzędu 20%. Wszystko to słuszne jest przy założeniu, że rząd wielkości tego przekroju czynnego nie będzie w sposób dość istotny odbiegał od rzędu wielkości przekroju na rozproszenie  $n$ - $p$ . W przeciwnym razie tło mogłoby się okazać zbyt duże, ale wydaje się, że to nie grozi. Ciekawe, kto spróbuje realizacji naskicowanego tu pomysłu?

#### On a Direct Measurement of Neutron-neutron Scattering

*Abstract:* Recently, scientists at the Physico-Energetical Institute in the USSR have developed an idea for an experimental accomplishment of  $n$ - $n$  scattering. The experiment can be realized in cosmic space. The neutron source can be a pulse reactor containing enriched

uranium fuel. The detector (an ionization chamber filled with  $^3\text{He}$ ) is shielded from direct neutrons and it can detect only the neutrons scattered on other neutrons from the beam. The calculations are presented for the case of  $8.6 \times 10^{17}$  neutrons per pulse. In this case the background is approximately 18 per cent.

#### Literatura

- [1] M. J. Moravcsik, *Phys. Rev.*, **136**, 624 (1964).
- [2] I. I. Bondarenko, W. P. Kowalew, W. G. Zołotuchin, *Raport Fiz.-Energ. Inst.* Nr 7, 9 s. (1965).

F. Kaczmarek, H. Dymaczewski, Z. Błaszczak

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
w Poznaniu

## Czerwony laser gazowy

### 1. Wstęp

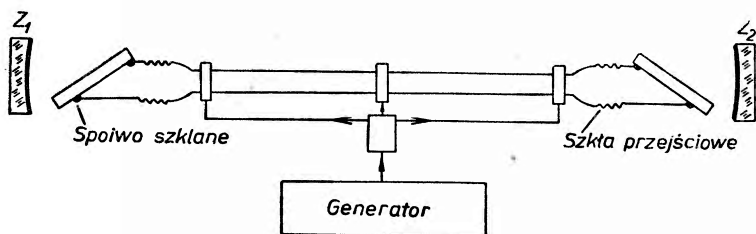
Laser gazowy helowo-neonowy pracujący w dziedzinie widzialnej nazywa się zwykle czerwonym laserem gazowym. Wiązka światła wysyłana przez ten laser ma długość fali równą 6328 Å. Laser ten został odkryty przez White'a i Ridgena w roku 1962 [1, 2]. Znalazł on liczne zastosowania w nauce i technice. Wymienimy tutaj w skrócie najważniejsze z nich. Dzięki wielkiej monochromatyczności i spójności, oraz stosunkowo dużej gęstości spektralnej mocy, wiązkę lasera czerwonego wykorzystuje się do ciągłego wytwarzania drugiej harmonicznej światła w kryształach piezoelektrycznych [3, 4]. Służy on również do badania zjawiska rozpraszania w cieczach i gazach [5, 6]. Przedmiotem badań jest zależność kątowa natężenia światła rozproszonego oraz depolaryzacja światła wskutek rozproszenia. Laser gazowy jest doskonałym źródłem światła w badaniach zjawiska Ramana [7, 8]. Jego niemierzalna metodami optycznymi szerokość spektralna linii sprawia, że może być on zastosowany do badania linii Ramana, które położone są bardzo blisko linii wzbudzającej, np. gdy różnica pomiędzy linią wzbudzającą a linią Ramana wynosi kilkanaście  $\text{cm}^{-1}$ . Laser czerwony stosuje się jako źródło światła monochromatycznego w wielu różnych instrumentach pomiarowych w optyce. W naszej pracowni zbudowany został interferometr Michelsona, w którym źródłem światła jest laser gazowy wzbudzony w podstawowym rodzaju drgań  $TEM_{00}$ . Dzięki temu możliwe jest badanie obrazów interferencyjnych przy różnicy dróg optycznych pomiędzy dwiema prostopadłymi do siebie wiązkami rzędu dwóch metrów. Różnica dróg optycznych mogłaby być wielokrotnie większa, ponieważ wiązka światła lasera wykazuje wysoki stopień spójności. Jest ona jednak ograniczona rozmiarami law optycznych interferometru. Townes i Javan [9] stosowali lasery gazowe, jeden skierowany w kierunku ruchu ziemi, drugi prostopadły do tego kierunku, w doświadczeniach, których celem było znalezienie ewentualnego wiatru eteru. Wreszcie lasery gazowe stosuje się w różnego rodzaju dalmierzach oraz do określania prędkości poruszających się ciał.

Lasery czerwone zostały zbudowane w naszej pracowni w grudniu 1964 roku. Są one obecnie stosowane do badania zjawiska rozpraszania światła, do wytwarzania drugiej harmonicznej światła, do badania zjawiska Ramana oraz służą jako źródło światła w optycznych metodach pomiarowych, np. do badania jakości optycznej płytek, do pomiaru współczynnika odbicia zwierciadeł dielektrycznych.

### 2. Działanie i budowa czerwonego lasera gazowego

Rura do wyładowań elektrycznych w laserze czerwonym wypełniona jest helem i neonem w stosunku 5 : 1, pod ogólnym ciśnieniem około 1 mm Hg. Wzbudzenie atomów tej mieszaniny dokonuje się za pomocą wyładowań elektrycznych wywołanych działaniem napięcia

wysokiej częstotliwości lub też za pomocą prądu stałego. W laserach zbudowanych w naszej pracowni stosuje się głównie pobudzenie prądami wysokiej częstotliwości za pomocą zewnętrznej elektrody metalowej obejmującej rurę bezkontaktowo. Światło czerwone o długości fali 6328 Å powstaje normalnie jako świecenie spontaniczne wzbudzonego neonu. Wzmocnienie tego światła może nastąpić na skutek inwersji obsadzenia odpowiednich poziomów energetycznych neonu. Gdy ponadto w układzie zastosuje się dostatecznie duże sprzężenie zwrotne, w postaci dwóch zwierciadeł Fabry-Perot o wysokim stopniu odbicia, wówczas nastąpić może generacja światła w postaci kierunkowej wiązki spójnej i monochromatycznej. Zbudowane przez nas lasery czerwone składały się z długich rur (od 30 cm do 140 cm) ze szkła *rasotherm* lub z kwarcu, zamkniętych próżnioszczelnie okienkami ze szkła optycznego. Układ rezonatora optycznego stanowiły dwa zwierciadła dielektryczne o bardzo dużym współczynniku odbicia. Generacja światła czerwonego następuje w warunkach znacznie bardziej krytycznych niż generacja światła podczerwonego. Cytowane w literaturze [10, 11] wzmocnienie światła czerwonego przechodzącego przez wzbudzoną mieszaninę helu i neonu wynosi od około 2 do 20% na 1 m rury, zależnie od jej średnicy oraz jednorodności świecenia gazu. Tak małe wzmocnienie oraz duże straty natężenia światła wskutek odbić i rozproszenia wymagają niezwykle starannego



Rys. 1. Rura lasera oraz zwierciadła rezonatora optycznego

przygotowania wszystkich elementów lasera czerwonego. Dla ilustracji przytoczyć można fakt, że laser podczerwony pracuje nawet przy zakurzonych okienkach; ich jakość optyczna może być bardzo niska, np. mogą one być zakrzywione wskutek obróbki termicznej w czasie przytapienia ich do końcówek rury. Również zwierciadła rezonatora nie są krytyczne; mogą to być zwierciadła srebrne o współczynniku odbicia powyżej 90%. Jeden z pracujących w naszym ośrodku laserów podczerwonych posiada jedno zwierciadło dielektryczne o współczynniku odbicia większym od 99%, natomiast drugie zwierciadło ma stosunkowo dużą transmisję, przekraczającą 10%. Mimo to w tym układzie akcja laserowa wzbudza się łatwo. W laserze czerwonym płytki zamykające rurę do wyładowań wykonane były z wysokiej klasy szkła optycznego odznaczającego się małą absorpcją światła w dziedzinie widzialnej. Były one bardzo dokładnie polerowane do dużej gładkości optycznej oraz wzajemnej równoległości ich dużych powierzchni rzędu ułamka minuty łuku. Płytki te przyklejano do rury za pomocą miękkiego spoiwa szklanego o temperaturze topnienia około 500°C. Zakończenie rury miało postać pokazaną na rys. 1. Część zasadnicza rury, w której utrzymuje się silne wzbudzenie helu i neonu wykonana była ze szkła twardego, rozszerzone końce rury zawierały szkła przejściowe. Ostatnie z tych szkieł miało współczynnik rozszerzalności termicznej bardzo zbliżony do współczynnika rozszerzalności płytki. Dzięki temu można było uzyskać próżnioszczelne złączenie płytki z rurą, nie wywołujące zbyt dużych naprężeń płytki. Grubość płytek ustawionych pod kątem Brewstera do osi rury wynosiła od 4 do 5 milimetrów. Ich wysoka jakość optyczna, dokładne ustawienie pod kątem Brewstera oraz bardzo duża czystość decyduje w głównej mierze o progu wzbudzenia akcji laserowej oraz o mocy wytwarzanej wiązki światła. Rury odgazowywano za pomocą palnika gazowego oraz wyładowań elektrycznych w ciągu kilku dni, a następnie odpompowywano do ciśnienia mniejszego od  $10^{-6}$  mm Hg. Tak przygotowaną rurę napełniano mieszaniną helu i neonu w stosunku 5 : 1, przy czym ciśnienie całkowite nie przekraczało 1 mm Hg. Rezonator optyczny składał się z dwóch zwierciadeł



dielektrycznych ustawionych w układzie konfokalnym. Były to zwierciadła selektywne posiadające maksymalny współczynnik odbicia dla światła czerwonego. Uruchomione w naszej pracowni lasery różniły się między sobą długością i średnicą rur oraz różnymi zestawami zwierciadeł dielektrycznych. W tabelicy I podane są najważniejsze parametry tych laserów.

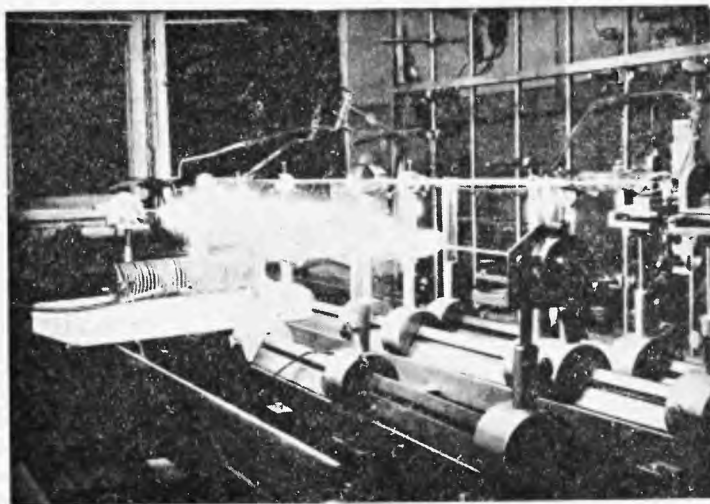
Tablica I

Zestaw niektórych laserów czerwonych zbudowanych w ośrodku poznańskim

Numer modelu	Długość rury (cm)		Średnica wewnętrzna rury (mm)	Zwierciadła				Moc wiązki [mW]
	całkowita	długość czynna (plazmy)		1		2		
				R	T	R	T	
1	94	68	7,5	99,4	0,3	99,4	0,3	0,5
2	113	80	5,5	99,4	0,3	98,5	1,3	1
3	50	36	3	99,4	0,3	98,7	1,0	0,5
4	155	122	7,5	99,7	0,1	98	1,9	6,3

*T* i *R* oznaczają odpowiednio współczynnik transmisji i współczynnik odbicia w %.

Do wzbudzenia mieszaniny helu i neonu stosowano dwa różne generatory wysokiej częstotliwości, jeden o mocy wyjściowej około 50 W (do krótkich rur) oraz drugi o mocy maksymalnej przekraczającej 300 W (do długich rur). Moc lasera czerwonego zależy w sposób wyraźnie krytyczny od mocy zasilającej świecącej rurę oraz od jednorodności plazmy. W opracowanych



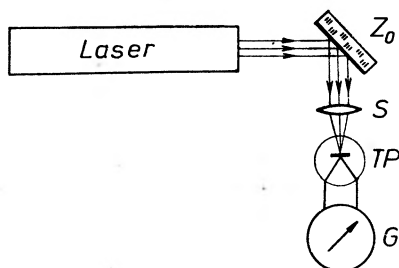
Rys. 2. Laser czerwony. Na fotografii widoczne są bardzo smukłe wiązki światła lasera pomiędzy zakończeniami rury i zwierciadłami. Wewnątrz rezonatora natężenie światła jest wielokrotnie większe niż w wiązki opuszczających laser

modelach laserów stosowano sprzężenie generatora z rurą za pomocą pierścienia metalowego, którego średnica przewyższała wielokrotnie średnicę rury (rys. 2). Stwierdzono bowiem, że stosowane dotychczas elektrody metalowe, szczególnie przylegające do rury, nie wywołują zbyt jednorodnego świecenia mieszaniny oraz powodują bardzo szkodliwe grzanie się rury w miejscu ich przyłożenia. Grzanie to jest niekiedy tak silne, że powoduje wklęsnięcie rury pod wpływem ciśnienia atmosferycznego. Ponadto wysoka temperatura szkła powoduje szybszą niż normalnie

stratę gazów szlachetnych w rurze wskutek dyfuzji. Proces ten zmniejsza czas życia rury. Zastosowane elektrody pierścieniowe dużych rozmiarów zapewniały natomiast dobre sprzężenie rury z generatorem oraz jednorodne i niezbyt silne grzanie się całej rury. Warto tu podkreślić, że rozmiary pierścienia metalowego nie są krytyczne i mogą być zmieniane w dość szerokich granicach bez widocznego pogorszenia się sprzężenia. Używano pierścieni o szerokości od 1 do około 25 cm i średnicy do 10 cm.

### 3. Zależność mocy wiązki lasera czerwonego od składu mieszaniny He:Ne

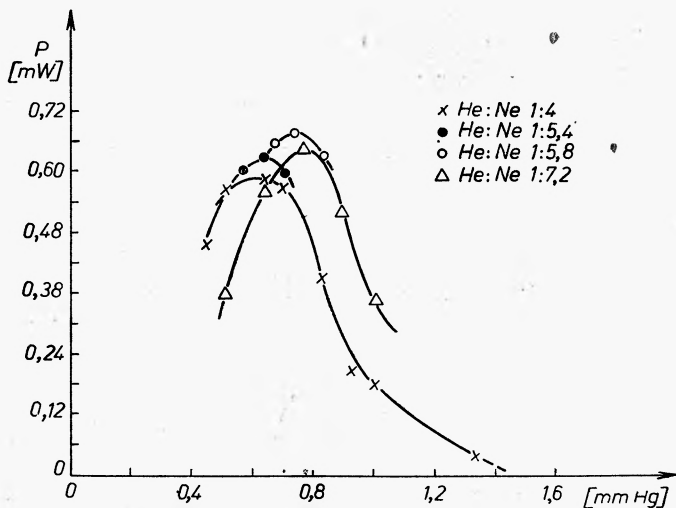
Optymalny skład mieszaniny helu i neonu oraz jej ciśnienie całkowite winno wynosić według White'a i Ridgena [1] odpowiednio 5 : 1 oraz około 0,5 mm Hg. Wartości te zależą jednak od rodzaju rury wyladowczej oraz sposobu jej wzbudzenia. Przytoczymy tu niektóre wyniki dotyczące optymalizacji mieszaniny He : Ne dla laserów nr 1 oraz nr 4 uzyskane



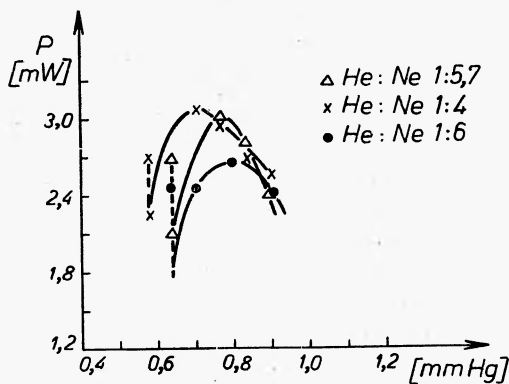
Rys. 3. Układ do pomiaru mocy wiązki lasera. *TP* — termopara, *G* — galwanometr

w naszej pracowni. W pierwszym przypadku jest to laser o stosunkowo krótkiej rurze wyladowczej (długość części czynnej wynosi 68 cm), natomiast drugi posiada długą rurę (długość części czynnej 122 cm). Oba lasery pracowały w układzie konfokalnym zwierciadeł i posiadały zwierciadła niesymetryczne, z jednej strony całkowicie odbijające, z drugiej strony o transmisji 1,3% i 2,85%. Pomiaru mocy wiązki lasera wykonano za pomocą układu pokazanego na rys. 3. Przekrój wiązki lasera był w przybliżeniu kołowy i składał się z wielu rodzajów drgań („wielomodowy“). Średnica wiązki mierzona na zwierciadle wyjściowym lasera wynosiła około 5 mm. Moc wiązki mierzono za pomocą czulej termopary próżniowej Zeissa, ogniskując ją na małej wyczernionej powierzchni tej termopary. Termopara oddalona była o około 5 m od lasera celem wyeliminowania wpływu świecenia spontanicznego rury na wyniki pomiarów. Termopara została wycechowana względem wzorcowego ciała czarnego<sup>1</sup>. Do odczytu prądu termoelektrycznego stosowano galwanometr o czułości  $2 \times 10^{-8}$  A/mm. Wyniki pomiarów mocy laserów nr 1 i nr 4 podane są na rys. 4a oraz 4b. Jak widać z załączonych krzywych przedstawiających moc wiązki w zależności od ciśnienia całkowitego, przy ustalonym składzie mieszaniny, maksimum otrzymuje się dla składu He : Ne około 1 : 5 i dla ciśnienia całkowitego wynoszącego około 0,7 mm Hg. Wyniki otrzymane dla obu rur różnią się nieco między sobą. Warto tu zwrócić uwagę na ciekawe zjawisko zaznaczone liniami przerywanymi na rys. 4b. Polega ono na możliwości zwiększenia mocy lasera poprzez zwiększenie mocy pobudzającej rurę, wtedy gdy ciśnienie całkowite jest mniejsze od około 0,65 mm Hg. Zwiększenie mocy pobudzającej przy większych ciśnieniach całkowitych w rurze powoduje spadek mocy wiązki lasera.

<sup>1</sup> Cechowanie termopary wykonano w Katedrze Przyrządów Elektronowych Politechniki Warszawskiej.



a



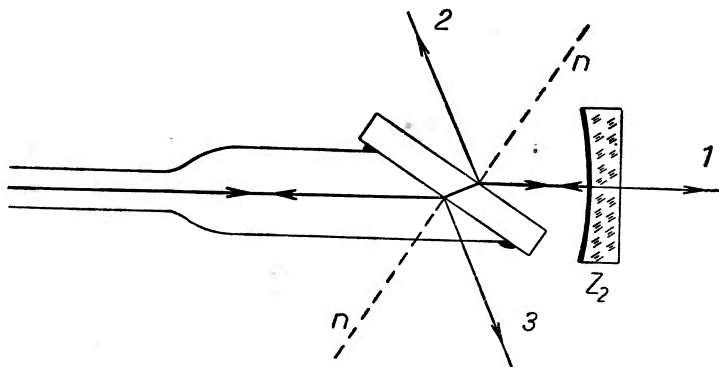
b

Rys. 4. Moc wiązki światła lasera nr 1 (a) oraz lasera nr 4 (b) w zależności od ciśnienia ogólnego mieszaniny helu i neonu

#### 4. Zależność mocy wiązki lasera od stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego

Zależność mocy wiązki lasera gazowego od stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego była między innymi dyskutowana przez Bennetta [10]. Podaje on, że optymalna transmisja tego zwierciadła zależy od całkowitych strat natężenia światła w układzie rezonatora. Straty te powstają wskutek dyfrakcji, odbić (na płytkach nachylonych pod kątem Brewstera do wiązki) oraz rozpraszania światła na warstwach dielektrycznych zwierciadła. W czasie normalnej pracy lasera gazowego obserwuje się 6 wiązek światła (rys. 5). Dzięki płytkom nachylonym pod kątem Brewstera (nazywać je będziemy w skrócie płytkami Brewstera) w laserze wzbudza się jedynie wiązka światła, której wektor elektryczny leży w płaszczyźnie padania. W zasadzie, przy prawidłowym ustawieniu płytek Brewstera, nie powinno być wiązek odbitych. Przypadku tego nie można jednak zrealizować w praktyce. Zwykle obserwuje się dodatkowo cztery odbite wiązki światła; natężenie każdej z nich jest dużo mniejsze od natężenia głównej wiązki osiowej. W celu zbadania przyczyny pojawiania się wiązek odbitych wprowadzono

do rezonatora optycznego, tj. do obszaru pomiędzy końcem rury a zwierciadłem, płytkę kwarcową, której nachylenie względem osi optycznej lasera mogło być zmieniane w dowolnym zakresie. Płytkę ta była wykonana z wysokiej jakości kwarcu optycznego. Stwierdzono, że natężenie wiązki odbitej od tej płytki może osiągać bardzo małe wartości, jeżeli jest ona dokładnie ustawiona pod kątem Brewstera. Stwierdzono ponadto, że już niewielkie naprężenia pojawiające się w płytce powodują dość duże odbicie wiązki spolaryzowanej lasera, przy czym światło odbite jest mieszaniną światła spolaryzowanego liniowo i eliptycznie. Wypływa stąd ważny wniosek, że płytki Brewstera winny być przyklejane do końcówek rury w sposób powodujący możliwie mało naprężeń, oraz że płytki te winny być dostatecznie grube, aby nie deformowały się pod wpływem ciśnienia atmosferycznego. W praktyce trudno jest zmniejszyć straty mocy na odbicie i rozproszenie poniżej 1 procentu.



Rys. 5. W obecności naprężeń na każdej z dwóch płytek lasera powstają trzy wiązki światła

Według Bennetta [10] optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego lasera winna być w przybliżeniu równa liczbowo procentowi strat całkowitych rezonatora optycznego. Dla różnych laserów maksymalna moc wiązki będzie więc uwarunkowana stratami światła w rezonatorze, przy założeniu, że dobrano zwierciadło wyjściowe o właściwej transmisji. Zależność mocy wyjściowej lasera od strat w rezonatorze oraz od stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego była dokładniej badana przez Spillera [12]. Podaje on, że straty całkowite w laserach składających się z rury o przekroju kilku mm i długości około 1 m wynoszą od 1,9 do 4,5%, a optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego zależy między innymi od współczynnika wzmocnienia światła wytwarzanego przez laser. Współczynnik wzmocnienia światła jest w dużym przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do średnicy rury lasera. Spiller określa optymalne transmisje zwierciadła wyjściowego dla kilku różnych rur lasera i uzyskuje wyniki doświadczalne wskazujące, że w rurach odznaczających się dużym współczynnikiem wzmocnienia, transmisja zwierciadła może wynosić kilka procent. Zagadnienie to nie jest jeszcze opracowane zadawalająco, gdyż wymaga ono przede wszystkim pomiaru strat całkowitych światła w rezonatorze oraz pomiaru współczynnika wzmocnienia światła. Ten ostatni pomiar następuje pewne trudności, ponieważ badanie wzmocnienia światła winno być dokonywane w takich samych warunkach, w jakich pracuje laser. Otrzymanie maksymalnej mocy z lasera jest zagadnieniem bardzo ważnym i dlatego w naszej pracowni wykonaliśmy szereg doświadczeń, których celem było zbadanie wpływu stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego na moc wytwarzanej przez laser wiązki. Problem wzmocnienia światła będzie natomiast tematem oddzielnej pracy jednego z nas. Wszystkie pomiary wykonano przy pomocy lasera nr 4, który wytwarzał wiązkę światła o mocy kilku mW. Jedno zwierciadło było stałe i posiadało odbijalność przekraczającą 99% i transmisję nie większą od 0,1%; transmisję drugiego zwierciadła zmieniano w granicach od 0,1% do 7%. Zachowując stałe warunki pobudzenia rury przy pomocy generatora wysokiej częstości, wykonano pomiary mocy wiązki światła w zależności

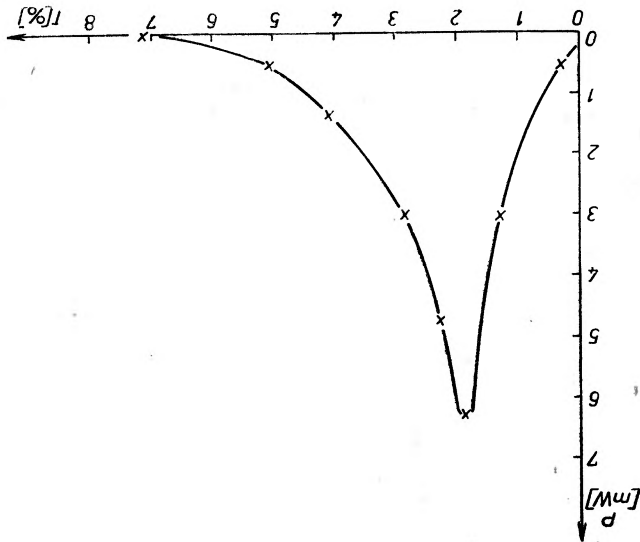
Na rys. 9 zilustrowano obraz interferencyjny otrzymany za pomocą interferometru Michelsona, przy różnicy drog optycznych wynoszącej 180 cm. Warto tu zwrócić uwagę, że otrzymanie podobnego obrazu za pomocą punktowego źródła światła klasycznego byłoby niemożliwe. W zwykłych interferometrach Michelsona, różnica dróg optycznych pomiedzy wiązkami nie przekracza 2 do 3 mm. Wszystkie obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne są wykonane w tekście aparatu fotograficznego bezpośrednio na błonie filmowej, bez użycia obiektywu. Ostre obrazy powstają bowiem na ekranie, niezależnie od jego od-

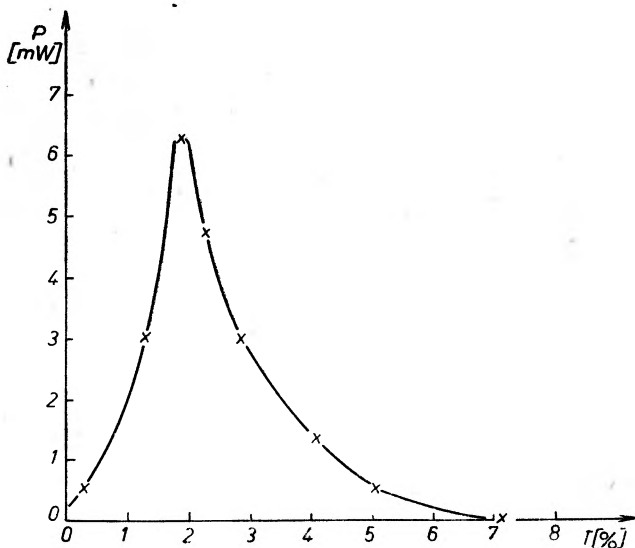
obraz interferencyjny. Zależnie od obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne, w większej odległości powstaje natomiast wspólny szel odległości, około 2 m (rys. 8a). Jak widać, w malej odległości od szczelin daje one niepromieni wychodzących z obu szczelin obserwowano w odległości 15 m (rys. 8b) oraz w malej od 1 cm i położonych w odległości 5 m od lasera. Obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne Polegato ono na oświetleniu wiązką światła lasera dwóch szczelin oddalonych od siebie na igitę, na ostrzu igitę oraz na trójkącie. Wykonano również doświadczenie Younga, na rys. 7b, c, d, e i f obrazy uzyskane odpowiednio: na otworze kołowym, na półpraszczynie, dyfrakcyjno-interferencyjnych otrzymanych przy pomocy wiązki lasera czerwonego pokazano ekranie umieszczonym w dowolnej odległości od oświetlanej przeszkody. Dla ilustracji zjawisk ze promienie z nich wychodzące tworzą wyrazne obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne na 25 m. Stopień spójności poszczególnej punktów świetlnych przekroju płaski jest tak duży, rozbieżność wiązki od około 3 mm (na zwierciadle wyjściowym) do około 66 mm w odległości której przekroju tworzy okrągłą plamkę, widoczną na rys. 7a. Jej średnica zmienia się wskutek Laser gazowy pracujący w podstawowym rodzaju drgań wysyła spójną wiązkę światła,

## 5. Dyfrakcja i interferencja światła lasera

od stopnia transmisyjności zwierciadła wyjściowego. Wyniki tych pomiarów przedstawiono na rys. 6. Maksymalna moc występuje dla zwierciadła o transmisyjności 1,91%, co wskazywałoby na to, że całkowite straty światła w układzie rezonatora wynoszą około 2%.

Rys. 6. Moc wiązki światła lasera w zależności od stopnia transmisyjności zwierciadła wyjściowego. Drugie zwierciadło było niezmienne i miało transmisyjność nie większą od 0,1%





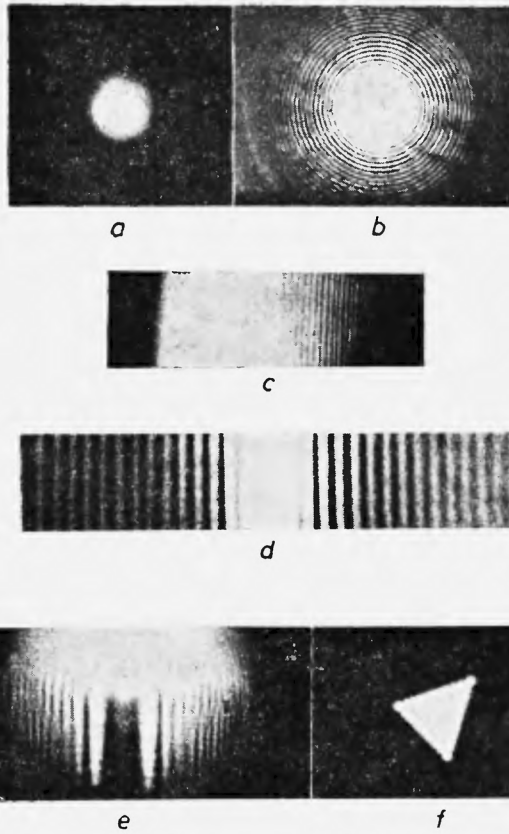
Rys. 6. Moc wiązki światła lasera w zależności od stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego. Drugie zwierciadło było nie zmienione i miało transmisję nie większą od 0,1%

od stopnia transmisji zwierciadła wyjściowego. Wyniki tych pomiarów przedstawiono na rys. 6. Maksymalna moc występuje dla zwierciadła o transmisji 1,91%, co wskazywałoby na to, że całkowite straty światła w układzie rezonatora wynoszą około 2%.

### 5. Dyfrakcja i interferencja światła lasera

Laser gazowy pracujący w podstawowym rodzaju drgań wysyła spójną wiązkę światła, której przekrój tworzy okrągłą plamkę, widoczną na rys. 7a. Jej średnica zmienia się wskutek rozbieżności wiązki od około 3 mm (na zwierciadle wyjściowym) do około 66 mm w odległości 25 m. Stopień spójności poszczególnych punktów świetlnych przekroju plamki jest tak duży, że promienie z nich wychodzące tworzą wyraźne obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne na ekranie umieszczonym w dowolnej odległości od oświetlanej przeszkody. Dla ilustracji zjawisk dyfrakcyjno-interferencyjnych otrzymanych przy pomocy wiązki lasera czerwonego pokazano na rys. 7b, c, d, e i f obrazy uzyskane odpowiednio: na otworze kołowym, na półpłaszczyźnie, na igle, na ostrzu igły oraz na trójkącie. Wykonano również doświadczenie Younga. Polegało ono na oświetleniu wiązką światła lasera dwóch szczelin oddalonych od siebie o 1 cm i położonych w odległości 5 m od lasera. Obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne promieni wychodzących z obu szczelin obserwowano w odległości 15 m (rys. 8b) oraz w mniejszej odległości, około 2 m (rys. 8a). Jak widać, w małej odległości od szczelin dają one niezależne obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne, w większej odległości powstaje natomiast wspólny obraz interferencyjny.

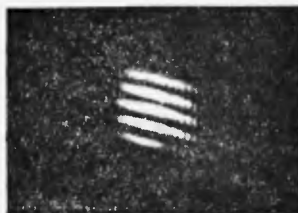
Na rys. 9 zilustrowano obraz interferencyjny otrzymany za pomocą interferometru Michelsona, przy różnicy dróg optycznych wynoszącej 180 cm. Warto tu zwrócić uwagę, że otrzymanie podobnego obrazu za pomocą punktowego źródła światła klasycznego byłoby niemożliwe. W zwykłych interferometrach Michelsona, różnica dróg optycznych pomiędzy wiązkami nie przekracza 2 do 3 mm. Wszystkie obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne załączone w tekście wykonano za pomocą aparatu fotograficznego bezpośrednio na błonie filmowej, bez użycia obiektywu. Ostre obrazy powstają bowiem na ekranie, niezależnie od jego od-



Rys. 7. Przekrój wiązki światła lasera pracującego w podstawowym rodzaju drgań (*a*) oraz obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne otrzymane na ekranie i powstałe na przeszkodzie kolistej (*b*), na półpłaszczyźnie (*c*), na igle (*d*), na ostrzu igły (*e*) oraz na trójkątnej blaszce (*f*)



Rys. 8. Obrazy dyfrakcyjno-interferencyjne (doświadczenie Younga) otrzymane na dwóch szczelinach obserwowane w odległości 2 m od szczelin (*a*) oraz w odległości 15 m (*b*)



Rys. 9. Prążki interferencyjne powstałe w interferometrze Michelsona, przy różnicy dróg optycznych wynoszącej 180 cm





Rys. 10. Wiązka światła lasera czerwonego sfotografowana przy zmniejszonej do minimum 12-segmentowej przesłonie irysowej

ległości od oświetlonej przeszkody. Ponadto, ze względu na dużą gęstość spektralną mocy wiązki lasera i jej wielką spójność obrazy dyfrakcyjne są bardzo ostre i jasne. Na zakończenie przytoczymy jeszcze zdjęcie (rys. 10) wiązki światła lasera czerwonego otrzymane aparatem fotograficznym przy użyciu obiektywu oraz zmniejszonej do minimum przesłonie irysowej. Symetrycznie wychodzące ze środka jasnej plamki promienie pochodzą od dyfrakcji światła na 12-segmentowej przesłonie.

Autorzy wyrażają serdeczne podziękowanie Panu Profesorowi Dr A. Piękarze za ciągłe i żywe zainteresowanie niniejszą pracą oraz za cenne rady i wskazówki.

W pracy nad laserami czerwonymi brali ponadto udział: mgr mgr A. Drobnik, A. Graja oraz T. Ramiszówna. Autorzy dziękują za pomoc mgr mgr A. Planerowi i M. Kowalskiej oraz mistrzowi C. Kufłowi za przygotowanie rur oraz wielu innych precyzyjnych elementów lasera.

#### Gaseous Red Laser

*Abstract:* A short review is given of the operating principle of the visible laser ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) and of its various applications. Different red lasers built at the Laser Laboratory in Poznań are described in detail. The paper also contains some measurements of the output power of the visible laser as a function of the total He and Ne pressure, He to Ne ratio and transmission coefficient of the mirror. Maximum output power obtained from the red laser was approximately 7 mW; the mirrors being nonsymmetrical, one of total reflection ( $R = 99.4\%$ ), the other possessing 1.9% transmission. Application of the red laser in interferometry is illustrated by photographs of interference fringes.

#### Literatura

- [1] A. D. White, I. D. Ridgen, Proc. IRE, **50**, 1697 (1962).
- [2] I. D. Ridgen, A. D. White, Proc. IRE, **50**, 1697 (1962).
- [3] I. S. McCale, L. W. Davis, J. Appl. Phys., **34**, 2921 (1963).
- [4] A. Ashkin, G. D. Boyd, I. M. Dziedzic, Phys. Rev. Letters, **11**, 14 (1963).
- [5] T. C. Danun, R. C. C. Leite, S. P. S. Porto, Phys. Rev. Letters, **14**, 9 (1965).
- [6] C. M. Penney, Phys. Rev. Letters, **14**, 423 (1965).
- [7] R. C. C. Leite, S. P. S. Porto, J. Opt. Soc. Amer., **54**, 982 (1964).
- [8] J. A. Königstein, R. G. Smith, J. Opt. Soc. Amer., **54**, 1061 (1964).
- [9] T. S. Jaseja, A. Javan, J. Murray, C. H. Townes, Phys. Rev., **A133**, 1221 (1964).
- [10] W. R. Bennett, Jr., Appl. Optics, Supplement, No 1, 24 (1964).
- [11] F. Petru, B. Popela, J. Kršek, M. Rubeš, Z. Veselá, Jemná Mechanika č 9 (1964), CSRS.
- [12] E. Spiller, Physics Letters, **9**, 125, 1964.

M. Jeżewski

## Zagadnienia dydaktyki fizyki w Szkołach Wyższych

Znaną jest rzeczą, że spośród studentów wступujących na studia wyższe stosunkowo niezbyt duży procent pomyślnie przez nie przechodzi. Toteż tak zrzeszenia naukowe jak i władze oświatowe stale myślą o tym, jakie zastosować środki, aby podnieść wydajność nauczania. Jest to oczywiście zagadnienie dydaktyki. Lecz można powiedzieć, że dydaktyka nauczania w szkołach wyższych właściwie nie istnieje. Jakież środki dydaktyczne można by w tym celu zastosować? Trudności w ich wyborze są ogromne, przede wszystkim dlatego, że fizyka rozwija się w niesłychanie szybkim tempie i zanim pewne działy fizyki zostaną dydaktycznie opracowane, już przybývają nowe. Oczywiście wiele zagadnień dydaktycznych wiąże się z wyborem materiału oraz sposobami jego przedstawienia. Czy np. w elementarnym kursie fizyki doświadczalnej należy wprowadzać teorię kwantów, teorię względności, i w jakiej formie? Czy mówić obszerniej o półprzewodnikach i jak ujmować zjawiska w nich zachodzące, żeby nie doprowadzić do błędnego ich pojmowania?

Jeżeli chodzi o sposoby wykładania i środki dydaktyczne, to należy wyodrębnić tzw. fizykę doświadczalną wykładaną zazwyczaj na dwóch pierwszych latach studiów oraz fizykę teoretyczną, której wiele działów studiują zwykle tylko studenci, którzy chcą się wyspecjalizować w fizyce. Jak wiadomo, wykład fizyki doświadczalnej jest ilustrowany zwykle licznymi doświadczeniami demonstracyjnymi. Przy jej wykładzie stosuje się matematykę wyższą w dość umiarkowanym zakresie. Przy wykładach fizyki teoretycznej natomiast nie wykonywa się zazwyczaj żadnych doświadczeń (może niesłusznie?), stosuje się środki matematyczne, jakie każdy wykładowca uważa za stosowne. O fizykę teoretyczną możemy się mniej troszczyć, ponieważ studiują ją studenci starsi, którzy powinni się już uczyć samodzielnie pokonywać trudności. Natomiast fizyka doświadczalna jest obowiązkowa nie tylko dla przyszłych fizyków, ale również dla chemików, przyrodników, medyków oraz słuchaczy wszystkich (lub prawie wszystkich) wydziałów politechnicznych. I tu mamy właśnie największe trudności. A więc przede wszystkim: jak ograniczyć materiał, jakie nowe działy włączyć do wykładów i w jakim zakresie? Zawsze walczą ze sobą dwie sprzeczne tendencje. Z jednej strony w sposób jak najbardziej ścisły i poprawny musi się wyłożyć zasady klasycznej fizyki, dynamikę, termodynamikę, optykę, elektryczność i magnetyzm, z drugiej strony zaś coś trzeba powiedzieć o fizyce atomowej, jądrowej, promieniach kosmicznych, półprzewodnikach, teorii względności itd. Umotywowane jest to nie tylko tym, że studenci muszą poznać choć trochę współczesnej fizyki, ale również tym, że pobudza to zainteresowanie studentów. Przecież wiele o tym słyszą i czytają w prasie codziennej lub popularnonaukowych czasopismach. Bardzo ciekawy w tym względzie jest eksperyment znakomitego fizyka amerykańskiego, Ryszarda Feynmana. Jak pisze w przedmowie do ogłoszonych drukiem swych wykładów<sup>1</sup>, które miał na dwóch pierwszych latach uniwersytetu, celem, który chciał osiągnąć, było utrzymanie zainteresowania entuzjastycznie do fizyki nastawionych studentów. Studentów, którzy wiele już słyszeli o tym, jaką to interesującą i podniecającą nauką jest fizyka i takie jej działy, jak teoria względności, mechanika kwantowa i jej inne nowoczesne idee. Okazało się przy

<sup>1</sup> *The Feynman lectures on physics*. Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts. Palo Alto, London.

końcu tych dwóch lat, że eksperyment był właściwie nieudany. Feynman pisze, że w ciągu tych dwóch lat bardzo wielu studentów zniechęciło się, ponieważ w rzeczywistości stosunkowo niewiele nowych, nowoczesnych idei poznali, a musieli studiować wiele rozdziałów nieinteresujących i wcale nienowoczesnych, jak również pochyłą, elektrostatykę itd. Feynman pisze, że pod znakiem zapytania stoi zadanie, które sobie postawił, mianowicie utrzymanie entuzjazmu do fizyki przynajmniej u więcej zaawansowanych studentów. Oczywiście jest to zagadnienie dydaktyczne. Nie można się zresztą bardzo dziwić, że Feynman nie był zadowolony ze swoich rezultatów. Wielcy uczeni najczęściej nie są dydaktykami. Toteż w wykładach Feynmana obok fascynujących rozdziałów, jak np. o wzroku, widzeniu, widzeniu u owadów i zwierząt, znajdują się wykłady nudne lub mało zrozumiałe. Sam Feynman pisze, że pesymistycznie zapatruje się na swój eksperyment. Mówi, że, gdy weźmie pod uwagę, w jaki sposób większość studentów rozwiązuje zagadnienia na egzaminie, to dochodzi do przekonania, że eksperyment się nie udał. Zdaje mi się, że po wysłuchaniu większej ilości odpowiedzi studentów przy egzaminach, nie tylko Feynman doszedłby do pesymistycznych wniosków. Jednym z najtrudniejszych zagadnień dydaktycznych jest wyłożenie materiału w sposób jasny i ścisły a jednocześnie tak, aby nie tylko działały nowoczesne, ale również klasyczne były dostatecznie interesujące.

Alte przecież prócz samego wykładu przy fizyce doświadczalnej mamy jeszcze wiele innych zagadnień. Musimy pokazywać zjawiska, o których się mówi, wykonywać wiele doświadczeń. W miarę powstawania i wcielania do wykładu coraz to nowych działów, trzeba również obmyślać nowe doświadczenia, konstruować nowe przyrządy. Z tym wiąże się wiele rozmaitych zagadnień dydaktycznych, np. jak ustawiać doświadczenia, aby zjawiska były dobrze widzialne z każdego punktu sali wykładowej. Stosuje się tu różne środki pomocnicze, jak projekcję zwykłą lub projekcję cieniową. Sprawy te są jeszcze słabo przedyskutowane i wiele jest wątpliwości, jak niektóre doświadczenia wykonywać. W niektórych przypadkach mogłaby być pomocna telewizja.

Bezpośrednio z zagadnieniem doświadczeń wiąże się wiele spraw takich jak wielkość sal wykładowych, liczba miejsc dla studentów, budowa i układ amfiteatru.

Lecz, jak dobrze wiadomo, nauczanie fizyki w szkołach wyższych nie ogranicza się do słuchania wykładów. Zazwyczaj wykładowi towarzyszą ćwiczenia rachunkowe polegające na rozwiązywaniu zadań. Prowadzą je asystenci, którzy najczęściej nie mają żadnej praktyki pedagogicznej. Toteż nieraz ćwiczenia prowadzone są w sposób fatalny, zniechęcający studentów. Pewne krótkie wskazówki dydaktyczne, jak należy prowadzić ćwiczenia, zostały w swoim czasie ułożone w Akademii Górniczo-Hutniczej, ale jest mało prawdopodobne, aby były istotnie wcielane w życie.

Kształcenie w zakresie fizyki obejmuje również ćwiczenia w laboratorium. Ze względu na szybko rozwijające się nowe działy fizyki trzeba obmyślać coraz to nowe ćwiczenia, wymagające coraz to nowych przyrządów fizycznych, z którymi muszą się zaznajomić studenci, że tylko wspomnę o oscylografie lub falomierzach. Mamy tu teren niewyczerpanej, nie kończącej się działalności dydaktycznej.

Sprawą należącą również do dydaktyki jest opracowanie odpowiednich podręczników. Wydaje mi się, że jedną z ważniejszych pomocy przy studiowaniu fizyki doświadczalnej jest dobry, zwięzły a jednocześnie ścisły i jasny podręcznik. Wzorem takiego podręcznika były *Zasady fizyki*, Witkowskiego, niestety, książka już zupełnie przestarzała. Również bardzo potrzebne byłyby zwięzłe kursy obejmujące różne działy fizyki teoretycznej.

Sądzę, że nie poruszyłem tu wszystkich stron zagadnienia i temat nie został wyczerpany. Pozostają jeszcze takie sprawy, jak egzekwowanie wiadomości, sposoby uczenia się itd. Lecz chyba z tego krótkiego przeglądu widać, że dydaktyka w szkołach akademickich jest terenem niemal dziewiczym. Każdy z wykładających prowadzi wykłady i ćwiczenia tak, jak wydaje mu się, że będzie najlepiej, eksperymentuje, próbuje z lepszym lub gorszym wynikiem. Jeżeli ma wrodzony talent pedagogiczny, wszystko idzie jako tako, jeżeli nie — studenci muszą sobie radzić sami, uczyć się z podręczników, o ile im starczy wytrwałości.

## Nowoczesny oscyloskop demonstracyjny

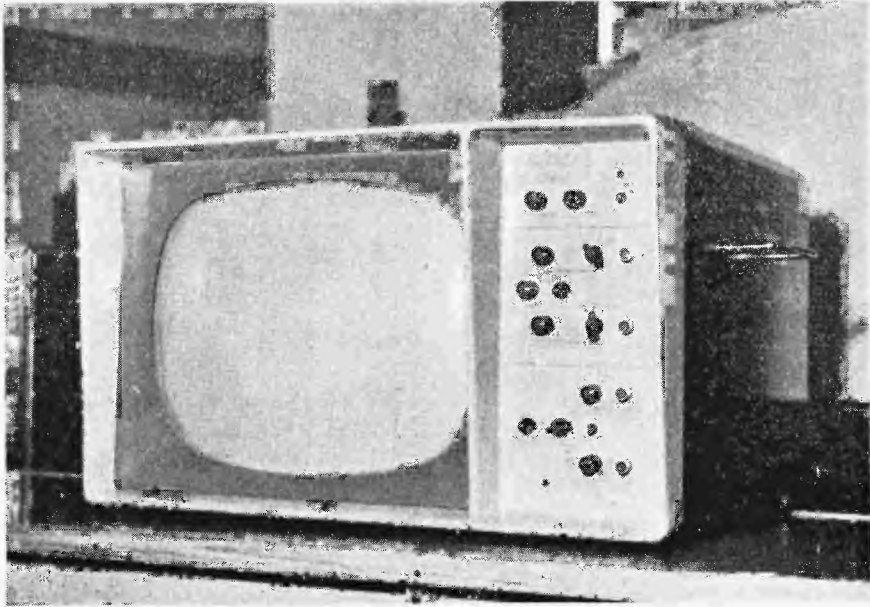
Praktyczna realizacja programu unowocześnienia form prowadzenia wykładu zawiera jako jeden ze swych istotnych elementów zagadnienie odpowiednich pomocy naukowych. W zakresie fizyki zasadniczym uzupełnieniem tradycyjnego wykładu były i są demonstracje omawianych zjawisk oraz pokazy działania przyrządów praktycznie realizujących zasady fizyki. Modernizacja tych doświadczeń ma pierwszorzędne znaczenie nie tylko ze względu na uatrakcyjnienie przedmiotu, lecz również, a może przede wszystkim, ze względu na pokazanie zastosowań praw fizyki w życiu. Z tą myślą podjęto w Katedrze Fizyki przy Wydziale Łączności Politechniki Warszawskiej program zrealizowania zestawu przyrządów do demonstracji zjawisk fizycznych, przy czym pierwszym działem fizyki, do którego opracowano demonstracje jest nauka o elektryczności i magnetyzmie.

Demonstracje zjawisk elektromagnetycznych opierają się na pewnym zespole przyrządów podstawowych. Do grupy tej zaliczyć należy wszelkie przyrządy pomiarowe. Przy obserwacji przebiegów zmiennych w czasie (ściślej mówiąc: przy obserwacji przebiegów okresowych) ważne usługi oddaje oscyloskop, który umożliwia nie tylko pomiar poszczególnych parametrów przebiegu periodycznego, lecz również pozwala obserwować jego kształt. Powszechnie znana jest jednakże podstawowa wada zwykłych oscyloskopów laboratoryjnych: małe wymiary ekranu ograniczające liczbę obserwatorów. Próby rzutowania obrazów z ekranu oscyloskopu na duże ekrany audytoryjne przy pomocy układów optycznych dają niezadowalające rezultaty z powodu małej jasności plamki. Pomoc w rozwiązaniu tego problemu przyszła ze strony telewizji.

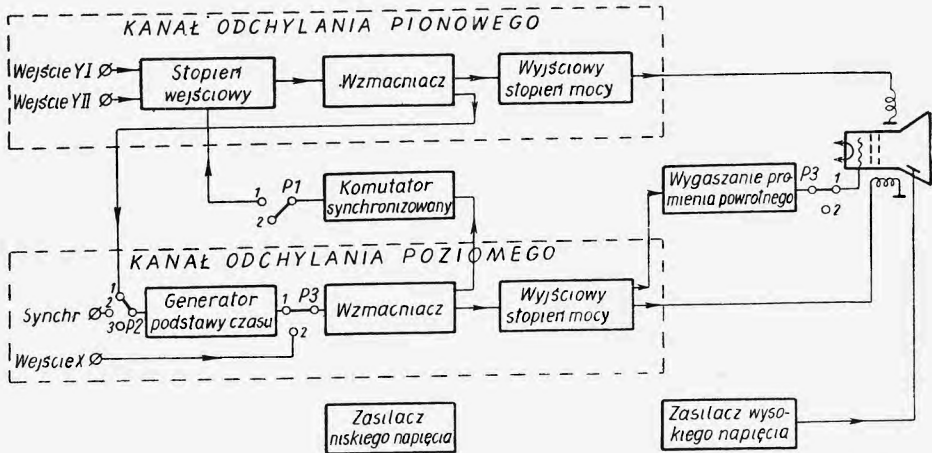
O zastosowaniu kineskopu telewizyjnego w opracowanym i wykonanym w Katedrze Fizyki Ogólnej „B” Politechniki Warszawskiej oscyloskopie demonstracyjnym (rys. 1) zdecydowały dwa zasadnicze parametry: wymiary ekranu ( $515 \times 486$  mm) i duża jasność plamki, dzięki którym możliwe jest korzystanie z oscyloskopu nawet w niezaciemnionym audytorium dla 120—150 osób. Oczywiście osiągnięcie tych zalet związane jest z nieuniknionym pogorszeniem innych parametrów. Tak więc w związku z dużymi rozmiarami lampy obrazowej trzeba stosować z reguły większe napięcia przyspieszające (rzędu 15 kV). Ponadto kineskopy przystosowane są do magnetycznego systemu odchyłania strumienia elektronów. Fakt ten ma poważne konsekwencje układowe. Jeśli bowiem wiązka odchyłana jest polem magnetycznym, to wymaga to stosowania znacznych prądów w cewkach odchyłających, a więc, w przeciwieństwie do zwykłych oscyloskopów o odchyleniu elektrycznym, trzeba konstruować odpowiednie wzmacniacze mocy, a to jest poważnym problemem technicznym w przypadku szerokiego zakresu częstotliwości badanych przebiegów. Dlatego oscyloskop wykorzystujący kineskop jako lampę obrazową pozwala obserwować przebiegi o ograniczonym zakresie częstotliwości. W opracowanym przez autora oscyloskopie zakres przenoszonych częstotliwości wynosi od 20 do 7500 Hz. Ograniczone pasmo częstotliwości nie jest jednak wadą istotną przy demonstracjach zjawisk elektromagnetycznych, gdyż znaczną ich większość można przeprowadzić przy zastosowaniu źródeł o częstotliwościach leżących w podanym zakresie.

Omawiany oscyloskop demonstracyjny składa się z szeregu bloków przedstawionych na schemacie blokowym (rys. 2). Widać pośród nich szereg dobrze znanych układów. Celowe będzie zatem zwrócenie uwagi jedynie na pewne, rzadziej spotykane podzespoły, których obecność podyktowana została szczególnym zastosowaniem opracowanego oscyloskopu.

Zasadniczo oscyloskopy umożliwiają obserwację przebiegów okresowych. Pociąga to za sobą konieczność poziomego odchylenia plamki na ekranie w ten sposób, by odchylenie od położenia wyjściowego rosło liniowo z czasem (tzw. liniowa postawa czasu). Praktycznie



Rys. 1. Oscyloskop demonstracyjny



Rys. 2. Schemat blokowy oscyloskopu demonstracyjnego; P1 — przełącznik rodzaju pracy kanału Y: położenie 1 — obserwacja jednoczesna dwóch przebiegów (I + II); położenie 2 — obserwacja jednego z przebiegów (I lub II); P2 — przełącznik rodzaju synchronizacji: położenie 1 — synchronizacja przebiegiem obserwowanym („wewnętrzna”); położenie 2 — synchronizacja napięciem doprowadzonym do zacisku „Synchr.” („zewnętrzna”); położenie 3 — synchronizacja napięciem sieci („~ 50 Hz”); P3 — przełącznik rodzaju pracy kanału X: położenie 1 — obserwacja przebiegów okresowych; położenie 2 — dołączenie dowolnego przebiegu odchyłającego w poziomie do zacisku „wejście X”

realizują ten warunek generatory napięć pilotowanych, które można synchronizować w najdogodniejszy dla danego pokazu sposób (przełącznik P2). Niekiedy zachodzi jednak potrzeba odchylenia w poziomie jakimś napięciem zewnętrznym, np. przy obserwowaniu figur Lissajous. Trzeba wówczas zmienić warunki pracy kanału odchylenia poziomego. W omawianym oscyloskopie służy do tego celu przełącznik P3. Spełnia on również dodatkowe zadanie: mianowicie

w przypadku nie korzystania z podstawy czasu odłącza on układ wygaszania biegu powrotnego promienia. Zadaniem ostatnio wspomnianego układu jest wygaszenie plamki na czas powrotu promienia do położenia wyjściowego, gdyż w przeciwnym przypadku na ekranie oscyloskopu byłaby widoczna część obserwowanego przebiegu, odpowiadająca czasowi powrotu, a to zaściemniałoby właściwy obraz.

Względy poglądowe wymagają bardzo często pokazania działania jakiegoś elementu czy urządzenia w ten sposób, by można było porównać dwa przebiegi — sterujący oraz wyjściowy, np. kształt napięcia doprowadzonego do układu prostującego oraz kształt prądu płynącego w obwodzie. Typowe oscyloskopy laboratoryjne (jednostrumieniowe) nie dają takich możliwości. Wydawać by się mogło, że i zastosowany kineskop nie pozwoli na jednoczesną obserwację dwóch przebiegów periodycznych. Możliwe jest jednak rozwiązanie tego problemu na drodze układowej. W tym celu w opracowanym oscyloskopie zastosowano układ zwany komutatorem synchronicznym. Jego działanie przedstawia się w skrócie następująco. Obserwowane napięcie doprowadza się do siatek sterujących dwóch lamp, w których obwodach katodowych znajduje się opornik. Lamy te jednakże nie pracują w sposób ciągły, lecz na przemian. Komutuje się je przez podawanie na ich anody napięć prostokątnych o przeciwnych fazach. Dzięki takiej komutacji lampy działają na przemian i wzmacniacz odchyłania pionowego kolejno przenosi to jeden obserwowany przebieg, to drugi. Jeśli komutacja następuje z dostatecznie dużą częstotliwością, to obserwator widzi na ekranie oscyloskopu dwa nieruchome przebiegi badane. Proces komutacji jest zsynchronizowany z przebiegiem czasowym napięcia podstawy czasu (napięcia pilotowego): okres zmian napięcia pilotowego jest dwukrotnie mniejszy od okresu zmian napięcia prostokątnego. Przez zastosowanie komutatora osiągnięto więc możliwość jednoczesnej obserwacji dwóch przebiegów, ale ponadto istnieje możliwość wykorzystania oscyloskopu w zwykły sposób, tzn. do obserwacji lub pomiaru tylko jednego przebiegu (zmiany rodzaju pracy dokonuje się przełącznikiem P1).

Przy opracowaniu omawianego przyrządu zwracano szczególną uwagę na jego funkcjonalność, starając się jednocześnie zapewnić możliwie najdalej posuniętą prostotę obsługi w warunkach audytoryjnych. Zwrócono też uwagę na estetyczną formę zewnętrzną. Użytkowe i demonstracyjne walory opracowanego przyrządu pozwalają mieć nadzieję, że oscyloskop ten jest pewnym krokiem naprzód w zakresie ulepszenia pomocy naukowych, stanowiących uzupełnienie wykładu z fizyki.

#### An Up-to-date Direct-viewing Oscilloscope

*Abstract:* A demonstrative oscilloscope built on a kinescope is described. Its qualities and faults of performance are discussed in detail.



### Nagroda Nobla

Laureatami Nagrody Nobla z fizyki za rok 1965 są Richard P. Feynman (California Institute of Technology, Pasadena), Julian S. Schwinger (Uniwersytet Harvarda) i Shino-ichiro Tomonaga (Uniwersytet w Tokio). Nagrodę przyznano im za stworzenie relatywistycznej elektrodynamiki kwantowej. Tomonaga nie mógł osobiście odebrać nagrody, gdyż uległ niedawno wypadkowi i ma złamane żebra.

### Nowy profesor

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 30 września 1965 roku nadała tytuł profesora nadzwyczajnego docentowi Tadeuszowi Skalińskiemu z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk.

### Kiełdysz członkiem Leopoldiny

Niemiecka Akademia Badaczy Przyrody Leopoldina w Halle wybrała na swego członka M. W. Kiełdysza, prezydenta Akademii Nauk ZSRR.

### Medal Einsteina

Medal Einsteina Fundacji Lewisa i Rosy Strauss otrzymał w roku 1965 John A. Wheeler, profesor Uniwersytetu w Princeton. Z medalem związana jest nagroda w wysokości 5000 dolarów.

Wheeler znany jest przede wszystkim ze swoich prac w dziedzinie teorii struktur jądrowych, oddziaływań mionowych i teorii grawitacji. Wraz z Bohrem opracował teorię rozszczepienia jądrowego opartą na tzw. modelu kropkowym. W czasie II Wojny Światowej brał udział w pracach nad kontrolowanym wyzwoleniem energii jądrowej. Po wojnie zajmował się teorią modeli jądrowych i oddziaływaniami mezonów z ja-

drami. Ostatnio zajmował się geometrią czasoprzestrzeni, a w szczególności zagadnieniem, do jakiego stopnia można wszystkie zjawiska fizyczne interpretować jako przejawy tej geometrii.

### Nadrody Państwowej Rady do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

Na posiedzeniu w dniu 6 grudnia 1965 r. Państwowa Rada do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przyznała następujące nagrody w dziale fizyki jądrowej za rok 1965:

Nagroda indywidualna I stopnia — prof. dr Andrzej Hrynkiwicz (Uniwersytet Jagielloński i Instytut Fizyki Jądrowej) za całość dorobku naukowego w dziedzinie fizyki jądrowej i za badania strukturalne metodą Mössbauera.

Nagroda indywidualna II stopnia — dr Wacław Nazarewicz (Instytut Badań Jądrowych) za zespół prac dotyczących punktów krytycznych powierzchni izoenergetycznych oraz drgań lokalnych w krzemie.

Nagroda zespołowa II stopnia — dr Szczepny Kraśnicki (Uniwersytet Jagielloński) i doc. dr Adam Wanic (Instytut Fizyki Jądrowej) za badania dynamiki spinów w strukturach magnetycznych metodą rozpraszania neutronów.

Nagroda zespołowa II stopnia — prof. dr Zdzisław Wilhelmi, mgr Jan Brzozko, mgr Piotr Decowski i mgr Krystyna Siwek-Diamant (Uniwersytet Warszawski) za prace dotyczące badania przekrojów czynnych reakcji typu  $(n, p)$ ,  $(n, 2n)$  i  $(n, np)$  oraz izomerycznych stosunków przekroju tych reakcji.

Nagroda zespołowa II stopnia — prof. dr Jerzy Massalski, dr Zdzisław Buja i mgr Bronisław Nizioł (Instytut Badań Jądrowych i Akademia Górniczo-Hutnicza) za badania oddziaływań jądrowych ultra-wysokich energii metodą komór jonizacyjnych i kontrolowanych emulsji jądrowych.



## Elektronika kwantowa

W dniach od 28 do 30 czerwca 1965 r. odbywała się w San Juan w Puerto Rico III Międzynarodowa Konferencja Elektroniki Kwantowej. Celem konferencji miało być zebranie niewielkiej, jak początkowo wydawało się, liczby osób pracujących czynnie w tej dziedzinie, aby przedyskutować w możliwie nieformalnej i swobodnej atmosferze problemy fizyczne elektroniki kwantowej.

Elektronika kwantowa stała się od czasów wynalezienia masera i lasera jedną z najbardziej dynamicznie rozwijających się gałęzi fizyki, przyciągając naukowców z tak różnych dziedzin, jak optyka, mechanika kwantowa, elektronika mikrofalowa, fizyka ciała stałego czy fizyka plazmy. Początkowo planowano zaprosić do udziału w konferencji 100 osób, wobec jednak tak szybkiego rozwoju elektroniki kwantowej liczba ta urosła do 250. Wygłoszono 90 referatów o następującej tematyce: efekty nieliniowe, zjawiska Ramana i Brillouina, materiały laserowe, spektroskopia, lasery półprzewodnikowe, masery gazowe, teoria szumów i oscylatora.

W dziale zjawisk nieliniowych na szczególną uwagę zasługują badania J. A. Giordmaine i R. C. Millera (Bell Telephone Laboratories) nad uzyskaniem częstości optycznych oscylatora strojonego. Wiele dyskutowano nad mechanizmem wymuszonego zjawiska Ramana i nie jest jeszcze jasne, czy aby wytłumaczyć zaobserwowane fakty doświadczalne wystarczy ulepszyć dotychczas istniejącą teorię, czy też należy pomyśleć o zupełnie innym mechanizmie tego zjawiska. Wiele czasu poświęcono omawianiu materiałów laserowych, w szczególności nie zostały jeszcze całkowicie wyjaśnione sprawy przekazywania energii i efekty fononowe w kryształach jonowych zawierających domieszki. F. Varsanij (Bell Telephone Laboratories) zaproponował, aby zastosować podwójny rezonans optyczny w podczerwieni do uzyskania masera na daleką podczerwień.

Lasery półprzewodnikowe można, jak wiadomo, pobudzać trzema metodami, mianowicie wstrzykiwaniem nośników przez złącza *p-n*, pompowaniem wiązką elektro-

nową i pompowaniem optycznym. Wydaje się, że fizyka laserów z wstrzykiwaniem nośników jest w tej chwili najlepiej poznana, jak wynikałoby to z pięknej pracy G. Lucovskyego (Philco) nad mechanizmem rekombinacji w GaAs. Wyniki z zakresu zjawisk magnetycznych i spektroskopii zemanowskiej w różnych laserach półprzewodnikowych przedstawiła grupa z Lincoln Laboratory w MIT, a podstawowe problemy fotoluminescencji i pobudzenia optycznego laserów — grupa z International Business Machines Corporation. N. G. Basov (Instytut Lebedieva) omówił badania, które doprowadziły do zbudowania lasera z GaAs dającego w impulsie moc 30 kW. Laser jest pompowany optycznie stokesowskim promieniowaniem ramanowskim ciepłego azotu wzbudzonym laserem rubinowym, pracującym w reżimie impulsowym.

Duże osiągnięcia uzyskano w zastosowaniu laserów gazowych do spektroskopii gazów. W szczególności metoda nasycenia przejść daje możliwość obserwowania naturalnej szerokości linii bez poszerzenia dopplerowskiego.

Nadzwyczaj ciekawe eksperymenty przeprowadzili L. S. Bartell i H. B. Thompson (Iowa State University) nad rozpraszaniem wiązki elektronów na fali stojącej fotonów. To „stymulowane rozproszenie comptonowskie elektronów przez wiązkę z lasera“ jest właściwie efektem przewidzianym przez Kapicę i Diraca w 1933 roku. Można je uważać za odwrotność dyfrakcji fotonów na fali stojącej elektronów (to jest konwencjonalnej dyfrakcji rentgenowskiej).

Ostatnie posiedzenie poświęcone było teorii pomiarów, szumów i oscylatora. W przypadku laserów He-Ne i GaAs wydaje się, że oscylator van den Poła z szumami jest właściwym modelem. Ostatnie prace W. Lamba i B. Laxa (MIT) w sposób zasadniczy posunęły naszą wiedzę o oscylatorze laserowym.

Sprawozdanie z konferencji, pod redakcją P. L. Kelley, B. Laxa i P. E. Tannenwalda, zostało wydane przez firmę McGraw-Hill.

## Konferencja półprzewodnikowa w Baku

W dniach od 11 do 15 października 1965 r. odbyła się w Baku konferencja na temat

właściwości fizycznych półprzewodników typu  $A^{III}-B^V$  i  $A^{III}-B^VI$ . Organizatorami konferencji była Komisja do spraw Fizyki i Chemii Półprzewodników Akademii Nauk ZSRR, Instytut Fizyki Akademii Nauk Azerbejdżańskiej SSR, Fizyko-techniczny Instytut im. A. F. Joffego w Leningradzie oraz Azerbejdżański Uniwersytet Państwowy im. S. M. Kirowa w Baku. Wygłoszono około 90 referatów.

Badania nad promieniowaniem rekombinacyjnym złącz  $p-n$  i elektroluminescencją arsenku galu przedstawiła grupa D. N. Nasledowa (Fizyko-techniczny Instytut im. A. F. Joffego, Leningrad), a badania nad rekombinacją promienistą w diodach z arsenku galu referowali B. M. Wuł i W. S. Wawilow (Instytut Fizyki im. Lebidiewa, Moskwa). Następnie przedstawione były prace grupy N. G. Basowa (Instytut Fizyki im. Lebidiewa, Moskwa) dotyczące promieniowania rekombinacyjnego w GaS i GaSe wzbudzonego szybkimi elektronami oraz generatorów kwantowych z GaAs.

J. Kołodziejczak (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) mówił o strukturze pasma podstawowego w półprzewodnikach typu  $A^{III}-B^V$ .

W. W. Sobolew (Instytut Fizyki Stosowanej Mołdawskiej SSR, Kisziniew) zreferował wyniki badań nad strukturą energetyczną związków typu  $A^{III}-B^VI$ . W. L. Gurewicz (Fizyko-techniczny Instytut im. A. F. Joffego, Leningrad) przedstawił teorię oscylacji magnetooporowych wykonanych ze związków typu  $A^{III}-B^V$ . D. N. Nasledow (Fizyko-techniczny Instytut im. A. F. Joffego, Leningrad) mówił o efekcie Nernsta-Ettinghausena w GaAs typu  $p$  oraz o właściwościach GaAs domieszkowanego żelazem i miedzią.

R. Gałazka przedstawił pracę własną i W. Szymańskiej (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) na temat struktury pasma przewodnictwa w HgTe oraz w  $Cd_{0,1}Hg_{0,9}Te$ . G. B. Abdulajew (Instytut Fizyki Akademii Nauk Azerbejdżańskiej SSR, Baku) mówił o badaniach przewodnictwa cieplnego półprzewodników typu  $A^{III}-B^V$ .

R. Piotrkowski przedstawił badania własne i S. Porowskiego (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), prowadzone metodą wysokich ciśnień, nad strukturą pasmową HgTe.

## Fotografie Marsa

Przekazano do publicznej wiadomości 22 fotografie wykonane przez raketę Mariner IV, gdy 15 lipca 1965 r. przelatywała ona w odległości 17000—20000 km od powierzchni Marsa. Wykazują one istnienie kraterów o ostro zarysowanych brzegach. Nie widać ukształtowania powierzchni, które dowodziłoby istnienia erozji. Wydaje się zatem, że wbrew dotychczas przyjętemu pogładowi na Marsie nie ma wód powierzchniowych. Uzyskano fotografie ponad 70 kraterów o średnicach od 4 do 120 km. Brzegi ich wznoszą się do 100 m ponad otaczający teren. Ściany kraterów mają spadki około  $10^\circ$ . Gęstość kraterów (to jest liczba kraterów na jednostkę powierzchni) jest bardzo zbliżona do gęstości kraterów na Księżycu. Atmosfera Marsa musi być bardzo rozrzedzona. Wiek powierzchni oblicza się na 2 do  $5 \times 10^9$  lat. Według obserwacji Mariner IV pole magnetyczne Marsa jest niezmiernie słabe. Fotografie nie wykazały ani śladu tak zwanych kanałów na Marsie.

## Wykłady na scenie obrotowej

W maju 1965 r. oddano do użytku w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley nowy pawilon przeznaczony na wykłady fizyki. Składa się on z auditorium na 550 miejsc i sceny obrotowej, na której zamontowane są 3 kompletne urządzenia wykładowe: tablice, stoły z armaturą, rozdzielnie elektryczne itp. W ten sposób wykłady mogą się odbywać bezpośrednio jeden po drugim, gdyż w czasie trwania jednego można przygotowywać demonstracje do następnych. Na sali rozmieszczono 16 ekranów telewizyjnych, na których studenci mogą śledzić szczegóły doświadczeń pokazywanych na katedrze. Koszt budynku i wyposażenia wyniósł około 680 000 dolarów.

## Phys. Rev. znowu się rozszerza

Zacznając od stycznia 1966 r. *Physical Review* będzie ukazywało się 5 razy w miesiącu (zamiast jak dotychczas 2 razy). Te 5 zeszytów stanowić będzie oddzielny tom.

Każdy zeszyt będzie poświęcony innej grupie tematów według następującego wzoru:

- 1) atomy i cząsteczki; plazma; właściwości atomów, jonów i jąder w ciele stałym; ciecze; zjawiska kolektywne w ciele stałym,
- 2) ciało stałe (z wyjątkiem tematyki zawierającej się w zeszytcie 1),
- 3) jądra,
- 4) cząstki elementarne; teoria pola, teoria względności.

Zeszyty Nr 5 zawierać będą indeksy.

### *Molecular Crystals*

Firma Gordon & Breach przystąpiła do wydawania kwartalnika *Molecular Crystals*. Redaktorami są G. J. Dienes (Brookhaven National Laboratory) i M. H. Labes (Franklin Institute Research Laboratories). W skład Rady Redakcyjnej wchodzi szereg wybitnych specjalistów z całego świata.

Nowe czasopismo zawierać będzie prace oryginalne na temat kryształów cząsteczkowych i na tematy ściśle z tym związane, jak krystalizacja polimerów, kryształy ciekłe i plastyczne, procesy przekazywania energii i ładunku, zjawisko fotoelektryczne, uszkodzenia popromienne, struktura pasmowa, zjawiska powierzchniowe.

### *Journal of Physics Education*

Brytyjski Instytut Fizyki i Brytyjskie Towarzystwo Fizyczne rozpoczęły wydawanie miesięcznika *Journal of Physics Education*, poświęconego nowym kierunkom w nauczaniu fizyki, szczególnie w analizie dotychczas stosowanych metod oraz zagadnieniom aparatury demonstracyjnej. Pismo jest w zasadzie przeznaczone dla nauczycieli fizyki ostatniej klasy angielskich szkół średnich, należy jednak przypuszczać, że zawierać ono będzie również wiele problemów interesujących dla wykładowców kurs fizyki na wyższych uczelniach.

### **Oddział Opolski PTF**

W dniu 11 listopada odbyło się Walne Zebranie Oddziału Opolskiego. Dokonano wyboru Zarządu na kadencję 1965/6. Nowy Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — doc. dr Czesław Janiewicz, zastępca przewodniczącego — dr Mieczysław Piróg, sekretarz — mgr Janina Miliszkiewicz, skarbnik — mgr Henryk Sałajczyk, członek Zarządu — mgr Jerzy Mirecki.

W dniu 10 listopada 1965 r. Oddział liczył 46 członków.

### **G. Racah**

Dnia 29 sierpnia 1965 roku zmarł we Florencji, skutkiem zatrucia gazem świetlnym ulatniającym się z wadliwej instalacji, G. Racah, znany izraelski fizyk teoretyk.

Giulio Racah urodził się w roku 1909 we Florencji. Studiował na Uniwersytecie we Florencji, gdzie uzyskał stopień doktora. Dalsze studia odbywał w Rzymie pod kierunkiem Fermiego i w Zurychu w ETH u Pauliego. W roku 1932 Racah został profesorem Uniwersytetu we Florencji. Po sześciu latach przeniósł się do Uniwersytetu w Pizie, ale skutkiem prześladowań antyżydowskich musiał po roku opuścić Włochy i wyjechał do Palestyny, gdzie został natychmiast powołany na katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Hebrajskim w Jerozolimie. W latach poprzedzających powstanie państwa Izrael Racah brał czynny udział w walkach podziemnej organizacji żydowskiej Haganah.

Głównym wkładem Racah do fizyki było wprowadzenie tak zwanego współczynnika Racah w kwantowo-mechanicznej teorii momentu pędu.

W latach 1960—1963 Racah był przewodniczącym Wydziału Nauk Ścisłych Izraelskiej Akademii Nauk Ścisłych i Humanistycznych. W roku 1961 został wybrany Rektorem Uniwersytetu Hebrajskiego.

### **Wzrost liczby członków Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego**

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne liczyło w roku założenia (1899) 59 członków. Liczba ta przekroczyła setkę w roku 1902 (144 członków), 1000 w roku 1919 (1146 członków), 10000 w roku 1951 (10429 członków).

1 czerwca 1965 Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne liczyło 21870 członków, z tego około 2400 pochodzi spoza USA, a to z Kanady 505, Japonii 385, Francji 323, Anglii 254, Szwajcarii 136, Niemieckiej Republiki Federalnej 115, Włoch 80, Indii 70, Szwecji 63, Izraela 56, Holandii 58, Belgii 36, Australii 31, Danii 30, Meksyku 22, Norwegii 18, Austrii 16, Turcji 8.

Z krajów socjalistycznych Polska ma 12 członków, Chińska Republika Ludowa 8, Jugosławia 3, Czechosłowacja i ZSRR po jednym.

**Uchwała Zarządu Głównego  
Polskiego Towarzystwa Fizycznego  
w sprawie nagród dla wyróżniających się  
nauczycieli fizyki**

§ 1

Nagrody przyznawane są corocznie nauczycielom członkom Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

§ 2

Na nagrody przeznaczona jest suma 5000 zł rocznie. Wysokość poszczególnych nagród ustala Komisja z tym, że nagroda nie powinna w zasadzie przekraczać 1000 zł.

§ 3

Kandydatów do nagród ze wskazaniem osiągnięć w pracy dydaktycznej (wybitne wyniki nauczania fizyki w szkole, autorstwo podręczników, poradników metodycznych i inne) mogą zgłaszać wszyscy członkowie PTF, a poza tym sekcje dydaktyczne oddziałów PTF, Komitet Główny Olimpiady Fizycznej, w porozumieniu z Komitetami Okręgowymi, a także kierownik Sekcji Fizyki Centralnego Ośrodka Metodycznego Ministerstwa Oświaty. Wszystkie wnioski powinny być obszernie umotywo-

wane. Członkowie PTF zgłaszają kandydatów z wyczerpującym uzasadnieniem do Zarządów Oddziałów. Zarządy Oddziałów przesyłają następnie zgłoszone kandydatury wraz z opinią własną do Zarządu Głównego. Komitet Główny Olimpiady Fizycznej oraz Kierownik Sekcji Fizyki Centralnego Ośrodka Metodycznego Ministerstwa Oświaty kierują kandydatury, wraz z uzasadnieniem, wprost do Zarządu Głównego. Zarząd Główny przekazuje wszystkie materiały Komisji Nagród, która na podstawie tych materiałów przyznaje nagrody.

§ 4

Komisję do spraw nagród dla wyróżniających się nauczycieli powołuje Zarząd Główny PTF. Kadencja Komisji trwa tak jak kadencja Zarządu — dwa lata.

§ 5

Nagrody ogłaszane będą na Walnym Zgromadzeniu PTF lub na Zjeździe Delegatów PTF

§ 6

Regulamin niniejszy wchodzi w życie z dniem uchwalenia przez Zarząd Główny. Skład komisji Polskiego Towarzystwa Fizycznego do spraw nagród dla wyróżniających się nauczycieli fizyki: Przewodniczący: prof. dr Michał Halaunbrenner (Kraków). Członkowie: prof. dr A. Piekara (Poznań), prof. dr B. Ścisłowski (Warszawa), doc. dr B. Sujak (Wrocław), dr S. Czarnecki (Warszawa), mgr A. Nowicka (Warszawa), mgr Z. Mizgier (Warszawa).

Nagrody w r. 1965 za wybitne osiągnięcia w dydaktyce fizyki otrzymali: 1. mgr Z. Bał — Gliwice, 2. mgr A. Nowicka — Warszawa, 3. mgr A. Rakowski — Lublin, 4. mgr N. Stipal — Gdańsk, 5. mgr B. Twarowska — Warszawa.

**Czasopismo nabywać można w następujących Księgarniach Technicznych P.P. „Domu Książki”:**

**Wrocław, ul. Świdnicka 8**  
**Łódź, ul. Piotrowska 45**  
**Poznań, ul. Padarewskiego 6**  
**Kraków, Rynek Główny 36**  
**Lublin, Krakowskie Przedmieście 39**  
**Katowice, ul. Młyńska 2**  
**Warszawa, ul. Świętokrzyska 14**  
**Bydgoszcz, Stary Rynek 15**  
**Szczecin. Al. Wojska Polskiego 29**  
**Białystok, ul Lipowa 43**  
**Opole, ul. Ozimska 8**

**ZARZĄD**

**Przewodniczący**  
**Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ**  
czł. rzecz. PAN

**Wiceprzewodniczący**  
**Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
czł. rzecz. PAN

**Sekretarz**  
**Doc. dr ANIELA WOLSKA**

**Skarbnik**  
**Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członek Zarządu**  
**Doc. dr HALINA CHECIŃSKA**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

*Gdańsk* — Dr O. GZOWSKI  
*Głivice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI  
*Lublin* — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA  
*Łódź* — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI  
*Opole* — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK  
*Szczecin* — Dr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Doc. dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK  
*Warszawa* — Doc. dr JULIAN AULEYTNER  
*Wrocław* — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR



## TREŚĆ

W. A. Little — Nadprzewodnictwo w temperaturze pokojowej ( <i>tłum. A. Grohman</i> )	3
L. W. Kiełdysz — Nadprzewodnictwo w układach niemetalicznych ( <i>tłum. A. Grohman</i> ) . . . . .	19
B. Seroczyńska-Wojas — Przegląd fizycznych własności niektórych nowych półprzewodników z grupy III—V . . . . .	29
F. Kaczmarek — Podwójny rezonans elektronowo-jądrowy . . . . .	43

## NOWOŚCI NAUKOWE

B. Kuchowicz — Jak zmierzyć bezpośrednio rozpraszanie neutronu na neutronie	67
---	----

## NOWA APARATURA

F. Kaczmarek, H. Dymaczewski, Z. Błaszczak — Czerwony laser gazowy	71
--	----

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

M. Jeżewski — Zagadnienia dydaktyki fizyki w uczelniach akademickich . . .	81
L. J. Widomski — Nowoczesny oscyloskop demonstracyjny . . . . .	83
KRONIKA . . . . .	87

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

## Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.